

N° D'ORDRE 4305

Série A, N° 5156

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

BERNARD AUBERT

1^{re} THÈSE : Vérification expérimentale de la règle de sélection $\Delta S = \Delta Q$
dans les désintégrations de mésons K neutres.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 4 Juin 1964 devant la Commission d'examen

MM. J. TEILLAC

Président

PH. MEYER

L. LEPRINCE-RINGUET

A. LAGARRIGUE

} *Examineurs*

THESES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

LE CHAÎNE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES

ROBERTO ALBERTI

THÈSE : THÈSE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES
LE CHAÎNE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES

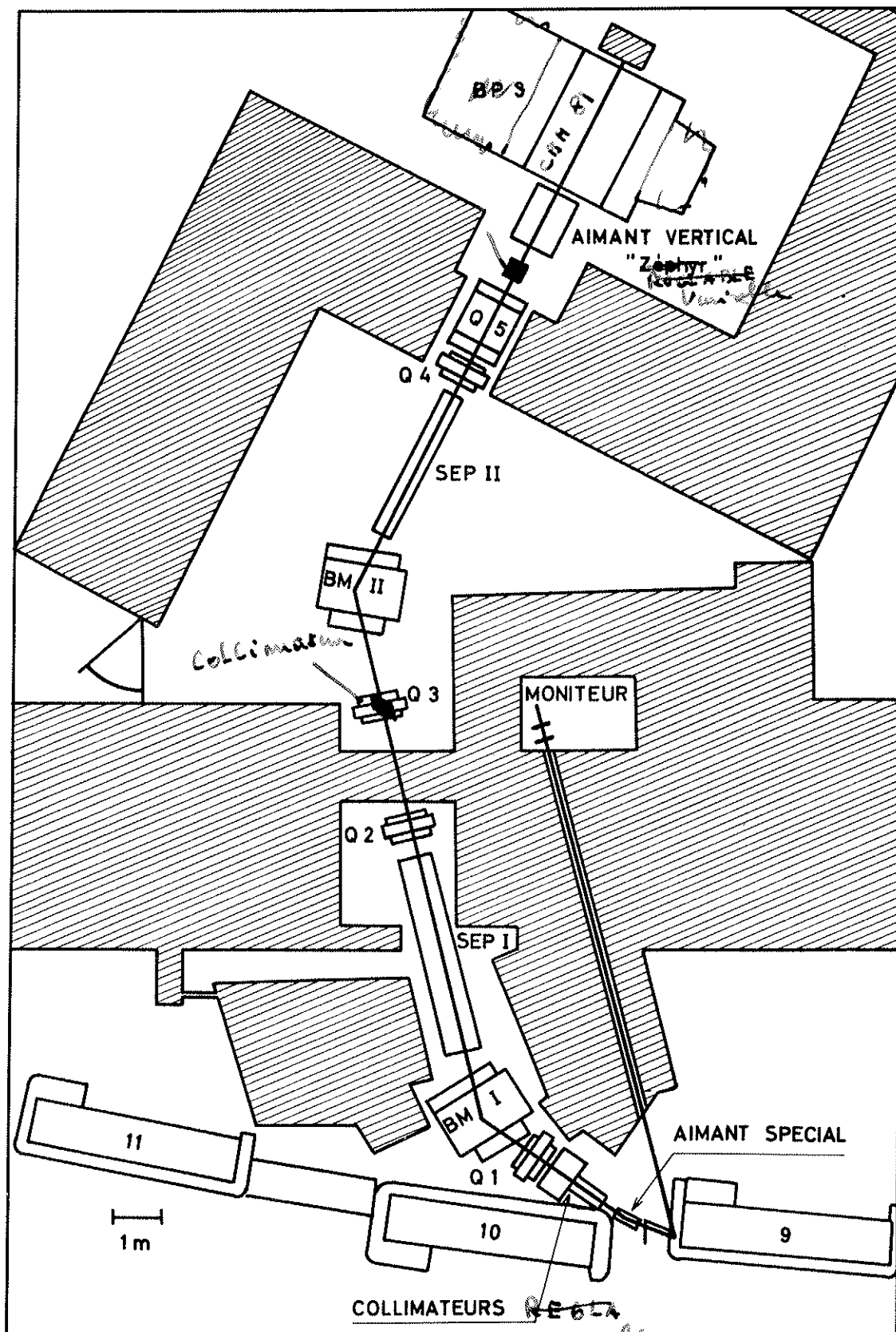
THÈSE : THÈSE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES

THÈSE : THÈSE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES

THÈSE : THÈSE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES

THÈSE : THÈSE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES

THÈSE : THÈSE DE DOCTEUR EN SCIENCES MATHÉMATIQUES



Fig(I.4)

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

POSSOMPES	T Zoologie.	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).	HOUILLO	Biologie animale (P.C.B.)
VILLE	T Econométrie.	JULLIEN J.	Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
WILLEMART	T Chimie (P.C.B.).	MALGRANGE	T Technique mathématique de la Physique (Orsay).
DODE	T Chimie (Orsay).	OLIVIER	Antropologie.
FREYMAN	T Recherches physiques.	NOZERAN	T Botanique II (Orsay).
GUINOCHET	T Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).	BLANC-LAPIERRE	T Physique (E.N.S.) (Orsay).
ROLLET	T Chimie minérale.	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).
M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (S.P.C.N.)	KAHANE	T Mathématiques (Orsay).
CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.	SAMUEL	T Mathématiques (E.N.S. féminine).
ARNOULT	T Electronique (Orsay).	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
CHAPELLE	T Physique (Orsay).	KHIRY	T Mécanique céleste.
DELANGE	T Mathématiques I (Orsay).	ABELES	Physique (S.P.C.N.)
DENY	T Mathématiques générales (Orsay).	AMAT	T Physique (P.C.B.)
GERMAIN	T Mécanique théorie des Fluides.	AUBOIN	T Géologie.
LUCAS G.	T Géologie.	M ^{me} BENOIT-GJEUTAL	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. expér. des hautes énergies (Orsay)
CURIE D.	Physique (M.G.P.)	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
DURAND-DELGA	T Géologie.	ECHALIER	Biologie animale (P.C.B.)
FREON	T Chimie organique (Orsay).	BARRAUD	Physiologie cellulaire
HELLER	T Physiologie végétale.	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

Le travail qui est présenté ici rentre dans le cadre d'une étude générale des désintégrations à trois corps des mésons K^0 , au moyen de la chambre à bulles à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique (BP3).

La règle de sélection $\Delta S / \Delta Q = +1$, est une règle empirique proposée en 1958 par Feynman et Gell Mann (1) pour simplifier la représentation de la structure des interactions faibles. Elle s'applique aux désintégrations leptoniques de particules étranges. Cette règle intervient en particulier pour les modes $\pi^\pm e^\mp \nu$ et $\pi^\pm \mu^\mp \nu$ du K^0 .

Les résultats sur ces désintégrations (2) sont apparus en désaccord avec les prévisions théoriques. Cette expérience est très pauvre du point de vue statistique, il fut donc décidé en 1961 de refaire une expérience de ce type dans des conditions meilleures d'une part quant au nombre d'évènements, d'autre part quant à leur identification.

Dans ce but un faisceau de mésons K^+ de basse énergie a été construit au CERN l'hiver 61-62, afin de produire des réactions d'échange de charge sur les neutrons du liquide remplissant la chambre. L'étude développée ici a été réalisée au moyen de 100 000 photographies prises dans ce faisceau en Juillet 62. Nous n'avons utilisé que les désintégrations électroniques identifiées directement par arrêt de l'électron.

La même étude pouvait être faite au moyen des désintégrations muoniques mais elle aurait présenté de sérieuses difficultés pour séparer les événements du bruit de fond.

La règle envisagée interdit les réactions du type :

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

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

tandis qu'elle permet

$$K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$$

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

Les désintégrations du K^0 ne se font pas suivant le schéma $K^0 \bar{K}^0$ mais par l'intermédiaire du complexe $K_1^0 - K_2^0$. Nous verrons que dans ces conditions vérifier la règle $\Delta S/\Delta Q$ revient à comparer le nombre de désintégrations près de l'origine, au nombre de désintégrations loin de l'origine. Dans cette étude il sera couramment employé les mots : temps "court" et temps "long" ou événement "près" et événement "loin", pour représenter ces deux catégories. Nous symboliserons par K/β^+ les modes $\pi^- e^+ \nu$ et par K/β^- les modes $\pi^+ e^- \bar{\nu}$.

La rareté des désintégrations recherchées, due au rapport de branchement faible $K_1^0 = \pi^+ e^- \nu / \pi \pi$ et à la grande vie moyenne du K_2^0 , donne au dépouillement une grande importance. Tous les films seront examinés deux fois. Il sera nécessaire d'appliquer des coupures très strictes pour séparer les véritables désintégrations des événements de bruits de fond.

Les principales difficultés se résument dans les quatre points suivants :

1°) Pour avoir une statistique suffisante il a été produit un grand nombre d'échange de charge, certains événements pourront avoir deux origines de temps ou plus.

2°) Par suite des désintégrations en cascade $\pi \mu e$ il pourra y avoir un certain nombre de $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bien localisés

près de l'origine pour lesquels nous verrons un électron s'arrêter et qui ainsi simuleront des candidats K/β .

3°) Il ne faut pas mélanger à la distribution une quantité de véritables K/β produits à l'extérieur de la chambre et auxquels on attribue un temps de vie faux.

4°) Il faut évaluer soigneusement les pertes de toutes sortes : pertes géométriques (dues au volume limité de la chambre), pertes de non spiralisation (désintégration pour lesquelles l'électron ne s'arrête pas dans le volume), pertes par absorption (un certain nombre de K^0 disparaissent non par désintégration mais par réaction).

Cette étude a pour objet de résoudre ces différents problèmes. Nous verrons notamment comment, grâce aux facilités de calcul offertes par l'utilisation d'un ordinateur IBM 7090, une expérience fictive a été reproduite en vue de rendre compte des déformations que l'expérience fait subir aux courbes théoriques.

CHAPITRE I

CONSTRUCTION D'UN FAISCEAU SEPARÉ DE MESONS K DE BASSE ENERGIE

Pour obtenir un grand nombre de mésons K^0 , cette expérience nécessitait un faisceau de K^+ de basse énergie et de haute intensité. Les mésons neutres étaient produits par échange de charge sur les neutrons du liquide remplissant la chambre à bulles BP 3.

I/ CONSTRUCTION DU FAISCEAU

L'impulsion nominale choisie est 800 Mev/c, impulsion donnant l'optimum pour le rapport des sections efficaces d'échange de charge élastique et inélastique $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{inél}}$. Le choix a été fait à la suite d'hypothèses sur les sections efficaces, hypothèses bien vérifiées par la suite dans les photographies à l'aide des origines de $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Une description détaillée du faisceau pourra être trouvée par ailleurs (I-1). Nous mettrons ici en évidence ce qui a guidé nos préférences. En plus des contraintes matérielles, telle que la place disponible, des exigences plus sévères étaient requises en vue de réaliser dans le même faisceau, des expériences avec des mésons K^- à l'arrêt dans la chambre à hydrogène de SACLAY.

Le principe de départ est d'obtenir un faisceau à deux étages de séparation. D'après les expériences connues, un système à deux étages de séparation est plus avantageux, quant à la pureté finale, qu'un système ne comportant qu'un seul étage ayant double longueur de séparateur électrostatique. Ceci admis, le problème se résume à conduire le plus grand nombre de mésons $K^\pm$ jusqu'aux chambres à bulles, soit dit dans un autre langage, compte tenu de la vie relativement brève des K ($\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$ s.) : conduire le flux maximum produit à la source, sur une longueur minimum, et avec la

contamination la plus faible possible.

A - OBTENTION DU FLUX MAXIMUM

I°) Flux à la production

Les connaissances sur le flux à la production sont très limitées, mais les expériences précédentes semblent montrer une dépendance appréciable du flux en fonction de l'angle de production. Le maximum pouvant être espéré pour l'angle minimum.

Particule	Quantité de mouvement: Mev/c	Angle	Energie des Protons du Synchrotron GeV/c	Flux Particules par proton x base x steradian	Reference
K ⁻	800	15°	18.	$1,3 \pm .3 \cdot 10^{-3}$	I-2
K ⁻	1300	15°	18.	$2,3 \cdot 10^{-3}$	I-2
K ⁻	1250	20°	29.5	$1 \pm 4 \cdot 10^{-3}$	I-3
K ⁺	800	15°	18	$2.7 \pm 0,5 \cdot 10^{-3}$	I-2
$\pi^{\pm}$	800	15°	18	1.3×10^{-1}	I-2

Tableau I

En conséquence, nous avons fait construire un aimant spécialement blindé, pouvant aller contre la chambre à vide de l'accélérateur sans perturber les trajectoires du faisceau interne, il permet de prendre les particules émises de la cible, à un angle de 15°.

2°) Angle solide du faisceau

Il est dangereux d'augmenter l'angle solide du faisceau dans de grandes proportions ce qui entraîne des aberrations. Celles-ci sont spécialement dangereuses dans le plan vertical puisque au pire, elles empêcheraient la séparation entre mésons K et η .

Dans le plan vertical l'angle solide est limité par l'écartement des plaques du séparateur. Il a fallu trouver ici un compromis entre le champ électrique -donc la séparation-, et l'angle solide -donc le flux-. Pour le plan horizontal, nous prendrons l'angle maximum que l'optique et les aberrations permettent.

3°) Utilisation d'une lentille de champ

La condition de longueur minimum, impose d'avoir une dispersion importante, cette dispersion conduit normalement à une perte considérable de particules. Pour cette raison, nous avons utilisé une "lentille de champ". C'est une lentille ordinaire qui placée au foyer horizontal remet dans le faisceau les particules ayant une impulsion différente de $\pm \Delta p$ de l'impulsion nominale.

B - LONGUEUR MINIMUM

Ce problème est important. Après 10m de parcours il ne reste que 20 % des K initiaux, et après 25m il n'en reste que 1,6 %.

Afin d'obtenir la longueur minimum il a été utilisé un système de focalisation constitué de quadrupôles classiques courts (33cm de long) et de champs de fuite d'aimants défecteurs. Le calcul de ces derniers se fait de la même façon que les calculs d'aimants à pôles mobiles (I-4). Ils permettent une focalisation importante dans le plan vertical pour un effet faible dans le plan horizontal. Une distance focale verticale de 2m est associée à une distance focale horizontale supérieure à 100m. Ceci permet un angle solide d'acceptance

plus grand. Un inconvénient vient du fait que pour obtenir cet effet, il est nécessaire d'imposer au faisceau un angle de rotation important. La distance focale passe de 2m à 10m lorsque l'angle de rotation du faisceau passe de 41° , angle choisi, à 20° . Cet angle nécessaire pour raccourcir le faisceau, introduit une forte dispersion qui nécessite l'utilisation de la lentille de champs Q_3 .

Une conséquence importante de cet effet, est la forme particulière des foyers. Au premier étage, par suite de la variation de la distance focale et de la dispersion, les foyers correspondants à $p + \Delta p$, et $p - \Delta p$ sont alignés, sur une droite à 45° de l'axe du faisceau dans le plan horizontal. La distance entre deux foyers correspondant à 1 % de différence d'impulsion est de 10,3cm, ceci permet de compenser la dispersion par un absorbeur d'épaisseur variable.

L'inclinaison de cette droite sur l'axe du faisceau posera des difficultés pour l'admission dans le deuxième étage. On y remédie en mettant un terme sextupolaire dans la focalisation obtenue par le deuxième aimant, c'est-à-dire que la focalisation verticale est différente suivant la coordonnée perpendiculaire au faisceau dans le plan horizontal. Précisons que cet effet a été obtenu par la méthode empirique du fil flottant, et non par le calcul.

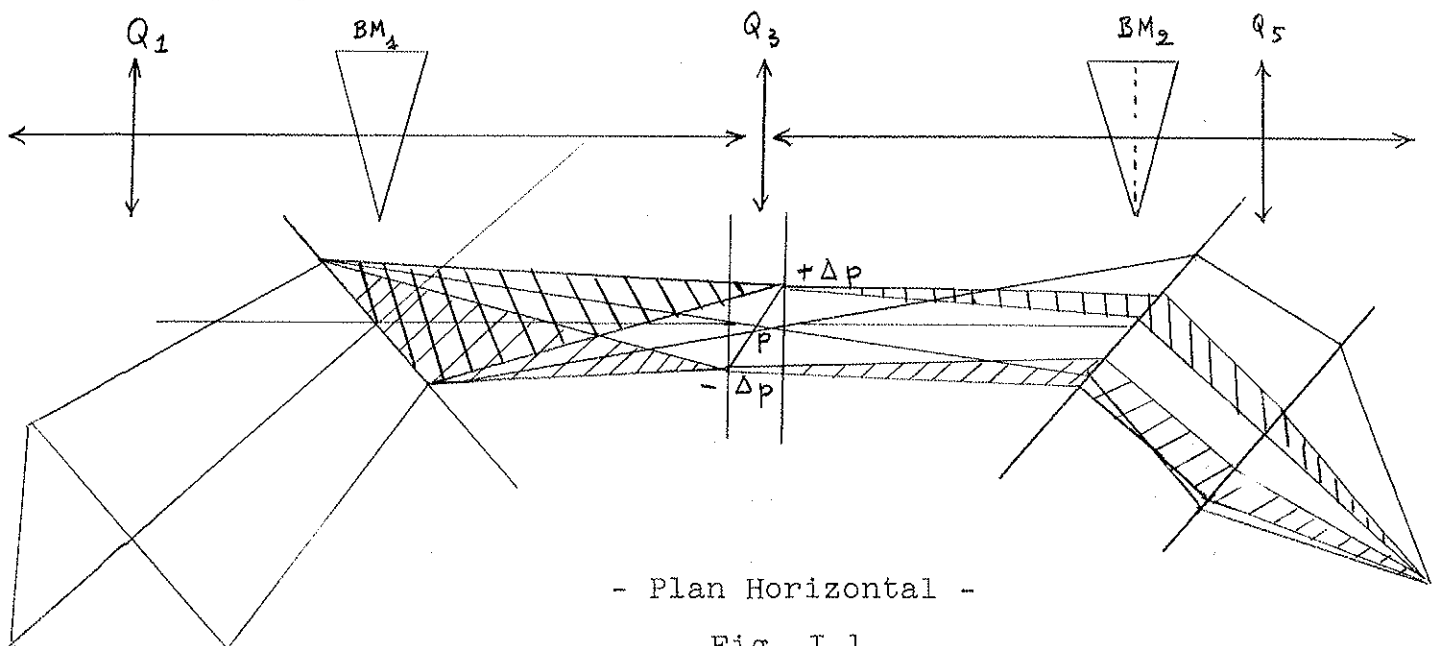


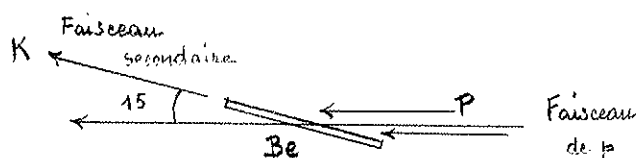
Fig. I-1

C - PURETE DU FAISCEAU

Le rapport $(\pi/K)^+$ à la cible est de 50 et devient 1000 à 23m de la cible, de plus le faisceau se charge en cours de route de μ secondaires. Une bonne séparation est nécessaire mais en plus il faut une image verticale petite et des aberrations négligeables.

La séparation et la taille de l'image sont optimisées par des calculs d'optique électronique. Pour réduire les aberrations :

1°) La cible, un bâtonnet de Beryllium 2 x 4 x 38mm, est posi-



tionnée de manière à n'être vue par le faisceau que par une section droite.

2°) Le faisceau se propage dans un tube à vide. Celui-ci est séparé de l'anneau de l'ac-

Fig. I-2

célérateur par une double fenêtre de mylar. Il existe à la première séparation de masse un passage à l'air libre permettant de placer les compteurs dans le faisceau. L'absence de vide introduit un halo de 0,9mm par mètre d'air.

3°) Un soin spécial a été donné à la préparation des aimants de déflexion. La réduction des aberrations a été obtenue par adjonction de pièces en fer aux bords des pôles.

4°) Les quadrupôles n'ont jamais été remplis.

Les aberrations dues aux variations de champ électrique sur le bord des plaques sont négligeables. Elles donnent un élargissement 10 fois plus petit que la séparation $K-\pi$.

II - DESCRIPTION DU FAISCEAU

Cette description sera faite en suivant le faisceau dans le sens de parcours des particules, les distances seront mesurées en mètres en partant de la cible.

- 1) $Z = 0$. Cible de Béryllium $2 \times 4 \times 38 \text{ mm}$.
- 2) $Z = 0,6$. Fenêtre de mylar séparant le vide du faisceau de celui de l'accélérateur.
- 3) $Z = 1,03$. Aimant spécial. Il fournit une déflexion de $13^{\circ}9$ dans le plan horizontal.
- 4) $Z = 1,97$. Collimateur définissant l'ouverture dans le plan vertical. L'ouverture est réglable. Il est constitué de deux masses de laiton de 50 cm de long.
- 5) $Z = 2,65$. Collimateur définissant l'ouverture dans le plan horizontal. Il a les mêmes caractéristiques que le précédent.
- 6) $Z = 3,36$. Quadrupôle Q_1 focalisant dans le plan horizontal. C'est un petit quadrupole de 33 cm de long et de 20 cm d'ouverture.
- 7) $Z = 4,76$. Aimant BM 1 donnant une déflexion horizontale de 41° . L'entrefer est de 11 cm , la longueur des pôles de 1 m .
- 8) $Z = 7,91$. Séparateur électrostatique. C'est un séparateur à champs croisés, les électrodes ont 3 m de long, l'écartement est de 10 cm .
- 9) $Z = 10,2$. Collimateur arrêtant les particules ayant diffusé sur les plaques du séparateur.
- 10) $Z = 10,73$. Quadrupôle Q_2 focalisant verticalement.
- 11) $Z = 13,28$. Première séparation de masse et lentille de champs Q_3 . Le collimateur qui fait la séparation est un bloc de laiton de 20 cm de long laissant une ouverture $4 \times 200 \text{ mm}$. Cette fente effectue une analyse en masse (verticale) et en moment (horizontal). A cet endroit le tube à vide est coupé pour permettre l'introduction de compteurs qui aideront à la mise en place et à la surveillance du faisceau.
- 12) $Z = 15,83$. Aimant BM 2
- 13) $Z = 18,65$. Séparateur électrostatique à champs croisés. Les plaques ont 3 m de long et leur écartement est 6 cm .
- 14) $Z = 20,4$. Collimateur analogue à 9)
- 15) $Z = 20,7$. Quadrupôle focalisant verticalement Q_4
- 16) $Z = 21,75$. Quadrupôle focalisant horizontalement Q_5 , c'est un élément de 1 m de long donnant un foyer près de la chambre à bulles.

I7) $Z = 22,90$. Seconde séparation de masse, bloc de laiton de 30cm de long ayant une ouverture verticale de 6mm.

Les quadrupôles Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 sont identiques, BM_1 et BM_2 sont des aimants de 1 mètre standards CERN. Les séparateurs appartiennent : le premier au CEN de Saclay, et le second à l'Université de Padoue (Italie).

La figure I-3 montre les trajectoires extrêmes pour un faisceau de 800 Mev/c dans les deux plans horizontal et vertical. La figure I-4 donne une vue d'ensemble. Les tableaux I-2 et I-3 résument les caractéristiques et les performances du faisceau finalement utilisé.

III- PRISE DE VUES

Il faut conduire les mésons K^+ à la chambre à bulles, l'optique du faisceau a été calculée de manière à ce qu'il ne soit pas nécessaire de rajouter un système de focalisation : pour passer de la seconde fente de masse à la chambre. Par contre pour que les particules fassent le trajet le plus long possible à l'intérieur de la chambre nous leur donnerons une courbure dans le plan vertical contraire à celle obtenue par le champ de fuite de l'aimant de BP 3. Cette déflexion de $20^\circ 30'$ est donnée par un aimant à pôles verticaux, "Zephyr" spécialement construit pour être placé devant la chambre. Cet aimant effectue une dernière analyse en moment juste devant la chambre et contribue à la pureté du faisceau.

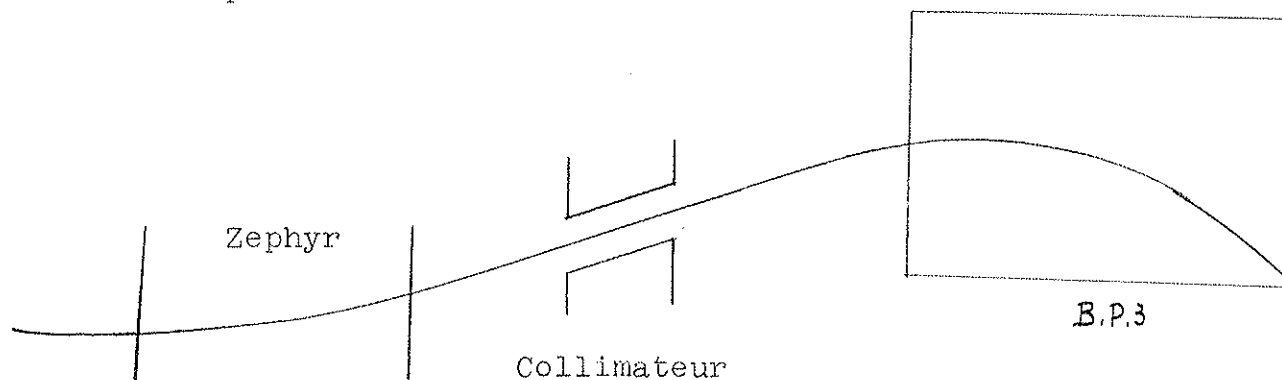


Fig.I-5

Tableau I-2 Paramètre du faisceau

Paramètre	Ier étage	2ème étage
Longueur	13,3m	9,6m (total 22,9m)
angle solide	$0,6 \times 10^{-3} \text{ st}$	$0,45 \times 10^{-3} \text{ st}$
écartement des plaques du séparateur électrostatique	10cm	6cm
longueur des plaques du séparateur	3m	3m
tension sur le séparateur	460 Kv	240 Kv
grandissement Horizontal	4,9	0,19 (0,9 total)
grandissement vertical	0,54	1,33 (0,72 total)
séparation $K \pi$	8mm	8mm
image verticale	$< 3\text{mm}$	$< 2,3\text{mm}$
dispersion	10cm pour $\Delta p = 1\%$	0,4cm pour $\Delta p = 1\%$

Tableau I-3 Flux

Particule 800 Mev/c 15° de production	Flux à 23 m de la cible pour 10" protons	Flux à la cible corrigé pour la désintégration	Flux absolu pour 10"p- par steradian par GeV/c
$\pi^+ (\sim \pi^-)$	$0,5 \pm 0,1 \times 10^5$	$0,85 \pm 15 \times 10^5$	$0,15 \pm 0,02$
K^+	57 ± 11	2700 ± 500	$5,3 \pm 1 \times 10^{-3}$
K^-	21 ± 4	1000 ± 200	$1,9 \pm 0,4 \times 10^{-3}$
$\bar{p}$	5 ± 2		$1,2 \pm 0,4 \times 10^{-5}$
p	$0,25 \times 10^5$		$6,8 \pm 2 \times 10^{-2}$

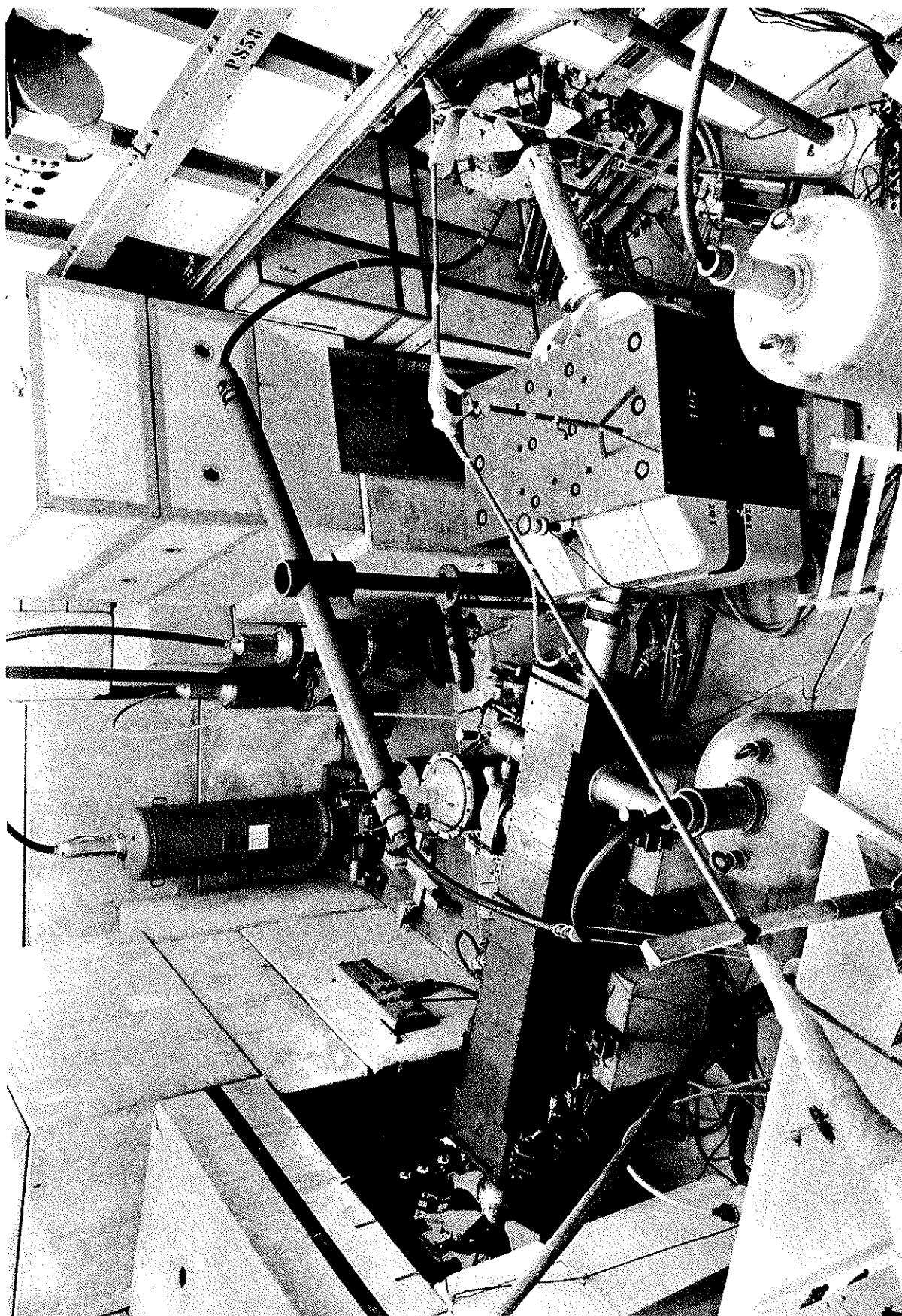


Photo n° 1 : Vue de la seconde partie du faisceau de mesons K.

ELEMENTS

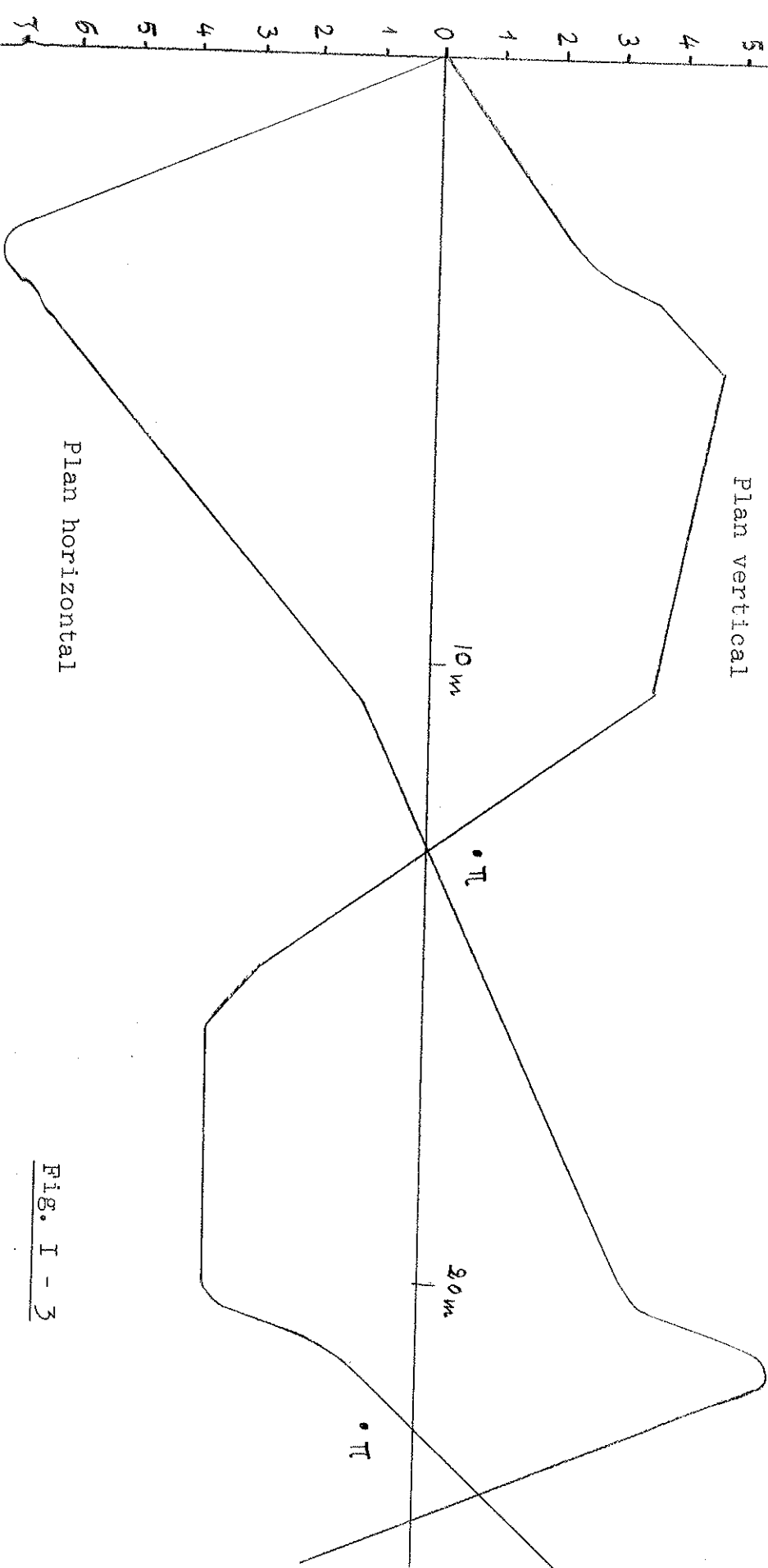
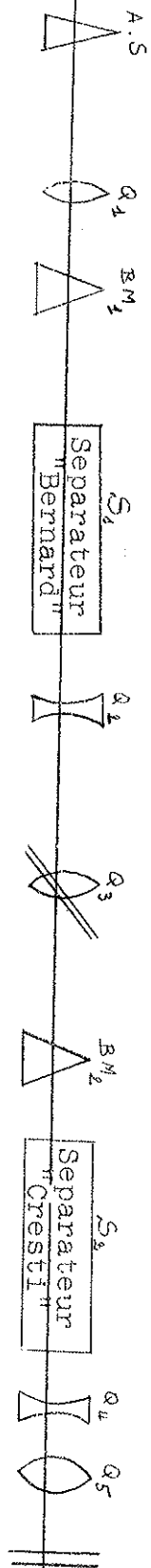


Fig. I - 3

Le dernier problème important est de protéger le volume de la chambre (qui nous servira de détecteur pour les K^0) des parasites pouvant être produits par des particules du faisceau ne rentrant pas dans la chambre par la fenêtre. A cet effet deux collimateurs ont été placés dans la dernière partie du faisceau : l'un, peu après la dernière fente de masse pour arrêter les particules diffusées, l'autre, à 1 mètre de la chambre pour préserver les bords de la fenêtre d'entrée.

La prise de vue a été réalisée en Juillet 1962 avec la chambre à bulles à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique BP3 (I-5). Elle a duré 15 jours, 230 000 photos furent prises et réparties entre différents laboratoires.

Durant toute la durée de l'expérience la pureté du faisceau a été surveillée par des mesures de temps de vol au moyen de deux compteurs à scintillation placés derrière chacune des fentes de masses. La stabilité en position et en nombre de traces a été vérifiée par la prise et l'étude immédiate de "bandes témoins", bandes photographiées par une quatrième camera montée sur BP3.

Après un réglage minutieux, la contamination du faisceau est inférieure à 10 %. Pendant l'expérience, qui a duré 15 jours elle est en moyenne de 15 %. La presque totalité est due aux μ . Le pourcentage de π^+ parasites est de l'ordre de un pour cent.

L'étude qui suit porte sur 95 000 de ces clichés étudiés à Paris.

CHAPITRE II

DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES DES MESONS K^0

La règle de sélection $\Delta S / \Delta Q$ interdit les transitions $K^0 \longrightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ et $\bar{K}^0 \longrightarrow \pi^- e^+ \nu$. Expérimentalement une difficulté vient de la possibilité d'échange existant entre le K^0 et le $\bar{K}^0$, qui se traduit par une impossibilité pratique d'attribuer à une désintégration $\pi e \nu$ de manière sûre, une source K^0 ou $\bar{K}^0$. Dès qu'un K^0 est produit, il se transforme partiellement en $\bar{K}^0$, il ne peut pas exister un faisceau pur de K^0 . Les désintégrations observées proviendront d'un mélange. Nous donnerons ici un rappel des propriétés du complexe $K^0 - \bar{K}^0$, puis nous écrirons les équations qui nous permettent de prévoir la distribution en fonction du temps des désintégrations leptoniques.

I/ RAPPEL DU COMPLEXE $K^0 - \bar{K}^0$

Voyons les différents aspects du méson K neutre:

1) Interactions fortes

Expérimentalement on connaît la production associée

$$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda^0 + K^0 \quad (1)$$

Le méson K^0 est défini comme un état propre d'étrangeté S opérateur commutant avec l'hamiltonien des interactions fortes. La réaction (1) demande pour l'état $|K^0\rangle$, $S = +1$, son antiparticule le $\bar{K}^0$ aura $S = -1$.

2) Interactions faibles

Il existe des désintégrations du méson K^0 à vie moyenne bien définie

$$K^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \pi^0 \pi^0, \pi \ell \nu \dots$$

Les interactions faibles ne conservent pas l'étrangeté. La définition précédente du K^0 ne convient donc plus. Un opérateur commutant avec l'hamiltonien des interactions faibles est le produit PC . Le méson K^0 sera représenté pour ce type d'interactions par des états propres de PC , $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$, par définition :

$$\begin{aligned} PC |K_1^0\rangle &= |K_1^0\rangle \\ PC |K_2^0\rangle &= -|K_2^0\rangle \end{aligned} \quad (2)$$

Parmi les désintégrations connues les modes $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \pi^0$ sont des états à $PC = +1$ puisque appliquer l'opérateur PC revient à changer les coordonnées spatiales et les signes des

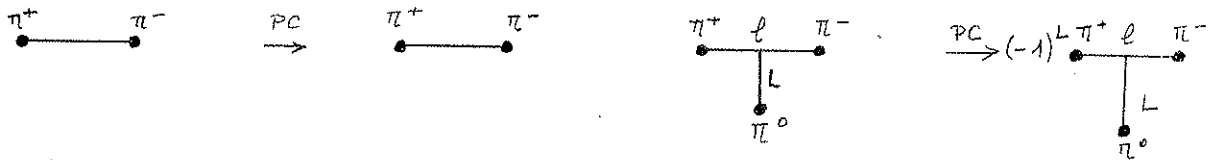


Fig. II-1

particules. Par contre le mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$ est un état $+1$ ou -1 suivant la valeur du moment orbital relatif du π^0 par rapport au centre de masse $\pi^+ \pi^-$. Le mode $3 \pi^0$ ne peut avoir que $PC = -1$, enfin les modes leptoniques, plus compliqués par la présence du spin des leptons, pourront avoir $PC = +1$ ou $PC = -1$ suivant les cas.

On peut attribuer aux K_1^0 et K_2^0 les 2 vies moyennes mesurées expérimentalement, les désintégrations en 2π correspondent au K^0 à vie brève d'où :

$$\tau_{K_1^0} = 0,9 \cdot 10^{-10} \text{ s} \quad (\text{II-1})$$

$$\tau_{K_2^0} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad (\text{II-2})$$

Les états $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$ sont des combinaisons linéaires des états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$, par définition :

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} & |K_2^0\rangle &= \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} \\ |K^0\rangle &= \frac{|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle}{\sqrt{2}} & |\bar{K}^0\rangle &= \frac{|K_1^0\rangle - |K_2^0\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (3)$$

Le formalisme est moins simple si $\mathcal{PC}$ n'est pas conservé dans les interactions faibles. Le système (3) devient alors :

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= a |K^0\rangle + b |\bar{K}^0\rangle \\ |K_2^0\rangle &= a' |K^0\rangle + b' |\bar{K}^0\rangle \end{aligned} \quad (4)$$

Les constantes a, b, a', b' peuvent être calculées par la méthode de Weiskopf et Wigner. Sachs (II-3) donne les valeurs de ces coefficients dans le cas le plus général. La conservation de $\mathcal{PC}$ revient par application du théorème $\mathcal{CPT}$ à l'invariance de l'opérateur T . Ceci est bien établi dans la radioactivité β (II-4) et semble l'être pour les désintégrations $K \rightarrow 2\pi$ (II-5).

Remarquons enfin que la formulation (3) a été introduite par Gell-Mann et Pais (II-6) dans l'hypothèse de l'invariance de $\mathcal{C}$ dans les interactions faibles. On conserve cette formulation avec l'hypothèse de l'invariance de $\mathcal{PC}$ en redéfinissant la phase tel que

$$\mathcal{C} |K^0\rangle = - |\bar{K}^0\rangle$$

3) Différence de masse

La vie moyenne n'est pas la seule différence existant entre K_1^0 et K_2^0 il existe aussi une différence de masse par suite des transitions $K^0, \bar{K}^0$, la matrice de "self énergie" est une matrice 2×2 où les termes non diagonaux représentent ces transitions. Si nous écrivons la même matrice dans le système K_1^0, K_2^0 , elle se diagonalise puisque avec l'hypothèse $\mathcal{PC}$ il n'y a pas d'échange K_1^0, K_2^0 .

	K^0	$\bar{K}^0$		K_1^0	K_2^0
K^0	M	H	K_1^0	$M + H$	
$\bar{K}^0$	H	M	K_2^0		$M - H$

$$H = \frac{1}{2} (m_{K_1^0} - m_{K_2^0}) = \frac{\Delta m}{2}$$

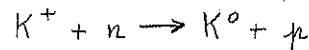
Plusieurs expériences récentes (II-7) donnent pour Δm une valeur voisine de $\hbar/c^2 \tau_1$.

4) Evolution dans le temps

La variation en fonction du temps des états $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$ est obtenue par la superposition d'une onde plane $e^{-i\omega t}$ et d'une fonction de désintégration $e^{-\frac{\lambda t}{2}}$. Dans le système du centre de masse du K, $\omega = m$; nous utiliserons un système pour lequel $\hbar$ et c sont égaux à l'unité.

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= |K_1^0(t=0)\rangle e^{-\frac{\lambda_1 t}{2}} e^{-im_1 t} \\ |K_2^0\rangle &= |K_2^0(t=0)\rangle e^{-\frac{\lambda_2 t}{2}} e^{-im_2 t} \end{aligned} \quad (5)$$

Les conditions initiales permettent de décrire le système, ainsi pour un méson K^0 produit dans une réaction d'échange de charge



l'évolution dans le temps est obtenue en combinant les équations (3) et (5)

$$|\psi_{K^0}(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |K_1^0\rangle e^{-\frac{\lambda_1 t}{2} - im_1 t} + \frac{1}{\sqrt{2}} |K_2^0\rangle e^{-\frac{\lambda_2 t}{2} - im_2 t} \quad (6)$$

Cette équation représente comment, un méson K^0 produit au temps $t = 0$ se comporte par la suite, c'est un mélange de deux particules K_1^0 et K_2^0 .

II - REGLE $\Delta S/\Delta Q = +1$.

Le rôle et l'importance de cette règle seront étudiés au chapitre VI. Elle joue sur les désintégrations leptoniques de particules étranges et doit s'appliquer aux modes $K \rightarrow \pi l \nu$. Considérons la matrice de transition

$$M = \sum_i \langle \pi | j_i | K \rangle \bar{\psi}_e \gamma_i (1 + \gamma_5) \psi_\nu + h.c.$$

j_i est appelé un "courant" il associe les particules à interactions fortes. Ce courant a des nombres quantiques $\Delta Q, \Delta S$,

$\rightarrow \Delta I$ et ΔI_3 . La règle interdit la présence de courant du type ($\Delta Q = +1, \Delta S = -1$) ou ($\Delta Q = -1, \Delta S = +1$). On définit

$$\Delta Q = Q_{\text{initial}} - Q_{\text{final}}, \Delta S = S_{\text{final}} - S_{\text{initial}}.$$

Nous symboliserons par $\langle \pi^+ |$ l'état final $\pi^+ e^- \nu$ et par $\langle \pi^- |$ l'état $\pi^- e^+ \nu$. Le tableau (II-1) montre les différents courants qui peuvent intervenir dans les désintégrations leptoniques du méson K^0 .

transition	initial	final	Q_i	Q_f	S_i	S_f	$\Delta Q / \Delta S$
$\langle \pi^+ K^0 \rangle$	K^0	$\pi^+ (e^- \bar{\nu})$	0	+1	+1	0	-1
$\langle \pi^- K^0 \rangle$	K^0	$\pi^- (e^+ \nu)$	0	-1	+1	0	+1
$\langle \pi^+ \bar{K}^0 \rangle$	$\bar{K}^0$	$\pi^+ (e^- \bar{\nu})$	0	+1	-1	0	+1
$\langle \pi^- \bar{K}^0 \rangle$	$\bar{K}^0$	$\pi^- (e^+ \nu)$	0	-1	-1	0	-1

Tableau II-1

En résumé les désintégrations permises sont :

$$K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$$

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

les désintégrations interdites sont :

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

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

III - EVOLUTION EN FONCTION DU TEMPS DES DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES

Nous devons envisager comment cette interdiction théorique sur $K^0 \bar{K}^0$ va se traduire expérimentalement puisque notre observation se fait sur le système $K_1^0 K_2^0$. La conservation de PC donne :

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ | K_1^0 \rangle &= \langle \pi^- | K_1^0 \rangle \\ \langle \pi^+ | K_2^0 \rangle &= -\langle \pi^- | K_2^0 \rangle \end{aligned} \quad (7)$$

Remplaçons $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$ en fonction de $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ | K^0 \rangle + \langle \pi^+ | \bar{K}^0 \rangle &= \langle \pi^- | K^0 \rangle + \langle \pi^- | \bar{K}^0 \rangle \\ \langle \pi^+ | K^0 \rangle - \langle \pi^+ | \bar{K}^0 \rangle &= -[\langle \pi^- | K^0 \rangle - \langle \pi^- | \bar{K}^0 \rangle] \end{aligned} \quad (8)$$

Ces équations donnent directement par addition et soustraction

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ | K^0 \rangle &= \langle \pi^- | \bar{K}^0 \rangle = \beta \\ \langle \pi^+ | \bar{K}^0 \rangle &= \langle \pi^- | K^0 \rangle = \alpha \end{aligned} \quad (9)$$

D'après le paragraphe précédent α et β représentent respectivement l'amplitude de transition des modes permis et interdits nous pourrions définir un paramètre de violation X.

$$X = \frac{\beta}{\alpha} \quad (10)$$

Si la règle de sélection est vérifiée X et β sont nuls.

Pour représenter l'évolution dans le temps des désintégrations leptoniques en partant d'un état $|K^0\rangle$ initialement pur, nous devons écrire les amplitudes :

$$\begin{aligned} A^+(t) &= \langle \pi^- | \psi_{K^0}(t) \rangle \\ A^-(t) &= \langle \pi^+ | \psi_{K^0}(t) \rangle \end{aligned} \quad (11)$$

Le signe de A est le signe de l'électron qui apparaît dans la désintégration $|\psi(t)\rangle$ est défini par l'équation : (6)

$$A^\pm = \left[\langle \pi^\pm | K_1^0 \rangle e^{-im_1 t + \lambda \frac{1}{2} t} + \langle \pi^\pm | K_2^0 \rangle e^{-im_2 t + \lambda \frac{2}{2} t} \right] \quad (12)$$

Les équations (7), (8) et (9) permettent d'écrire :

$$\langle \pi^+ | K_1^0 \rangle = \langle \pi^- | K_1^0 \rangle = \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{2}} = \text{cst} (1 + \chi)$$

$$\langle \pi^+ | K_2^0 \rangle = -\langle \pi^- | K_2^0 \rangle = -\left(\frac{\alpha - \beta}{\sqrt{2}}\right) = -\text{cst} (1 - \chi)$$

d'où les amplitudes de transition fonction du temps et de χ .

$$\begin{aligned} A^+(t, \chi) &= \text{cst} \left[(1 + \chi) e^{-\frac{\lambda_1}{2}t - i m_1 t} + (1 - \chi) e^{-\frac{\lambda_2}{2}t - i m_2 t} \right] \\ A^-(t, \chi) &= \text{cst} \left[(1 + \chi) e^{-\frac{\lambda_1}{2}t - i m_2 t} - (1 - \chi) e^{-\frac{\lambda_2}{2}t - i m_2 t} \right] \end{aligned} \quad (I3)$$

La probabilité de désintégration au temps t sera donné par le carré de l'amplitude:

$$N^\pm(t) = \text{cst} \left[(1 + \chi)^2 e^{-\lambda_1 t} + (1 - \chi)^2 e^{-\lambda_2 t} \pm 2(1 - \chi^2) e^{-\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}t} \cos \Delta m t \right] \quad (I4)$$

Ces probabilités dépendent de 2 paramètres χ et Δm . Les oscillations dues au terme en cosinus doivent permettre une nouvelle détermination de Δm . Par contre une distribution indépendante du signe sera indépendante de la différence de masse.

$$N^+(t) + N^-(t) = \text{cst} \left[(1 + \chi)^2 e^{-\lambda_1 t} + (1 - \chi)^2 e^{-\lambda_2 t} \right] \quad (I5)$$

La somme se comporte donc comme une superposition des produits de désintégrations de deux particules distinctes K_1^0 et K_2^0 de taux respectifs Γ_1 , et Γ_2 :

$$N^+ + N^- = \text{cst} \left[\Gamma_1 e^{-\lambda_1 t} + \Gamma_2 e^{-\lambda_2 t} \right] \quad (I6)$$

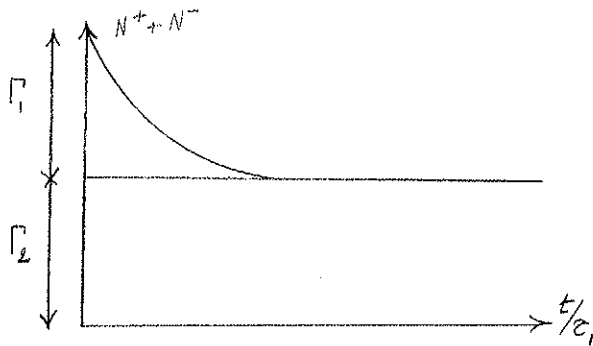
$$\Gamma_1 = (1 + \chi)^2 \quad \Gamma_2 = (1 - \chi)^2$$

Si la règle est valable les taux de désintégrations sont égaux.

IV - CONCLUSION

Expérimentalement, par suite de la différence existant entre les deux vies moyennes, nous aurons dans le domaine d'observation la totalité de la décroissance K_1^0 , alors que nous aurons une

variation très faible pour le K_2^0 . La quantité mesurée sera le rapport $\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}$:



$$N^+ + N^- = \text{cst} \left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} e^{-\frac{t}{\tau_1}} + e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad (I7)$$

Ainsi nous obtenons la courbe théorique à laquelle nous devons comparer nos résultats expérimentaux.

Le rapport $\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}$ varie en fonction de χ entre 1 et l'infini. La méthode est très sensible au paramètre à déterminer.

Cependant il faut remarquer que

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \left(\frac{1+\chi}{1-\chi} \right)^2$$

ce qui nous donnera χ ou $\frac{1}{\chi}$ suivant le signe de la racine de $\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}$. L'indétermination sur χ sera aisément levée en considérant la distribution des désintégrations $\pi^+ e^- \rightarrow$ au temps voisin de zéro qui est proportionnelle à χ^2 .

La méthode expérimentale consiste donc à tracer la distribution de tous les événements détectés puis de considérer séparément les distributions avec signe afin de lever l'indétermination sur χ et de mesurer la différence de masse.

CHAPITRE III

OBTENTION DES DISTRIBUTIONS EXPERIMENTALES

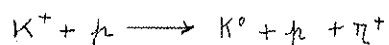
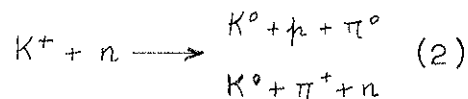
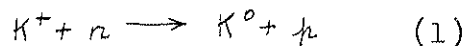
Nous devons tracer une distribution en fonction du temps de vie du K^0 des désintégrations leptoniques. Le problème se réduit donc à trouver, d'une part ces désintégrations K/β , et d'autre part l'origine du K^0 . Comme les désintégrations leptoniques sont des désintégrations à trois corps et que l'échange de charge se fait sur noyau complexe, nous ne disposons pas de toutes les informations suffisantes pour attribuer d'une manière sûre à un K/β observé, une origine et un temps. Pour cette raison, nous devons mener en parallèle à l'étude des K/β , une étude des désintégrations bien connues $K^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$.

I - RECHERCHE ET ETUDE DES K/β

Nous disposons pour ce travail de 100 000 photographies prises en Juillet 1962.

I/ Considérations générales

Les K^0 sont produits par échange de charge de K^+ sur neutron du mélange $C_3H_8 - C_3F_7Br$ en égales proportions de volume. L'impulsion du K^+ initial, de 800 Mev/c, permet des échanges élastiques (1) et inélastiques (2) :



Les K^0 produits se trouvent par moitié sous forme de K_1^0 à courte vie moyenne, le reste sous forme de K_2^0 à grande vie

moyenne. Nous nous intéressons aux désintégrations électroniques. Elles se présentent dans la chambre comme la naissance de deux traces dont l'une est reconnue comme signant un électron, l'autre étant compatible avec un méson η .

Les propriétés du liquide, densité $0,9 \text{ g/cm}^3$ longueur de radiation 21 cm , permettent une détection de l'électron par spiralisation voisine de 80% . On dit que l'électron spiralise lorsqu'il existe un point pour lequel l'angle α projeté sur le plan de la glace entre la tangente et le rayon vecteur, est supérieur à 90° . Un petit nombre d'électrons sont reconnus par la présence d'un rayon delta, ou par l'émission d'un photon de bremsstrahlung mais il est difficile d'évaluer l'efficacité de détection pour ces modes, alors que nous pourrions facilement estimer les pertes par non-spiralisation à l'intérieur du volume de la chambre. Monsieur J. Six (III-1) présente une étude détaillée de l'évaluation de la probabilité d'identification des électrons.

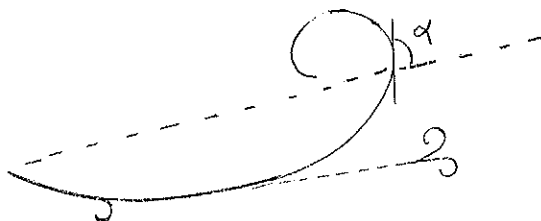


Fig. III-1

L'objet de cette expérience est, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la comparaison de la distribution entre les temps courts et les temps longs. Il est très important de connaître avec précision l'efficacité relative de détection.

Nous prenons comme unité de temps la vie moyenne du K^0_1 . Pour un moment de K^0 de 350 Mev/c correspondant au moment moyen des K^0 produits par échange de charge élastique, un K^0 a parcouru $2,36 \text{ cm}$ en une vie moyenne. Vu les grandes dimensions de la chambre ($100 \times 50 \times 50 \text{ cm}$), les corrections dues aux pertes géométriques et à la non identification de

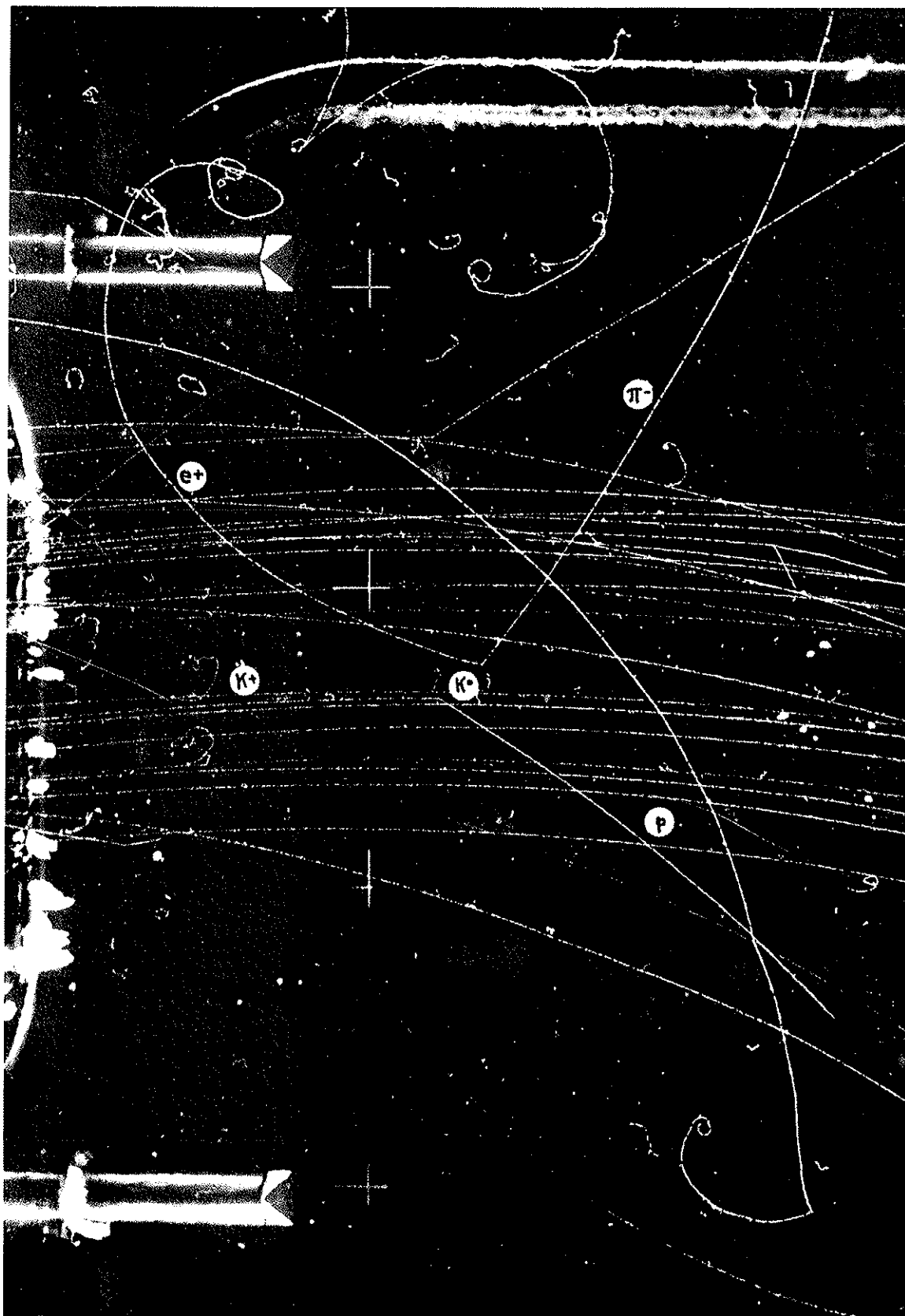


Photo n° 2 : Désintégration $K^0 \longrightarrow \pi^- e^+ \nu$

l'électron ne sont pas très importantes, pour $t = 10 \text{ cm}$, elles sont de 55 %.

Dans le lot de 100 000 photos ayant en moyenne 12,5 traces, nous observons 1 K^0 se désintégrant en deux corps $\pi^+ \pi^-$ pour trois photos, ce qui correspond à 50 000 K^0_1 ou K^0_2 produits dans la chambre. Une évaluation grossière permet d'attendre de l'ordre de 200 $K\beta$ après coupures, ce qui met en relief l'importance du dépouillement des photographies pour ce type d'expérience.

2/ Détection du $K\beta$

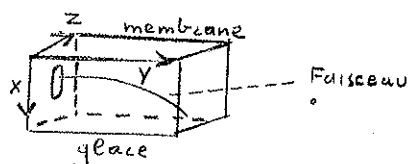
Un candidat $K\beta$ est donc identifié comme un "V" dont l'une des branches est électronique et sera retenu à la table de dépouillement si l'autre branche est compatible avec un méson π .

Il va de soi qu'une analyse minutieuse devra isoler les véritables $K\beta$ des faux candidats. Pour réduire le nombre de ceux-ci et pour s'assurer d'une bonne efficacité, nous avons imposé quelques critères dont nous tiendrons compte par la suite :

- a) longueur du π avant arrêt ou interaction, supérieure à $5 \text{ cm} \cdot L_\pi$
- b) moment de l'électron supérieur à $15 \text{ Mev/c} \cdot p_e$
- c) angle (πe) supérieur à 30° et inférieur à $150^\circ \cdot \theta^\pm$
- d) angle de profondeur du π et de l'électron, inférieur à $60^\circ \cdot \phi_\pi, \phi_e$
- e) volume fiduciaire pour le sommet du V

$45 < X < 5 \text{ cm}$
$85 < Y < 5 \text{ cm}$
$35 < Z < 5 \text{ cm}$

- f) volume utilisé pour la spiralisation de l'électron



- | |
|-------------------------|
| $2 < X < 48 \text{ cm}$ |
| $2 < Y < 98 \text{ cm}$ |
| $0 < Z < 37 \text{ cm}$ |

Les coupures sont appliquées soit à la table de dépouillement, soit après une prémesure si nécessaire. La totalité des films a été regardée deux fois.

A l'aide de ces deux dépouillements, nous sommes capables d'évaluer l'efficacité. Appelons n_{11} , le nombre d'évènements vus deux fois, n_{10} le nombre d'évènements vus au premier dépouillement, manqués au second, et n_{01} le nombre manqué au premier mais vu au second. Si η_1 et η_2 sont les efficacités du premier et du deuxième dépouillement et N le nombre vrai de $K\beta$:

$$n_{11} = \eta_1 \eta_2 N$$

$$n_{10} = \eta_1 (1 - \eta_2) N$$

$$n_{01} = \eta_2 (1 - \eta_1) N$$

$$\eta_1 = \frac{n_{11}}{n_{11} + n_{01}}$$

$$\eta_2 = \frac{n_{11}}{n_{11} + n_{10}}$$

Dans ce lot :

$$n_{11} = 118$$

$$\eta_1 = 74 \%$$

$$n_{01} = 42$$

d'où:

$$\eta_2 = 93 \%$$

$$n_{10} = 9$$

Nous avons vérifié que cette efficacité est sensiblement indépendante du temps de vol du K^0 . Il n'y aura pas lieu de faire des corrections dans l'histogramme définitif.

3/ Choix de l'origine

Une étude statistique montre qu'il y a 12,5 traces par photo. Nous pourrions avoir présence simultanée de plusieurs interactions étant ou simulant une source de $K\beta$.

La cinématique à la désintégration peut être utilisée

pour limiter le choix. En effet considérant un K^0 dont les traces chargées ont un moment $\vec{p}_\pi$ et $\vec{p}_e$, nous pouvons calculer pour cette désintégration la masse ($m_{\pi e}$) ce qui revient à calculer p_ν^* .

$$M_{\pi e}^2 = (E_\pi + E_e)^2 - (\vec{p}_\pi + \vec{p}_e)^2$$

$$p_\nu^* = \frac{M_K^2 - M_{\pi e}^2}{2 M_K}$$

Portons perpendiculairement à la résultante $\vec{R}$ de $\vec{p}_\pi$ et de $\vec{p}_e$ un vecteur $\vec{p}_\nu^*$. Pour conserver le moment transverse la ligne de vol du K^0 doit se trouver à l'intérieur du cône de sommet α :

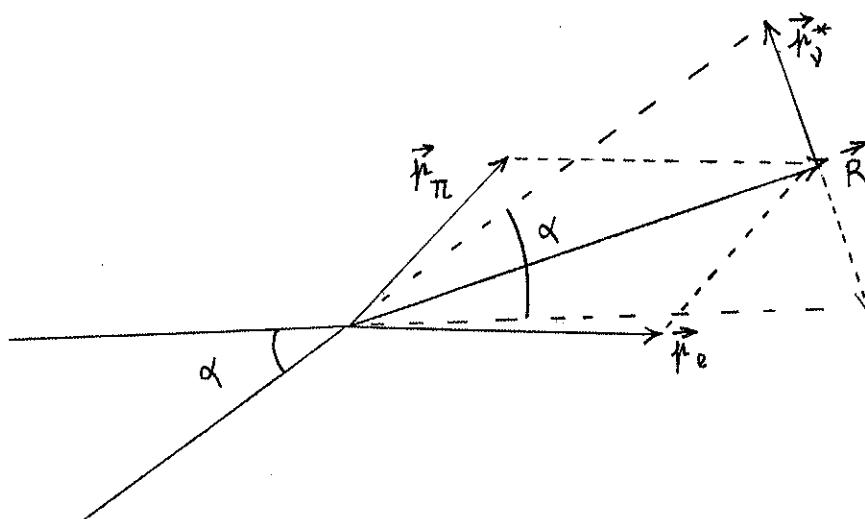


Fig. III-2

Ceci limite la région d'espace dans laquelle il est possible de trouver une origine compatible avec la désintégration considérée.

La cinématique complète donne les solutions du système d'équations :

$$\vec{p}_K = \vec{p}_\pi + \vec{p}_e + \vec{p}_\nu$$

$$E_K = E_\pi + E_e + E_\nu$$

Le moment du K^0 est donné par une équation du deuxième degré. En général il y a deux solutions. Comme P_π est déterminé à 15 % en moyenne et P_e à 35 %, les erreurs sur P_K sont grandes. Dans 50 % des cas il est impossible de choisir entre les deux valeurs.

Pour tenir compte de cela nous utilisons un programme d'ajustement (fit) par itération qui, en plus des contraintes habituelles sur les grandeurs mesurées contraint le moment du K^0 à être compatible avec les données à la production fournies par les K^0_1 . Ce programme d'une part, choisit parmi les deux solutions, celle qui convient le mieux, d'autre part donne un paramètre que l'on peut utiliser pour rejeter environ 50 % des fausses origines: le nombre moyen d'origines par $K\beta$ avant cinématique est de 1,67, il est de 1,25 après cinématique.

Voyons maintenant les informations que nous pouvons tirer de la production. L'étude des K^0_1 permet d'obtenir $P_{K^0_1}$; dans la réaction :



à un angle θ de production correspond un moment p_θ mais les réactions se faisant sur noyaux complexes nous ne pouvons pas avoir une bonne correspondance entre $p_{K^0_1}$ et p_θ . Par suite du moment de Fermi, nous devons avoir pour chaque angle de production, une distribution autour de la valeur moyenne $\langle p_\theta \rangle$. En conséquence, nous affectons au $K\beta$ un moment $\langle p_\theta \rangle$, ce qui a pour effet d'introduire une distorsion de l'histogramme puisque l'erreur introduite sur p se répercutera sur le temps t

$$t_{lab} = \frac{\ell}{v} = \frac{\ell m}{p \sqrt{1-\beta^2}}$$

$$t = \sqrt{1-\beta^2} \quad t_{lab} = \frac{\ell m}{p}$$

Connaissant p , une mesure de ℓ nous donne la quantité recherchée : le temps de vie du $K\beta$.

II - ETUDE D'UN LOT DE $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Cette étude est d'une importance capitale. En effet, le K^0_1 permet de connaître toutes les données quant à la production de K^0 qui est identique par définition pour un K/β ou un $K_{\pi\pi}$. Pour ceci, nous avons noté et mesuré tous les $K^0_{\pi\pi}$ se trouvant sur un lot de 40 photos toutes les 500. L'étude de ce lot nous permet de dire qu'il y a en moyenne $0,284 K^0_1$ par photo.

a) Origine de K^0

La ligne de vol du K^0_1 est bien déterminée, il est donc facile de trouver l'origine. Considérons un lot d'évènements compris dans un volume :

$$5 < X < 45\text{cm}$$

$$5 < Y < 85\text{cm}$$

$$5 < Z < 35\text{cm}$$

Appelons a b c les trois origines représentées en fig. III-3.

- 1/ Le K^+ ne donne que des protons reconnus par arrêt dans la chambre ou éventuellement aucune trace visible.
- 2/ Le K^+ donne au moins un π reconnu par désintégration (π^+ ou π^0) et éventuellement des protons.
- 3/ Le K^+ donne au moins une trace qui sort de la chambre, et éventuellement un ou plusieurs protons.

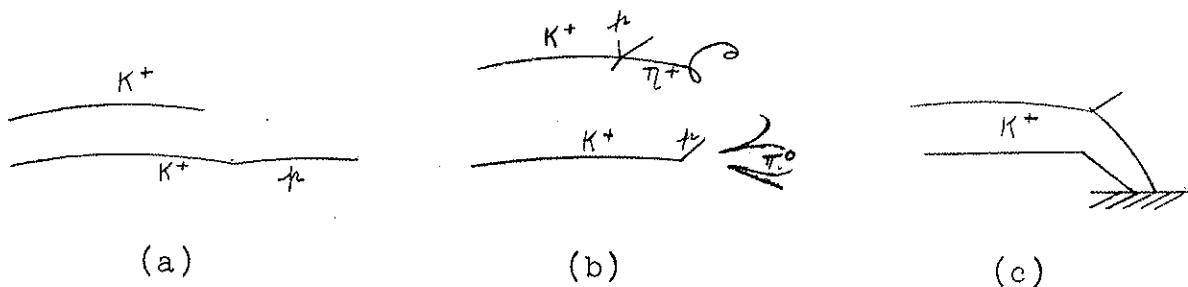


Fig. III-3

Il y a : 94 % d'origines du type (a)
1 % d'origines du type (b)
5 % d'origines du type (c)

En conclusion, le nombre d'échanges de charge inélastiques est faible par rapport aux échanges de charge élastiques, ce qui permet sous réserve de correction, d'oublier pour les K/β la production inélastique et d'utiliser les courbes de distribution $\langle \mu \theta \rangle$.

Pour tenir compte des pertes géométriques, nous avons besoin de connaître la distribution des origines de K^0/β le long du faisceau c'est-à-dire suivant l'axe y de la chambre et la répartition des lignes de vol, c'est-à-dire la distribution des K^0 en fonction de l'angle de production.

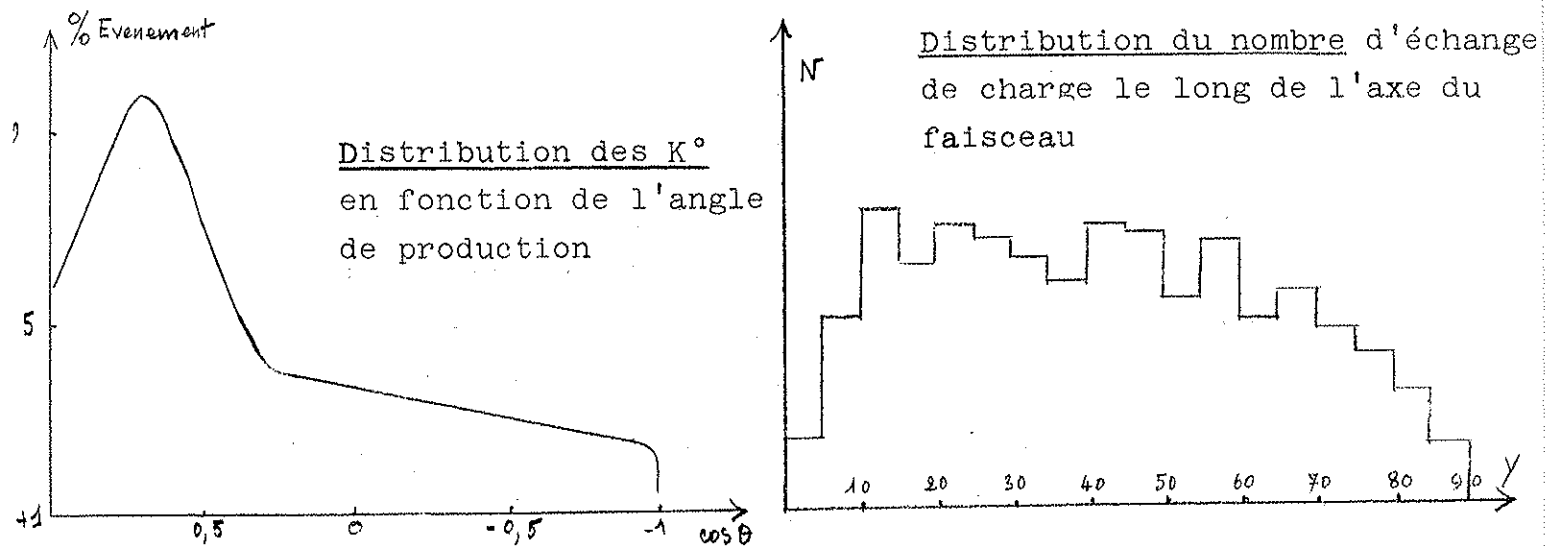


Fig. III-4

Considérons la première distribution. Elle nous montre une émission préférentielle à l'avant avec toutefois un manque d'évènements aux angles faibles. Ceux-ci correspondent à un proton émis de très faible moment qui devrait rester dans le noyau, mais par suite du principe d'exclusion de Pauli, ce proton ne trouverait pas sa place, ce qui explique l'effet observé.

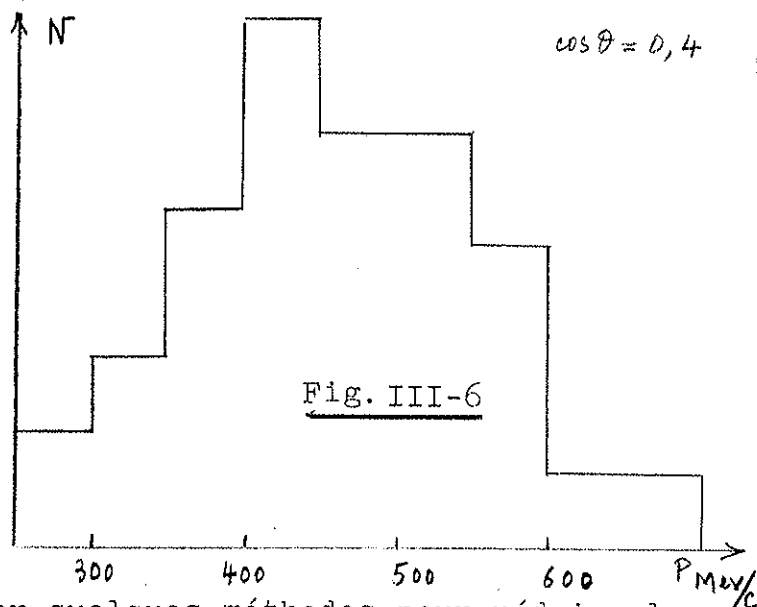
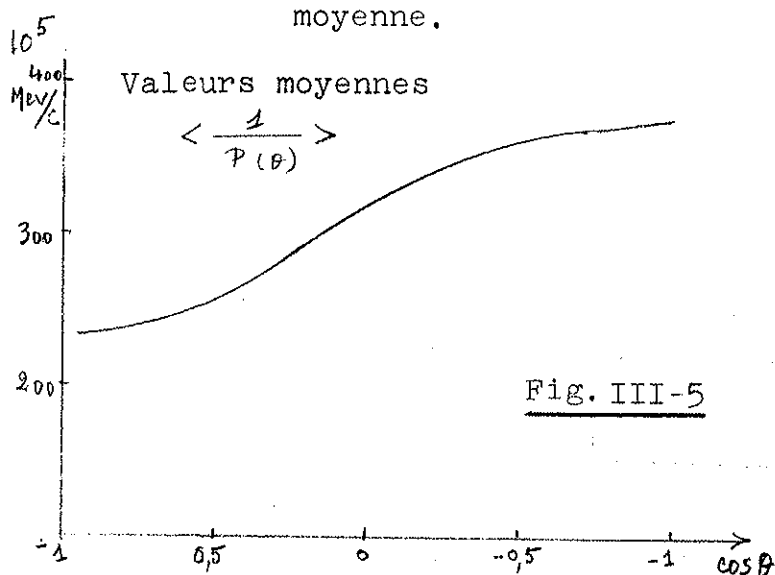
Le deuxième graphique montre une très faible variation de section efficace d'échange de charge en fonction de μ_{K^+} qui

varie entre 800 Mev/c à l'entrée de la chambre et 600 Mev/c à la sortie.

b) Distribution $\mu(\theta)$

Pour chaque angle de production θ nous avons fait la distribution $\mu(\theta)$ après fit cinématique. Nous nous sommes assurés par l'étude des spectres des produits de désintégrations et par la décroissance en temps de vie des K^0_1 observés, de la cohérence du lot choisi. Comme la grandeur recherchée t est inversement proportionnelle à μ , nous utiliserons non la distribution de μ mais la distribution de $1/\mu$ et nous attribuerons ainsi à chaque $K\beta$ une valeur $\langle 1/\mu \rangle$. Le passage de $1/\mu$ vrai à $\langle 1/\mu \rangle$ entraîne évidemment une déformation de l'histogramme expérimental puisque l'on attribue un temps différent du temps vrai. La fig. (III-5) donne $\langle 1/\mu \rangle = f(\theta)$; l'écart autour de la valeur moyenne est de $\pm 30 \%$.

La figure (III-6) montre la dispersion autour de la valeur moyenne.



Nous pouvons envisager quelques méthodes pour réduire la dispersion.

a) Séparer dans les échanges de charge, ceux qui se font dans la première moitié et dans la deuxième moitié de la chambre c'est-à-dire ceux qui correspondent à un μ_{K^+} moyen de 750 ou de 650 Mev/c.

Le tableau III-1 donne le résultat de cinématique pour ces deux catégories avec ou sans moment de Fermi sur le neutron. Si pour les faibles angles de production cette solution est avantageuse elle perd son sens pour les grands angles de production.

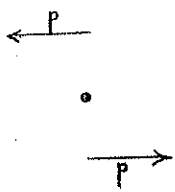
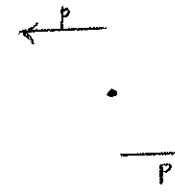
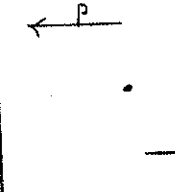
μ_{K^+}	$F = 200 \text{ Mev/c}$	$\mu_{K^0} \theta = 0^\circ$	$\mu_{K^0} \theta = 180^\circ$
$\xrightarrow{K^+} 800 \text{ Mev/c}$		791 819 793	37 183 312
$\xrightarrow{K^+} 750$		744 742 749	41 132 314
$\xrightarrow{K^+} 650$		635 667 649	34 192 326

Tableau III-1

b) Séparer les échanges de charge où un seul proton est visible et ceux pour lesquels l'échange est accompagné de rupture du noyau avec plusieurs branches d'évaporation. La figure III-7 montre le $\langle \mu \rangle$ obtenu pour les réactions à un seul proton visible et celui où plusieurs branches sont détectées.

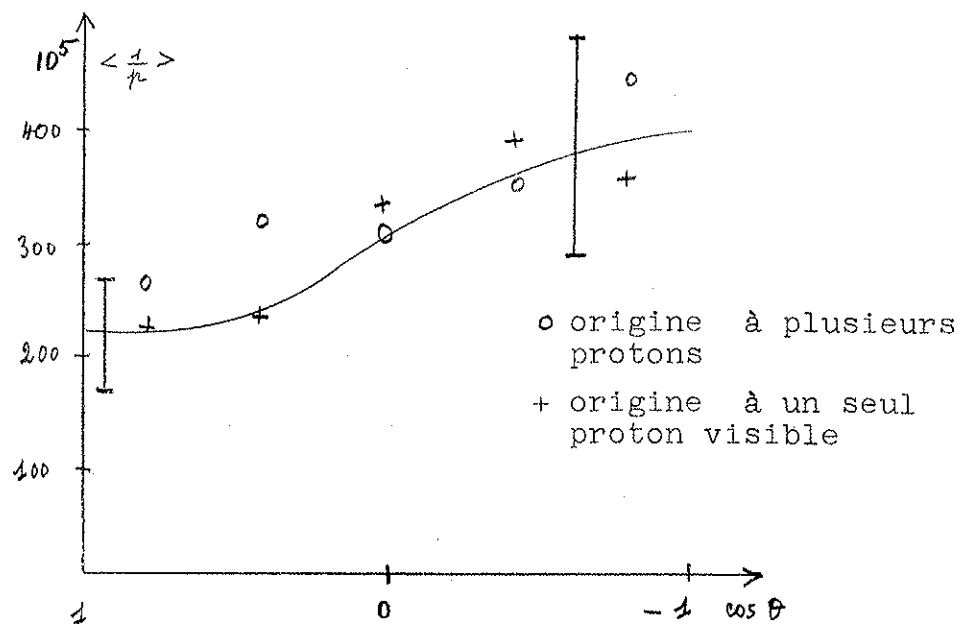


Fig. III-7

Les effets obtenus sont très faibles, rendre la séparation utilisable nécessite un travail énorme : 500 événements dans chaque catégorie, ce qui n'est pas justifié par la réduction faible, prévue pour la dispersion. Nous nous contenterons donc d'utiliser pour notre distribution 500 productions de K_1^0 quelle que soit leur position dans la chambre pourvu qu'il n'y ait que un ou plusieurs protons émis par la réaction d'échange de charge.

c) Autres informations

Le nombre de K_1^0 obtenus, permet une normalisation quant au nombre de $K\beta$ produits et permettra dans une étude future de déterminer le taux absolu de désintégration $K_1^0 \rightarrow \pi^\mp e^\pm \nu$.

III - TRAITEMENT DES EVENEMENTS A ORIGINES MULTIPLES

Nous avons fait remarquer précédemment que dans de nombreux cas, nous avons plusieurs interactions par photo, ce qui revient à dire que beaucoup de nos événements ont plusieurs origines possibles. Expérimentalement, nous trouvons que 40 % ont une seule origine avant cinématique. Nous aurions donc une forte diminution de statistique en ne prenant que les $K\beta$

se désintégrant dans les photographies n'ayant qu'une seule origine légale. Le tableau III-2 montre le nombre d'origines par K/β , pour les candidats finalement retenus, avant et après application du rejet cinématique signalé au paragraphe I - 3°). La figure III-8 met en relief l'effet de ce rejet.

Par origine il faut entendre toute interaction compatible avec un échange de charge du type a) défini au paragraphe II et qui n'a pas produit un K^0 se désintégrant suivant le mode $\pi^+ \pi^-$.

Nombre d'origines	0	1	2	3	4	5	6
avant cinématique	16	68	55	20	8	1	1
après cinématique	23	100	34	7	3	1	1

Tableau III-2

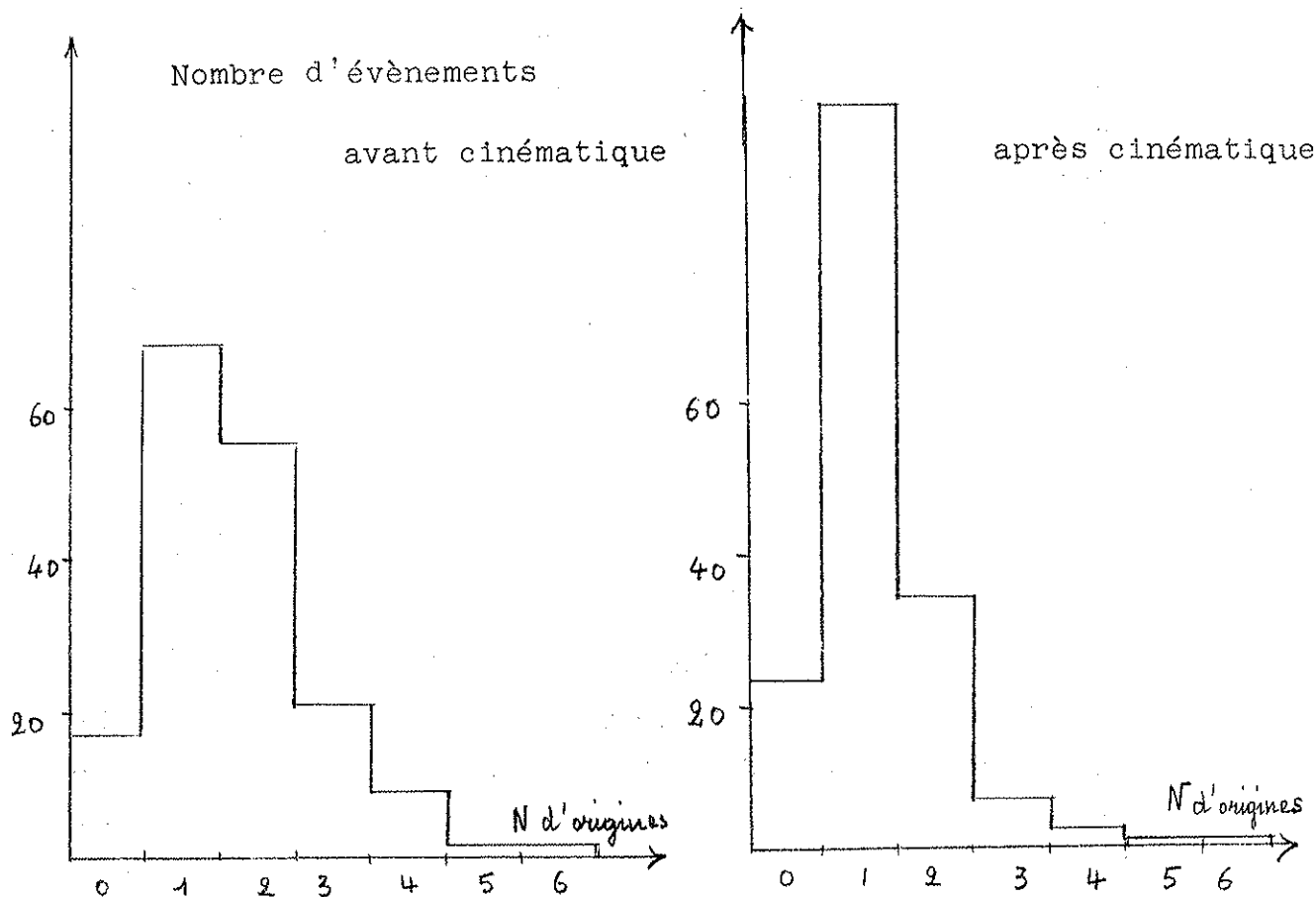


Fig. III-8

Considérons maintenant la sélection cinématique. Si nous reprenons le cône défini précédemment par la résultante vectorielle des moments chargés et $\vec{p}_S^*$, un événement "loin" de son origine aura dans la chambre un volume plus important à l'intérieur du cône. La distribution des origines de K^0 nous permet de dire que dans la région traversée par le faisceau, la densité d'origine est sensiblement constante. La probabilité d'avoir plusieurs origines est proportionnelle au volume commun faisceau-cône. Les événements "loin" ont donc une probabilité plus importante d'avoir plusieurs origines. Se limiter aux événements n'ayant qu'une origine après cinématique, nécessiterait des corrections supplémentaires.

Envisageons donc comment traiter les événements qui ont plusieurs origines dans la chambre.

Considérons un K^0 produit en A et se désintégrant en D dans un élément de volume dV . Dans un système d'axe où l'angle de production est l'angle polaire, exprimons $p(V) dV$, probabilité pour le K^0 de se désintégrer en D dans le volume dV .

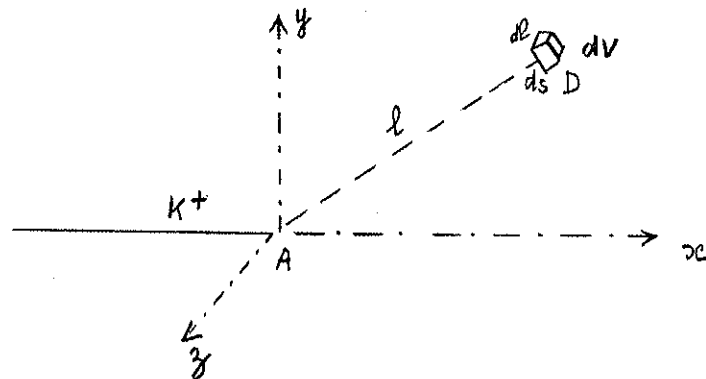


Fig. III - 9

l est la distance parcourue par le K^0 , nous écrirons la probabilité $p(v)$ sous la forme

$$p(V) dV = p(s) \times p(l) dl ds$$

dans le système d'axe envisagé, en coordonnées polaires; l'élément de surface s'écrit :

$$ds = l^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi = l^2 \, d\varphi \, d(\cos \theta)$$

La probabilité $\mu(l)$ peut être exprimée en fonction des probabilités $\mu(\cos \theta)$ et $\mu(\varphi)$. La probabilité $\mu(\varphi)$ est constante $\frac{1}{2\pi}$ et $\mu(\cos \theta)$ est donnée par la distribution w_θ des angles de production de K_1^0 (fig. III-4)

$$\mu(l) \, ds = \mu(\varphi) \, \mu(\cos \theta) \, d\varphi \, d(\cos \theta)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \, w_\theta \, d\varphi \, d(\cos \theta)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \, \frac{w_\theta}{l^2} \, ds$$

Le terme $\mu(l)$ dl sera exprimé en fonction du temps

$$\mu(l) \, dl = \mu(t) \, dt$$

$$dt = \left(\frac{mc^2}{\hbar c} \right) \frac{dl}{c}$$

La probabilité $\mu(t)$ est donnée par la distribution $f(t)$ théorique donc :

$$\mu(l) \, dl = f(t) \, dt$$

$$= f(t) \left(\frac{mc^2}{\hbar c} \right) \frac{dl}{c}$$

ce qui conduit à :

$$\mu(V) \, dV = \text{est} \left(\frac{w_\theta}{l^2} \times \frac{f(t)}{\mu} \right) ds \, dl$$

Envisageons maintenant un $K\beta$ ayant plusieurs origines A, B,

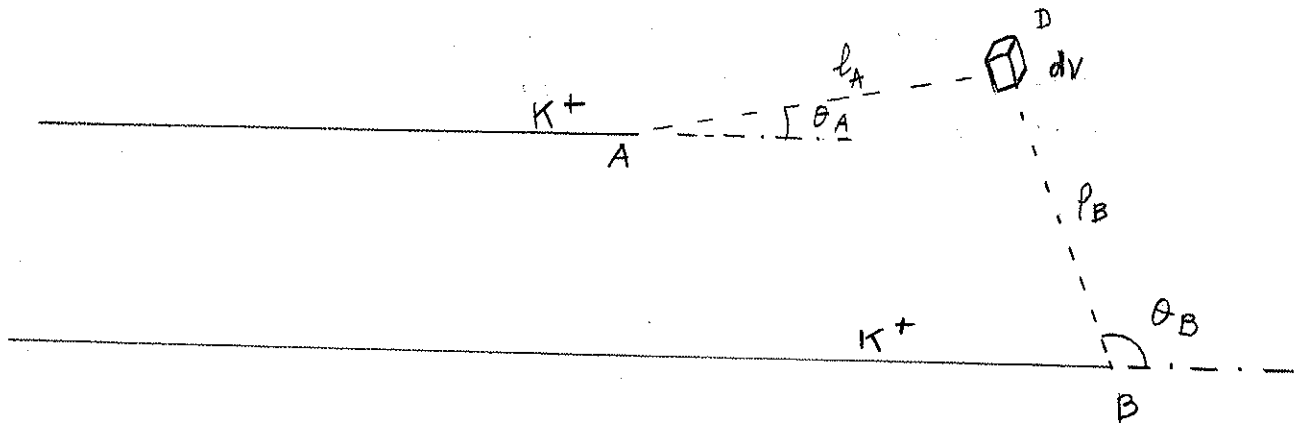


FIG. III- IO

Pour chaque origine nous définissons un poids

$$W_A = \frac{w_{\theta A}}{l_A^2} \frac{f(t_A)}{\mu_{\theta A}}$$

$$W_B = \frac{w_{\theta B}}{l_B^2} \frac{f(t_B)}{\mu_{\theta B}}$$

Le moment μ qui intervient est remplacée ici par μ_{θ} comme nous l'avons défini au paragraphe I-3/.

Rigoureusement le poids w doit tenir compte de la probabilité d'obtenir venant de A ou de B la configuration $\vec{\mu}_{\pi}, \vec{\mu}_l, \vec{\mu}_v$ envisagée. Celle-ci est difficile à exprimer et dépend de l'espace de phase. Nous multiplierons le poids par un facteur 0 ou 1 suivant la compatibilité de l'origine considérée avec la cinématique de la désintégration. Nous normalisons au nombre total d'origines compatibles.

Dans ce poids il intervient $f(t)$ qui en fait est le résultat recherché, on devrait donc utiliser une méthode d'itérations successives. Comparons les poids respectifs de deux origines A et B:

$$\frac{W_A}{W_B} = \frac{W_{\theta A}}{W_{\theta B}} \times \frac{l_B^2}{l_A^2} \times \frac{\mu_{\theta A}}{\mu_{\theta B}} \times \frac{f(t_A)}{f(t_B)}$$

Le tableau III-3 donne les valeurs de ces termes pour différents angles θ . Dans ce tableau $A(\theta)$ est la constante qui permet de passer de la longueur parcourue par le K^0 à son temps de vie, pour un moment μ_{θ} .

$\cos \theta$	W_{θ}	μ_{θ}	$A(\theta) = \frac{t}{l} \text{ cm}$
0,6	9,5 %	370 Mev/c	0,39
0	4 %	270	0,48
- 0,6	2,5 %	250	0,56

Tableau III-3

Pour deux origines voisines (l_B voisin de l_A), t_B sera voisin de t_A , donc $f(t_B)$ voisin de $f(t_A)$ quelle que soit la distribution $f(t)$.

Pour des origines ayant des temps différents le poids sera beaucoup plus influencé par le terme en $\frac{1}{t^2}$ que par celui en $f(t)$.

Le tableau III-4 donne la variation des poids avec $f(t)$ pour différentes combinaisons d'origines ayant $l_A = 1\text{cm}$,

$l_B = 4\text{cm}$ et $l_C = 16\text{cm}$ en supposant θ , donc W_{θ} et μ_{θ} , identique. $f(t)$ est calculé pour deux valeurs du paramètre de violation $x = 0$ et $x = 0,5$.

	$l = 1\text{cm}$	$l = 4\text{cm}$	$l = 16\text{cm}$
$W_{12} \ x = 0$	0,95	0,05	
$W_{12} \ x = 0,5$	0,96	0,04	
$W_{23} \ x = 0$		0,95	0,05
$W_{23} \ x = 0,5$		0,98	0,02
$W_{31} \ x = 0$	0,997		0,003
$W_{31} \ x = 0,5$	> 0,999		< 0,001

Tableau III-4

En conclusion la pondération ne change que peu lorsque x varie ce qui enlève la nécessité d'itérations.

IV - CONCLUSION

Nous avons une méthode qui nous permet d'obtenir une distribution expérimentale. Son obtention a nécessité quelques restrictions, approximations, ou hypothèses simplificatrices que l'on peut résumer :

1/ application de coupures en volume et en configuration géométrique, des K/β , pertes géométriques et autres.

2/ remplacement de t vrai par un temps $t\theta$, lequel $t\theta$ a une grande dispersion, d'où élargissement de la courbe expérimentale

3/ simplifications apportées dans la pondération des origines.

Nous devons voir par la suite, comment tenir compte de ces déformations pour comparer le résultat expérimental aux prévisions théoriques.

CHAPITRE IV

ELIMINATION DES BRUITS DE FOND

Avant de tracer la distribution expérimentale nous devons éliminer du lot d'évènements retenus à la table de dépouillement ceux qui simulent des désintégrations leptoniques de K^0 mais qui n'en sont pas.

Les contaminations sont de deux types :

a) des évènements où l'électron est bien identifié mais où la deuxième branche du V n'est pas un méson π .

b) des évènements où la branche supposée électronique ne l'est qu'en fin de parcours. Dans cette catégorie rentrent les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ pour lesquelles la suite de désintégrations $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ \nu$ n'est pas visible. Ces évènements sont à craindre parce qu'ils sont bien localisés près de l'origine. Si nous considérons le graphique $N^\pm$ (chapitre II, figure II-2), nous voyons que le résultat est très sensible à l'introduction de faux évènements aux temps courts, ceux-ci contribuent à augmenter la valeur de Γ_1 ou de χ .

Une autre source d'erreurs vient de l'attribution à un vrai $K\beta$ d'un temps faux en considérant qu'il est produit par une origine qui n'est pas la sienne. Comme la probabilité de trouver une origine fausse augmente avec la distance, ces évènements ont plus de chance de se trouver dans les temps "loins", donc augmentent Γ_2 ou diminuent χ .

Pour éliminer les faux évènements nous choisirons des coupures convenables et analyserons un à un tous les candidats.

Le bruit de fond venant des fausses origines sera évalué et corrigé globalement par une méthode qui sera envisagée par la suite.

I - BILAN DES COUPURES PRELIMINAIRES

Après le double dépouillement 574 évènements étaient candidats. Parmi ceux-ci quelques uns n'auraient pas dû être retenus au dépouillement parce qu'ils ne répondaient pas aux critères .

12 candidats ont été rejetés comme n'étant pas des "V". Pour certains il existe une troisième branche visible au sommet, pour d'autres, ils sont rattachés à une trace du faisceau.

7 candidats ont été rejetés comme étant détectés dans des photos "illégales". Pour qu'une photo soit légale nous avons demandé qu'il y ait au moins 2 vues utilisables et que le faisceau comporte moins de 30 traces. Pour cette raison sur les 100 000 photos disponibles seules 95 000 ont été utilisées.

I°) Coupures géométriques

Les candidats restants ont été mesurés pour application des coupures que nous avons envisagées au chapitre III (paragraphe I - 2°). Ces coupures ont été choisies après une première étude de tous les candidats, pour éliminer un grand nombre d'évènements de bruits de fond et pour rendre possible l'analyse. Elles font également tomber quelques véritables K/β bien identifiés mais par principe ces coupures géométriques sont indépendantes du temps de vie du K^0 , de plus nous verrons au chapitre suivant que nous en tenons compte.

Coupure	Nombre de candidats coupés
• Longueur du π avant arrêt ou interaction inférieur à 5cm	47
• moment de l'électron inférieur à 15 Mev/c p_e	2
• angle θ_e électron inférieur à 30° et $\theta^\pm$ supérieur à 150°	38
• angle de profondeur du π supérieur à 60° ϕ_π	30
- - - - - ϕ_e	20
• volume fiduciaire pour le sommet du V	58
• volume utilisé pour la spiralisation de l'électron	69

Tableau VI-1

Total

264

Ces coupures ont enlevé du lot, des candidats qui n'auraient pas dû être retenus, comme ceux dont l'électron ne spiralise pas du tout.

En plus, elles assurent une bonne efficacité de reconnaissance à la table de dépouillement. La probabilité de détecter des événements K_{β} où le π est court, où l'électron est de faible énergie, se trouvant sur les bords.... est moins élevée que celle de trouver les événements retenus.

2°) Evènements à l'origine

Parmi les candidats analysés 25 évènements ont une ligne de vol nulle. C'est-à-dire que s'il s'agissait de désintégration de K^0 celui-ci se serait désintégré aussitôt produit.

Les évènements à électron négatif sont au nombre de 16, 11 de ceux-ci seraient produits dans des échanges de charges sans aucun proton visible et pour 5 de ces candidats, un γ pointe sur le sommet comme l'indique la figure IV-1-A. Ces évènements sont de très probables désintégrations en vol du type $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \nu$ ou $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ dans lesquelles le π^0 se désintègre en γ et électron Compton.

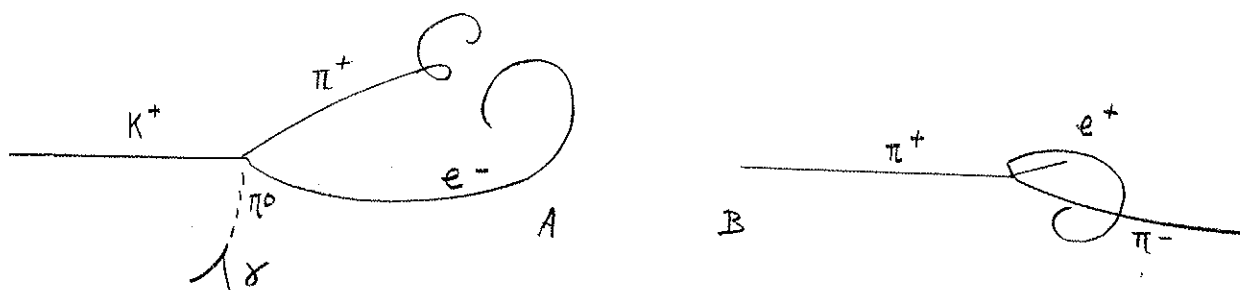


Fig. IV-1

Tous les évènements positifs au nombre de 9, sont produits dans des étoiles avec protons, 5 de celles-ci ont de nombreuses branches, la visibilité du point d'interaction est mauvaise. On peut supposer la présence d'un π^+ qui s'arrête

après un parcours de quelques millimètres et se désintègre en $\mu^+ e^+$. Le faisceau de K^+ est contaminé par quelque pour cent de π (voir chapitre I) il est donc normal de trouver des interactions telles que celle décrite en fig. IV-IB ou encore avec production de π^0 .

Les interprétations envisagées sont beaucoup plus probables que celles d'une désintégration K/β , pour tous les candidats. Les sources de bruits de fond sont importantes, aussi une coupure en temps minimum a été appliquée.

Tous les événements à l'origine seront rejetés et nous n'utiliserons pas pour la distribution les temps inférieurs à $0,1 \tau_1$. L'unité de temps τ_1 a été définie au chapitre III paragraphe I-I°, c'est la vie moyenne du K_1^0 .

- candidats à l'origine 25 : 16- 9 +
- événements à $t < 0,1 \tau_1$ 5 : tous +

Il existe donc 16 candidats négatifs à $t = 0$ et aucun entre $t = 0$ et $t = 0,1$.

III - ELIMINATION DES BRUITS DE FOND

Seule, la contamination du type a) c'est-à-dire des événements ou la branche associée à l'électron simule un méson π va être étudiée ici. La contamination du type b) $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ou K_μ sera envisagée au paragraphe suivant.

On peut résumer les sources de bruits de fond.

- paire de Dalitz et γ . Les deux branches proviennent d'électrons issus d'un même point.
- scattering d'électron. La branche associée à l'électron est parcourue dans le sens contraire de celui qui est supposé et le vertex est en fait le point de scattering.
- Désintégration de μ^+ , π^+ , K^+ . Comme précédemment la trace non électronique est parcourue dans le sens inverse.

Les coupures qui ont été adoptées faciliteront l'analyse. Nous appellerons "reconnaissance directe" le fait qu'après étude

la deuxième branche du V se révèle être incompatible avec un π soit par ionisation soit par changement de courbure.

1°) Paire de Dalitz et γ

La coupure en angle (πe) inférieure à 30° limite le bruit de fond aux γ à grand angle et aux paires de Dalitz. La principale source est évidemment les π^0 venant des désintégrations de K^0 en $\pi^0 \pi^0$. Un π^0 sur 80 donne une paire de Dalitz. Le rapport de branchement $K^0 = \pi^0 \pi^0 / \pi^+ \pi^-$ est 1/2 (IV-1), et nous avons vu au chapitre III paragraphe II que le nombre de $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est voisin de 1 pour 3 photos. Il y a donc sensiblement 32 000 π^0 d'où 400 paires de Dalits.

Une coupure supplémentaire sera appliquée sur la masse effective électron-électron M_{ee} calculée pour tous les événements en supposant les 2 branches électroniques. Samios et al (IV-2) évaluent à 10^{-3} la probabilité pour une paire d'avoir une masse supérieure à $70 \text{ Mev}/c^2$. Nous prendrons cette limite qui nous laisse dans notre lot une contamination négligeable, d'autant plus que nous faisons intervenir la reconnaissance directe :

12 candidats sont rejetés par reconnaissance directe

5 candidats sont rejetés par coupure $M_{ee} < 70 \text{ Mev}/c^2$

Cette coupure comme celles sur la géométrie est corrigée par la suite.

2°) Scattering d'électrons

Il faut distinguer deux catégories : les électrons "célibataires" (Compton par exemple) prenant naissance dans le liquide (il y en a en moyenne 5 pour 100 photos) et les électrons qui rentrent dans la chambre soit avec le faisceau soit par les parois. La coupure en angle (πe) supérieure à 150° a déjà enlevé un bon nombre d'événements de ce type.

Dans le premier cas on remarque que la probabilité simultanée pour que le méson π d'un K_3 fasse un échange de charge sans produits visibles et que son extrémité pointe sur une

source de γ est pratiquement nulle. 12 événements répondant à cette caractéristique ont été rejetés, 10 sont à électrons négatifs et interprétés comme scattering d'électron Compton, 2 à électrons positifs sont des scattering d'électrons de γ dissymétrique pour lesquels toute l'énergie est prise par la branche +.

Dans la deuxième catégorie il y a en moyenne un électron par photo de moment supérieur à 60 Mev/c qui rentre dans la chambre venant des régions arrosées par le faisceau (fenêtre d'entrée et paroi de sortie où le faisceau est absorbé). Il y en a un pour 100 photos venant des autres parois.

Le scattering se fait sur noyau et il est élastique. Considérant les candidats où les deux moments mesurés pour les branches du V sont compatibles avec un scattering élastique, on calcule le libre parcours moyen $L(\mu, \theta)$ (IV-3) qui est une fonction de μ et de $\theta^\pm$. Les électrons rentrant par les parois font en moyenne 30cm dans la chambre, nous adopterons une coupure sur L fixée à $3 \cdot 10^4$ cm pour les candidats dont la branche non électronique disparaît dans une paroi non arrosée par le faisceau et à $3 \cdot 10^6$ cm pour ceux où la branche sort par la fenêtre d'entrée ou la paroi de sortie du faisceau. La contamination venant d'une telle source est donc réduite et se trouve être de l'ordre de un événement pour tout le lot.

Remarquons que, un événement susceptible d'être interprété comme scattering d'électron venant de la fenêtre d'entrée a été gardé dans le lot de bons événements car il ne répondait pas au critère d'inélasticité. Le point de scattering est proche d'une origine, son temps de vie est $0,67 \tau$. Il a été conservé et rentre dans une catégorie d'événements "ambigus" à double interprétation possible.

Un candidat a été identifié directement comme scattering d'électron rentrant par la fenêtre, par incompatibilité entre sa courbure et le parcours qu'il fait dans la chambre.

En résumé pour ce deuxième type de scattering d'électron :

- 1 évènement rejeté par reconnaissance directe
- 1 évènement rejeté venant des parois $L < 3.10^4$
- 2 évènements rejetés venant de la fenêtre d'entrée $L < 3.10^6$
- 1 évènement rejeté venant de la paroi de sortie du faisceau $L < 3.10^6$
- 1 évènement ambigu conservé positif à $t = 0,31$

L'effet de la coupure appliquée en libre parcours de scattering n'a pas été corrigé comme celui des autres déjà envisagées. Cette coupure s'applique à une catégorie très rare de K/β . Son effet ne doit pas influencer le résultat. Si les coupures géométriques enlèvent plusieurs dizaines de candidats, celle-ci n'a joué que pour quatre d'entre eux.

3°) Désintégration de μ^+ , π^+ , K^+

Les coupures sur la géométrie (ϕ_π , ϕ_e) et sur le volume rendent aisée la reconnaissance directe de ces évènements par les caractéristiques des traces qui s'arrêtent : ionisation, scattering multiple, changement de courbure et visibilité du μ de désintégration dans le cas des π .

19 candidats ont été reconnus directement comme étant des μ^+ entrant par les parois et se désintégrant à l'arrêt.

8 candidats ont été identifiés comme étant des désintégrations de $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$, soit de π entrant par les parois soit de π produits dans le liquide par des interactions de K^0 , ou de neutrons.

Aucun candidat n'a été identifié comme désintégration leptonique de $\bar{K}^+$ provenant d'échange de charge de K^0 sur proton.

On peut supposer que les K^+ ainsi produits sont de moment faible et que de tels évènements sont coupés par le critère

$L_\pi > 5\text{cm}$, ou bien que le K^+ étant très ionisant, ils sont facilement reconnu par les personnes qui effectuent le dépouillement.

Le nombre de K^+ qui rentrent dans la chambre en dehors du faisceau et qui se désintégreraient en vol en électron simulant un évènement peut être négligé.

III - CONTAMINATION VENANT DES K_1^0 ($\pi^+ \pi^-$) ET K_μ

Il existe plusieurs configurations de K_1^0 pouvant produire des ambiguïtés.

1°) • le moment du π^+ de K_1^0 est trop petit pour que le π ait un parcours visible (un π^+ de 50 Mev/c parcourt 2mm) le μ de désintégration est mal identifiable.

2°) • la désintégration du π^+ se fait en vol en μ .

3°) • la désintégration du π^+ se fait à l'arrêt en $\mu^+ e^+$, mais dans quelques configurations particulières, ce passage est difficilement visible. La figure IV-2-A représente une désintégration classique. Celle-ci se reconnaît par :

- le changement d'ionisation
- le scattering multiple à l'arrêt du π
- la présence d'un μ parcourant 2mm
- le changement de rayon de courbure
- un double changement de direction

En B la désintégration sera identifiée par le scattering multiple

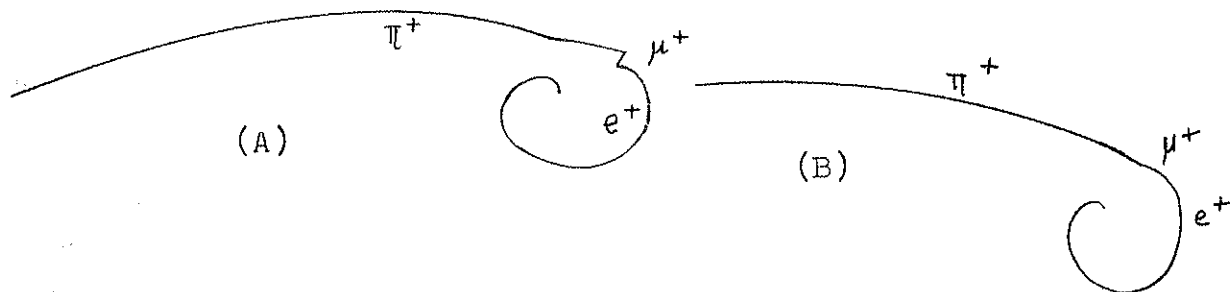


Fig. IV-2

et par le double changement d'ionisation : on part d'un π au minimum d'ionisation, la région d'arrêt et celle parcourue par le μ est noire puis l'électron est au minimum. Malheureusement dans 15 % des cas (chiffre obtenu en regardant un lot de K_1^0) l'ionisation est difficile à juger. Les personnes effectuant le dépouillement identifient comme K_1^0 les V où la trace positive présente soit l'ensemble des 5 caractéristiques énoncées soit plusieurs d'entre elles. Lorsque leur jugement n'est pas sûr, elles font appel à un physicien. Il reste dans le lot

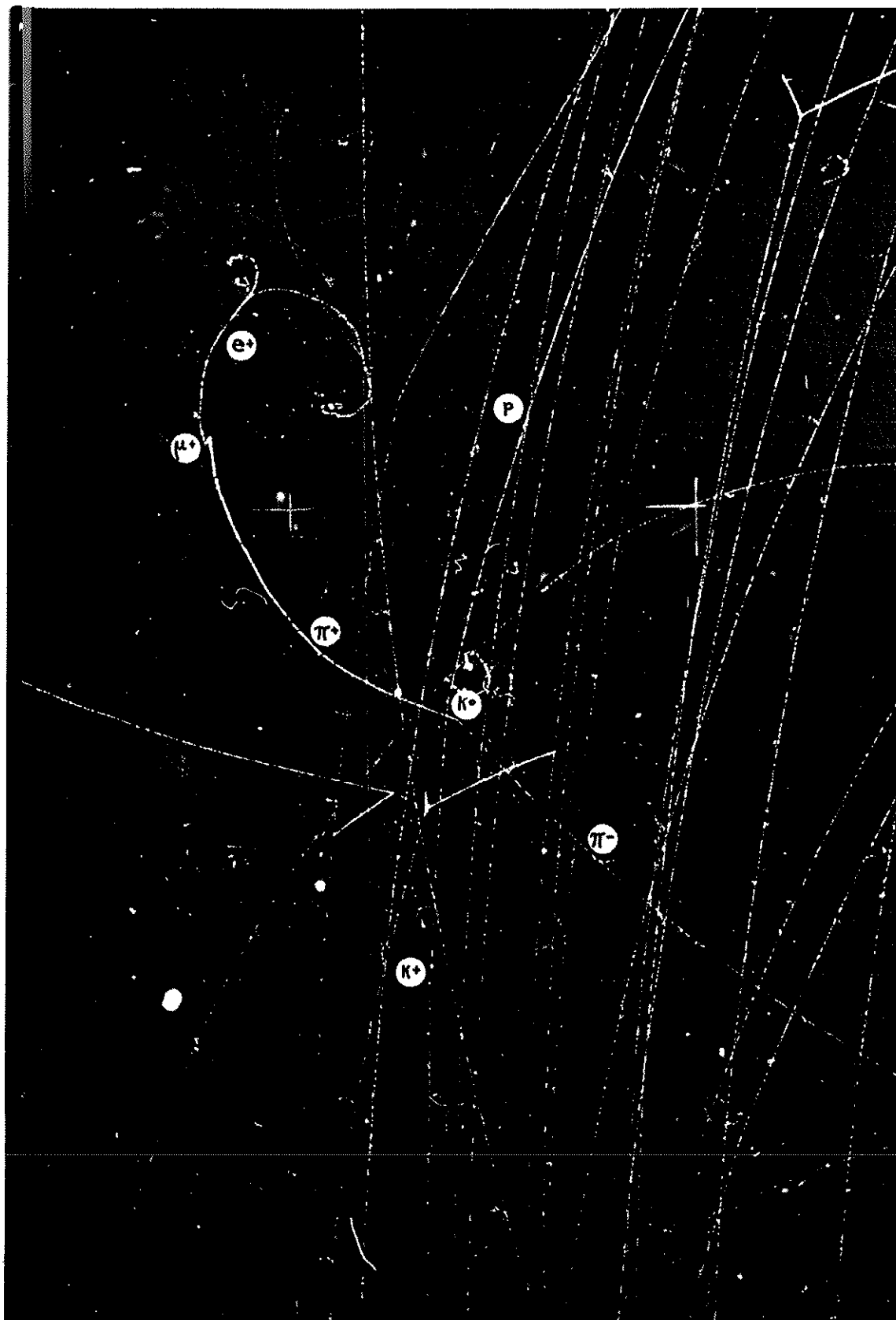


Photo n° 3 : Désintégration $K^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$ cascade $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ \longrightarrow e^+$

quelques candidats pour lesquels le classement présente des difficultés.

On peut espérer réduire celles-ci en utilisant la cinématique. Il faut remarquer toutefois qu'une cinématique complète faisant intervenir la ligne de vol risque d'introduire un traitement différent pour les événements près et pour les événements loins. En effet la ligne de vol est mieux déterminée pour ces derniers, les erreurs sont donc plus petites et la cinématique est plus efficace. Un calcul de masse effective $\pi \pi$ ne tenant pas compte de la ligne de vol sera utilisé. Il fournit moins d'informations que la cinématique complète mais est indépendant du temps. La fig. IV-3 montre la valeur du paramètre $M = \frac{M_{\pi\pi} - M_K}{\Delta M_{\pi\pi}}$ en A pour les $K\beta$ finalement retenus et en B pour des K^0 , bien identifiés. Plus de 98 % des K^0 ont $M < 2$, contre environ 55 % seulement des $K\beta$.

La figure IV-4 montre de même les résultats de la cinématique complète sous la forme d'une valeur de χ^2 .

1°) Traitement des K^0 dont le π^+ a un moment très faible

Ceux-ci ont une configuration très particulière et on pourra s'affranchir complètement du bruit de fond en appliquant de nouvelles coupures.

Les K^0 dont le π^+ a un moment inférieur à 50 Mev/c doivent satisfaire aux 3 conditions :

- μ transverse $\pi^- < 50$ Mev/c
- μ longitudinal $\pi^- > 500$ Mev/c
- μ électron ≤ 50 Mev/c (moment maximum pour un électron venant de désintégration du μ à l'arrêt).

Cette configuration très spéciale existe pour moins de 1 % des $K\beta$ (Ce chiffre a été obtenu à l'aide des événements reconstruits par la méthode exposée au chapitre V). Nous rejetons 3 candidats qui présentent ces caractéristiques.

$$M = \frac{M_{\pi\pi} - M_{K^0}}{4M_{\pi\pi}}$$

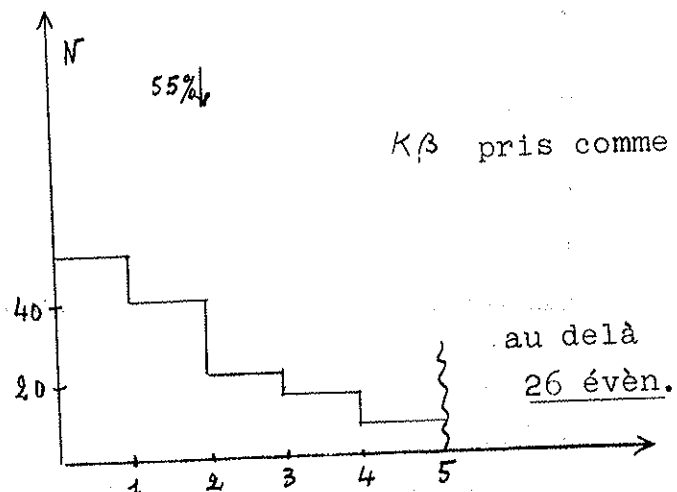
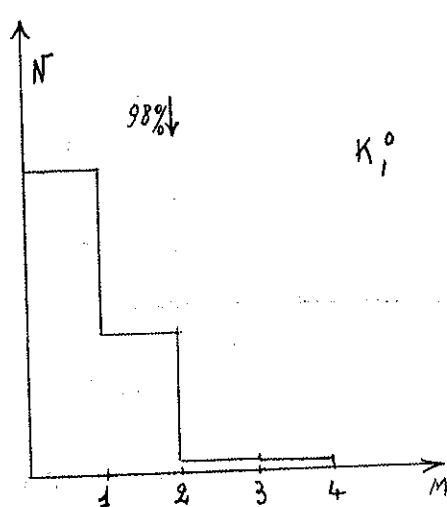


Fig. IV-3

"FIT K^0 "

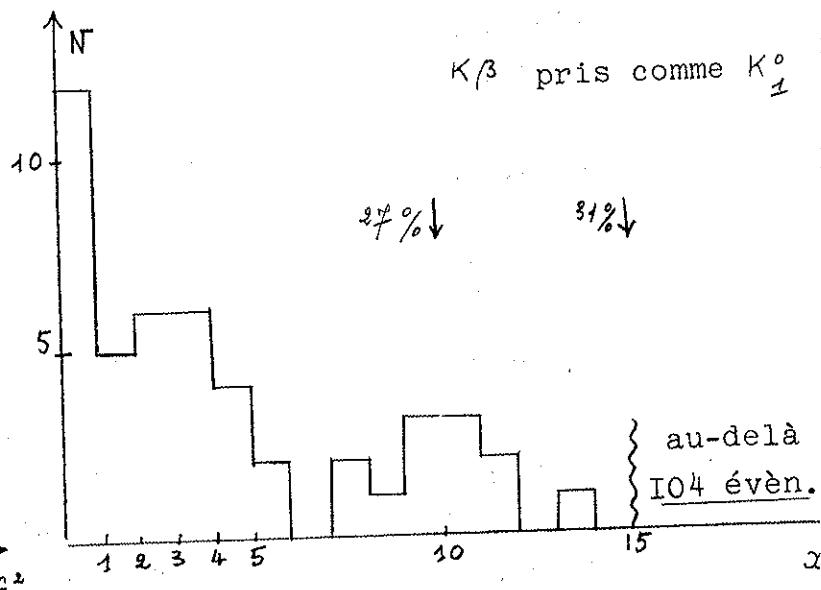
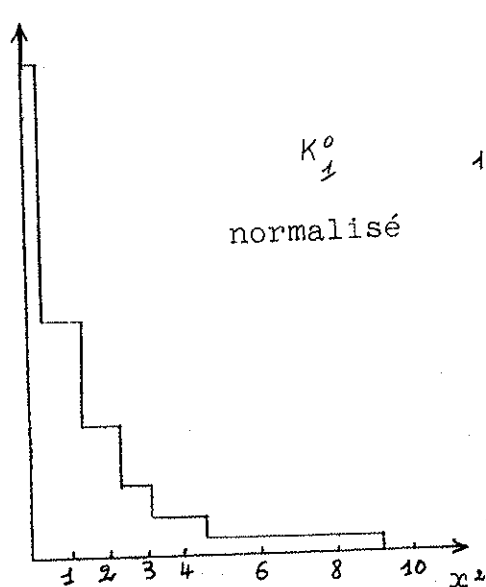


Fig. IV-4

2°) Traitement de K^0 dont le π se désintègre en vol

Pour ces événements, nous appliquons un critère supplémentaire : l'électron ne doit pas faire un coude supérieur à 30° avant d'avoir 50 Mev/c. Pour évaluer le nombre de vrais $K\beta$ rejetés ainsi, nous pouvons considérer que nous avons 200 électrons de 20cm, à comparer à un libre parcours de scattering pour un moment de 50 Mev/c et un angle de 30° de 5.10^3 cm. Le rejet est donc de l'ordre de un vrai $K\beta$, ce qui ne nécessite pas des corrections spéciales.

3 candidats ont été rejetés, 2 $K\beta^+$ et un $K\beta^-$.

3 événements qui présentent des coudes inférieurs à 30° ont été conservés, 2 négatifs et un positif. Pour deux d'entre eux l'ionisation est difficile à juger. Ils ont été appelés ambigus. Il y a un événement négatif à $t = 0,40$, les deux autres sont à $t = 2,10$ et $t = 2,67$.

3°) Traitement des K^0 ou le passage $\pi \mu e$ est difficile à juger

Il pourra également s'agir de désintégrations leptoniques $K^0 \rightarrow \pi \mu \nu$. Mais celles-ci sont aussi peu nombreuses que les désintégrations recherchées, les cas pour lesquels l'ionisation ne sera pas utilisable en même temps que l'angle invisible sont donc très rares et ne présentent pas une gêne.

Avant de traiter le lot des événements restants nous devons nous assurer qu'il n'y a pas de candidats qui auraient pu ne pas être retenus parce que le μ est bien visible, ou parce qu'un changement d'ionisation est accompagné d'un coude. Enfin nous appliquerons un nouveau critère pour éliminer quelques désintégrations où l'électron de désintégration du μ a un très faible moment : nous refuserons les candidats pour lesquels l'électron serait sensé perdre la presque totalité de son énergie par Bremsstrahlung.

Ne répondent pas à ces critères :

15 évènements : K_1^0 dont le μ est visible

8 évènements : K^0 ou K_μ , changement d'ionisation accompagné d'un coude

2 évènements : K^0 ou K_μ , inélasticité très grande entre 2 morceaux de la trace

La méthode alors utilisée est représentée par le tableau IV-1. On applique la cinématique $M_{\pi\pi}$ indépendante de l'origine. On sépare les évènements compatibles avec K_1^0 de ceux qui ne le sont pas. Dans ceux qui le sont on fait deux catégories :

a) La première comprend les évènements où l'électron est reconnu par identification directe (γ de bremsstrahlung ou rayon δ) avant d'avoir 50 Mev/c, limite supérieure pour un électron de désintégration de μ et ceux où la ligne de vol est à l'extérieur du V formé par les 2 branches πe . La conservation de moment transverse interdit l'hypothèse K_1^0 pour ces derniers.

b) La deuxième regroupe les candidats restants. Ceux-là sont étudiés un à un au point de vue "ionisation" on les divisera en 3 classes, ceux où un double changement d'ionisation signale un K_1^0 ou K_μ ; ceux où la trace électronique est régulière (pas de coudes, pas de changement d'ionisation) et évidemment ceux qui sont ambigus et pour lesquels le jugement ne peut être catégorique. Ceux-ci se trouvent à $t = 0,15$, $t = 0,31$, $t = 2,8$, $t = 2,8$, $t = 3,97$ et $t = 8,9$.

Une méthode "riche" serait évidemment de rejeter tous les évènements compatibles avec K_1^0 et n'étant pas identifiés directement mais cela éliminerait 25 % des K_β . Comparons les résultats de cinématique complète pour les 43 évènements identifiés directement en B et pour les 36 gardés en C et D avec les résultats de K_1^0 . (Tableau IV-2)

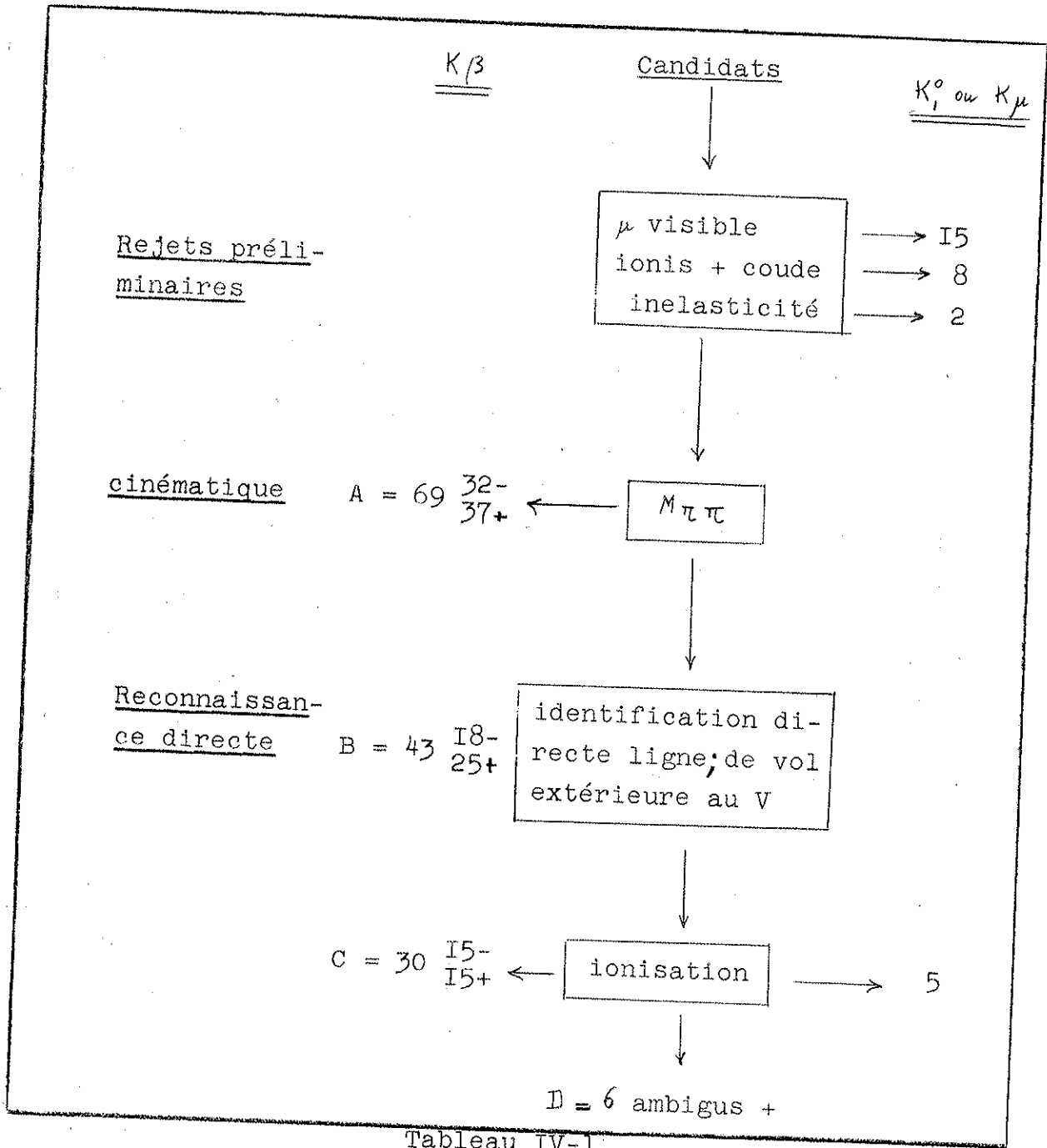


Tableau IV-1

	total	$\chi^2 < 5$	$\chi^2 > 5$
B	43	13	30
C + D	36	17	19
K ₁ ⁰	100	90 %	10 %

Tableau IV-2

La distribution des événements C et D est plus compatible avec celle des désintégrations $K\beta$ qu'avec celle des désintégrations K^0 . Nous n'avons évidemment pas appliqué ce traitement aux candidats trouvés sans origines légales au nombre de 16 ni aux cinq qui ont $t < 0,1 \tau_1$ (voir paragraphe I - 2° ci-dessus). Il reste donc 148 événements retenus.

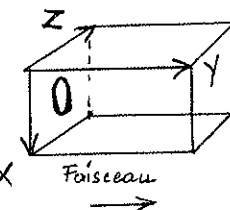
IV - VERITABLES $K\beta$ ASSOCIES A DE FAUSSES ORIGINES

Une erreur susceptible de changer le résultat est d'associer à un événement une origine fausse. Le système de pondération exposé au chapitre III est valable lorsque cette origine fausse est associée à une origine vraie. Nous envisagerons ici le cas où l'origine vraie n'est pas prise en considération soit parce qu'elle ne répond pas au critère de légalité défini chapitre III, paragraphe II, soit parce que le $K\beta$ est produit en dehors du liquide, dans la fenêtre d'entrée par exemple.

Nous appliquons deux coupures sur les origines, l'une en angle de profondeur de la ligne de vol ϕ_{K^0} , l'autre en volume fiduciaire.

angle de profondeur demandé : $\phi_{K^0} < 60^\circ$

volume restreint pour l'origine

$$\begin{cases} 5\text{cm} < X_0 < 45\text{cm} \\ 5 < Y_0 < 85\text{cm} \\ 5 < Z_0 < 35\text{cm} \end{cases}$$


Les coupures sont appliquées après la pondération, elles n'introduisent donc pas de bruits de fond du type que nous allons envisager. Remarquons que pour 6 événements toutes les origines possibles sont tombées par coupures : 2 par ϕ_{K^0} et 4 par volume. L'effet de ces rejets est corrigé au chapitre suivant (chapitre V, paragraphe II-D).

Il est clair que tous les événements produits par ces sources parasites ne seront pas associés à une origine légale. Nous pourrions à l'aide des événements trouvés sans origines

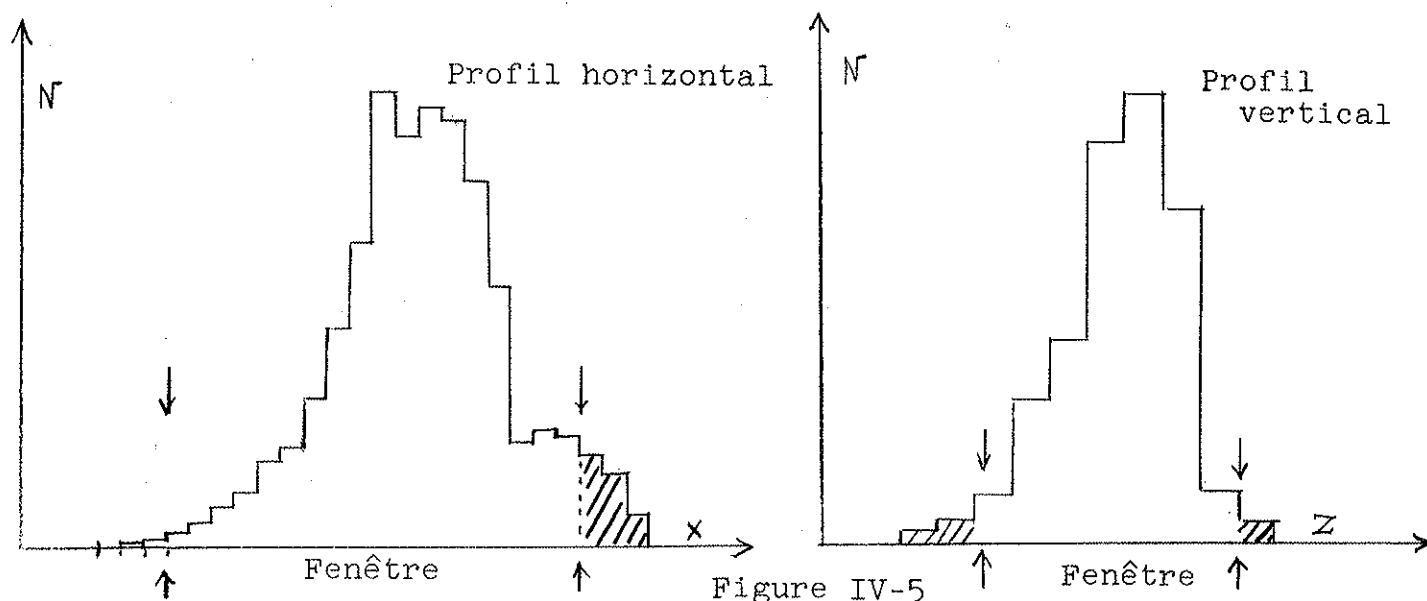
avoir une bonne estimation de ce bruit de fond et le corriger par la suite.

I°) Sources de $K\beta$ parasites

De l'ordre de 6 % des échanges de charges produisant des $K\beta$ (chapitre III) ne correspondent pas au critère de légalité. On peut s'attendre à une proportion identique pour les échanges de charges sources de $K\beta$.

Pour entrer dans la chambre le faisceau traverse une fenêtre de 0,6cm d'acier de densité 7,9. Ceci correspond à un parcours équivalent à 5cm dans le liquide remplissant la chambre. Nous connaissons exactement la géométrie de la source, l'angle solide de détection est plus faible. La correction pourra être faite avec une bonne précision. La contamination de ce type doit être du même ordre que celle venant des origines illégales.

Enfin on peut imaginer que le faisceau est partiellement absorbé avant d'arriver à la chambre. Pour évaluer cette absorption le profil du faisceau a été étudié dans les 2 plans pour 34 films répartis sur la totalité de l'expérience. Cette étude prouve que la distribution des traces est bien centrée dans la fenêtre et que la stabilité du réglage est convenable. La figure IV-5 montre ces deux profils, il n'y a que des queues de distributions qui touchent le métal et on peut les



évaluer à 5 % de l'intensité du faisceau. Vu ce résultat il pourra y avoir une contamination de quelques événements venant du métal entourant la fenêtre (source B). Une contamination venant d'ailleurs (par exemple du collimateur de protection, Fig. I-5) est négligeable par suite de la faible intensité et de l'angle solide de détection restreint.

Il pourra y avoir quelques événements produits dans le métal en C dans la région où est absorbé le faisceau (Fig. IV-6)

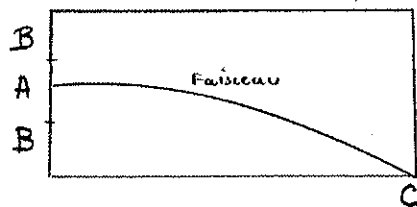


Fig. IV-6

émis en arrière et se désintégrant dans la chambre.

Cette contamination n'est pas très importante, la section efficace d'échange de charge diminue avec le moment du K^+ (IV-4), l'émission en arrière est défavorisée (voir chapitre III, paragraphe II) et les K^+ sont très rapidement ralentis.

2°) Evénements trouvés sans origines

Ils sont au nombre de 16 trouvés sans origines. Après application de la sélection cinématique il y en a 23, parmi ceux-ci :

- 7 sont uniquement compatibles avec une origine illégale
- 6 sont uniquement compatibles avec la fenêtre (source A ou B)
- 6 sont compatibles avec une origine illégale et avec la fenêtre
- 1 est compatible uniquement avec la source C
- 1 est compatible uniquement avec le métal B
- 2 ne sont compatibles avec aucune source et pourraient être interprétés comme des désintégrations après scattering.

La figure IV-7-A donne la distribution suivant l'axe y du faisceau des 13 événements compatibles avec les sources A et B la figure IV-7-B donne la distribution en temps des 13 événements

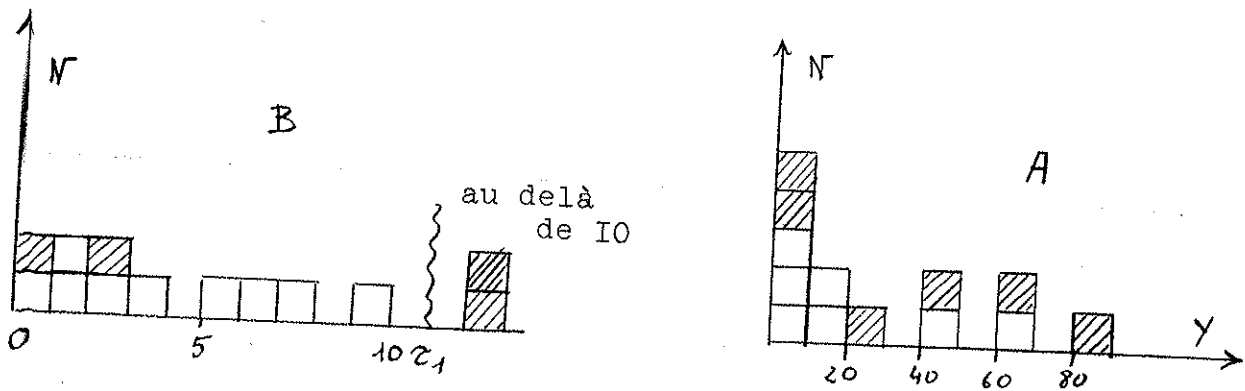


Fig. IV-7

compatibles avec une origine illégale. Dans ces deux distributions, les événements hachurés représentent ceux qui ont les deux sources possibles.

Ces résultats confirment les prévisions que nous avons faites quant à l'importance relative de chacune des sources envisagées.

3°) Evaluation de la contamination

Une estimation peut être faite avec la distribution du nombre d'origines par $K\beta$ avant cinématique. Cette distribution est donnée par le tableau III-2. Le nombre de $K\beta$ à i origine est égal au nombre de $K\beta$ ayant leur origine dans la photo et $i - 1$ autres origines plus le nombre de $K\beta$ produits par des sources illégales ou extérieures et associés à i origines.

Dans une première approximation nous ne prendrons pas en compte ces derniers. Puis nous procéderons par itérations.

Les distributions du nombre de traces et du nombre d'échanges de charges sont poissonniennes. La distribution du nombre de fausses origines associées l'est aussi. La loi de Probabilité d'associer x origines fausses à un $K\beta$ s'écrit :

$$P_x = \frac{m^x}{x!} e^{-m}$$

Nombre de $K\beta$ N	N d'origines $= i$	1 origine vraie + $(i-1)$ fausses $(i-1)$		Probabilité d'associer $i-1$ origines fausses à 1 vrai
16	0			
68	1	1	0	45 %
55	2	1	1	37 %
20	3	1	2	15 %
8	4	1	3	5 %
1	5	1	4	—
1	6	1	5	—

Tableau IV-3

Le paramètre m est donné par la distribution D_1

$$m = 0,8$$

utilisant cette distribution nous pouvons en déduire les nombres n d'événements produits par les sources parasites et détectés dans la chambre. On sait que pour $x = 0$ $n_0 = 16$
Le nombre total doit donc être de 35 $K\beta$ qui se répartissent en:

$$\begin{aligned} x = 0 & \quad n_0 = 16 \\ x = 1 & \quad n_1 = 13 \\ x = 2 & \quad n_2 = 4 \\ x = 3 & \quad n_3 = 2 \end{aligned}$$

Nous pouvons maintenant retrancher des nombres d'événements à i origines ceux où les i origines sont fausses et refaire le calcul:

Nombre de K/β	N° d'origines i	Nombre de K/β à i origines fausses	Nombre de K/β à 1 vraie origine et $i-1$ fausses	Probabilité d'associer $i-1$ origines fausses à 1 vraie
16	0	16		
68	1	13	56	42 %
55	2	4	51	30 %
20	3	2	18	14 %
8	4	—	8	6 %
1	5	—	—	
1	6	—	—	

Tableau IV-4

La nouvelle distribution D_2 permet une nouvelle évaluation de m et du nombre d'événements parasites détectés : $m = 0,9^*$

$$N = 40$$

Evidemment ces nombres proviennent de la distribution expérimentale du nombre d'origines par K/β . Ces nombres sont affectés d'erreurs statistiques qui donnent à m une erreur de $\pm 0,2$ et à N une erreur de ± 10 événements.

Sur N il faut enlever les 16 K/β sans origines, le nombre d'événements retenus est donc de 24 ± 10 , sur un total de 148. Ayant ce chiffre nous en tiendrons compte globalement dans le traitement mathématique qui sera envisagé au chapitre suivant. En pratique nous considérerons que 15 % de vrais K/β sont associés à de fausses origines (voir chapitre V, paragraphe II-D).

Il faut remarquer que d'une part on applique la sélection cinématique à ces événements, d'autre part qu'ils sont associés au hasard à une origine, ils ont donc plus de chance de se trouver aux temps "loins" notamment à un temps supérieur à $10\tau_1$.

* un calcul rigoureux ("Fit" de la distribution expérimentale) donne $m = 0,96$.

Pour avoir une évaluation de ces 2 effets nous avons associé à un lot de $K\beta$ une origine fausse trouvée dans une autre photo. La figure IV-8 montre la distribution en temps de ces événements. Seuls 20 % de ceux-ci sont conservés après la sélection cinématique et se trouvent au temps inférieur à $10\tau_1$.

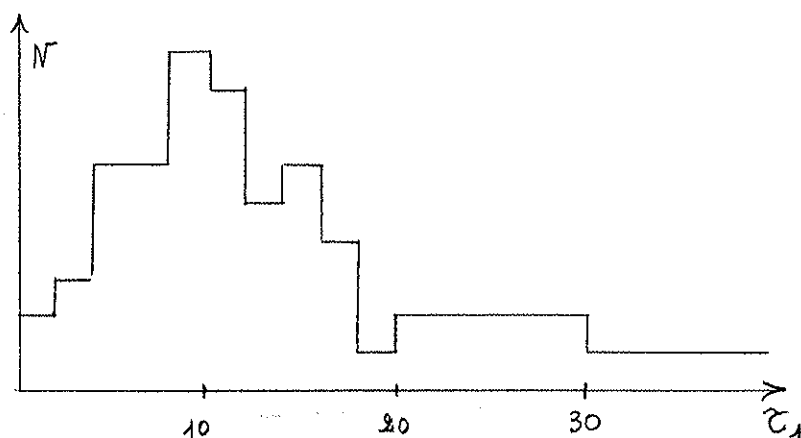


Fig. IV-8

Nous avons intérêt à nous limiter aux temps plus petits que $10\tau_1$. Après cette limite les pertes sont plus importantes et la contamination plus forte.

Finalement nous avons de l'ordre de 5 $K\beta$ associés à tort à une origine dans le lot utilisé. Et nous faisons une correction équivalente dans la méthode de Monte Carlo que nous envisagerons.

V - CONCLUSION

Malgré l'importance de la réjection due aux coupures que nous avons appliquées tout au long de ce chapitre, nous avons pu isoler un nombre de désintégrations leptoniques suffisant, qui permet d'obtenir des erreurs statistiques réduites par rapport aux expériences précédentes (IV-5). Le tableau IV-5 résume la marche suivie pour isoler ces événements parmi ceux

retenus à la table de dépouillement. La contamination de faux événements n'excède pas quelques unités sur la totalité et ne doit pas influencer d'une manière importante le résultat final.

Parmi les événements retenus figurent 10 événements "ambigus" qui ont double interprétation pour tenir compte de ce fait nous donnerons un poids de 0,5 à ces événements dans l'histogramme expérimental qui est représenté en figure IV-9.

N° d'évènement	Interprétation	temps
848 484 +	$K\beta$ ou scattering d'électron	0,67 - 2,11
716 930 +	$K\beta$ ou K_1^0 dont le π^+ se désintègre en vol	2,10
730 897 -	- id -	2,67 - 12,06
859 614 -	- id -	0,40
779 666 +	$K\beta$ ou K_1^0 où le passage $\pi-\mu-e$ est douteux ou K_μ	2,8
736 279 +	- id -	3,97
736 524 +	- id -	0,15
822 977 +	- id -	2,8 - 4,0
859 963 +	- id -	0,31 - 3,4
873 969 +	- id -	8,9

Tableau IV-4

Enfin nous avons pu évaluer avec une précision suffisante le bruit de fond des $K\beta$ parasites. L'influence de cette contamination sera réduite par l'utilisation d'un intervalle de temps limité à 10 vies moyennes de K_1^0 .

Il faut remarquer qu'un $K\beta$ à électron négatif a été iden-

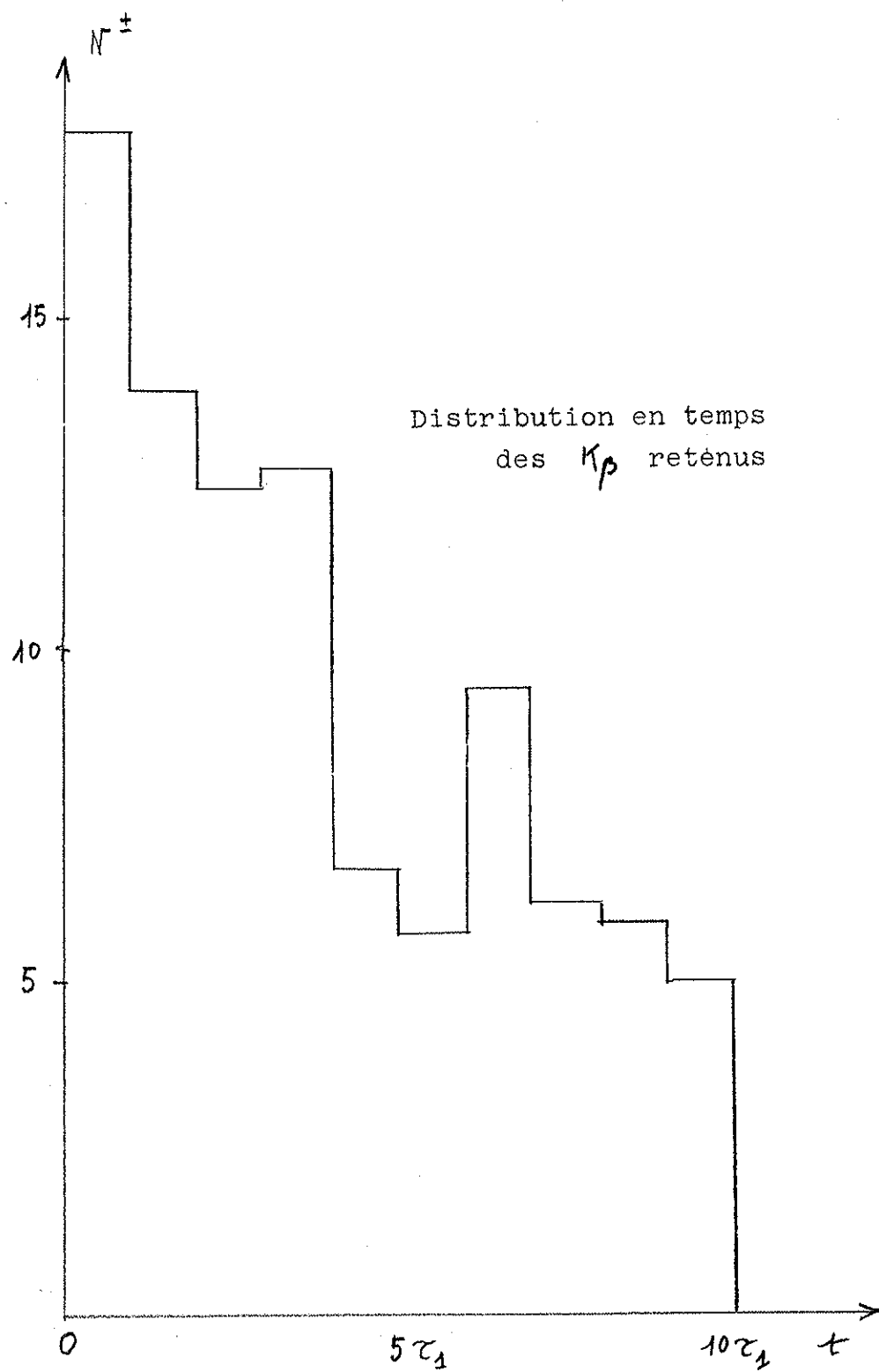


Fig. IV-9

Tableau récapitulatif

Nombre d'évènements retenus au dépouillement		574
I -	• candidats hors critères	19
	• coupures géométriques	
	$L\pi$	47
	μ_e	2
	$\theta \pm$	38
	$\phi\pi$	30
	ϕ_e	20
	hors volume pour le vertex	58
	hors volume pour la spiralisa- tion	69
	• ligne de vol nulle	25
		- 308
II -	Rejet à l'analyse	
	• Paire de Dalitz et γ reconnaissance directe	12
	M_{ee}	5
	• Scattering d'électron	17
	• Désintégration μ, π, K	27
	• K_1^0 coupure $\mu_{\pi^+} = 0$	3
	coude sur l'électron	3
	μ visible	15
	ionisation et coude	8
	inélasticité totale	2
	double changement d'ioni- sation	5
		- 97
		<u>169</u>
III -	Evènements restants	
	• non utilisés par $t < 0,1 \tau_1$	5
	• sans origine légale après ciné- matique	23
	• toutes les origines coupées	6
	• Interviennent entre 0,1 et $10\tau_1$	
		<u>103 év.</u>
		<u>Tableau IV-5</u>

tifié près de l'origine $t = 0,13$. Si cet événement provient de K^0 il passe par une transition interdite $K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu$, s'il provient de $\bar{K}^0$ il est rare car l'amplitude $\bar{K}^0$ est nulle à $t = 0$.

Il reste donc à envisager par quel moyen obtenir le paramètre Γ_1/Γ_2 à l'aide de notre distribution. Le dernier problème restant à résoudre est une juste évaluation des pertes de toutes sortes qui déforment les prévisions théoriques.

CHAPITRE V

ANALYSE MATHÉMATIQUE ET RESULTATS

Les histogrammes obtenus expérimentalement ne sont pas directement comparables aux courbes théoriques N^+ , N^- et N^0 obtenues au chapitre II. Nous disposons de familles de courbes (equations $N(t)$ I4 et I7, chapitre II) dépendant du paramètre à mesurer $\alpha = \frac{\Gamma}{k}$. Nous avons signalé au passage les différentes modifications imposées par l'expérience :

- 1 - remplacement du temps vrai par un temps moyen fonction de l'angle de production
- 2 - pertes de non spiralisation et pertes géométriques
- 3 - coupures expérimentales
- 4 - approximation dans le système de pondération des événements à origines multiples - Introduction d'origines fausses

De plus le flux de K^0 disparaît également par absorption.

Pour en tenir compte nous pouvons soit déformer les courbes expérimentales en pondérant les événements pour les rendre comparables aux courbes théoriques, soit déformer les courbes théoriques par une méthode statistique et les rendre comparables aux distributions expérimentales.

Nous pourrions alors rechercher la courbe qui représente le mieux notre résultat.

I - CHOIX DE LA DÉFORMATION

On peut imaginer comment déformer l'histogramme expérimental pour les différentes approximations : pondération pour les pertes de non spiralisation et pertes géométriques, représentation proportionnelle aux erreurs sur la distribution du temps.. mais on se heurte à des difficultés.

1/ La faible statistique entrainera la possibilité pour certaines classes d'évènements d'être complètement absentes du lot tel les K/β à électron très énergétique; certains évènements auront un poids important.

2/ Le spectre des moments de K/β observés doit être différent de celui des K_1^0 à cause des pertes.

3/ Certains effets tel que les coupures peuvent modifier l'histogramme, il est difficilement possible de les corriger. De plus il est impossible de tenir compte de la pondération des évènements à origine multiple d'une manière relativement simple.

Une autre solution est de reproduire artificiellement la totalité de l'expérience. Il y a suffisamment d'informations avec le lot de K_1^0 étudié au chapitre III pour générer un grand nombre de K/β , les faire désintégrer dans la chambre suivant les lois théoriques et appliquer sur ces désintégrations exactement le même traitement expérimental qu'aux désintégrations observées réellement dans BP 3. C'est la méthode que nous avons adoptée.

II - DEFORMATION DES COURBES THEORIQUES

Nous devons donc reproduire fidèlement l'expérience. Pour cela nous n'utiliserons pas une méthode statistique de Monte Carlo complète mais nous combinerons cette méthode avec des informations que l'on peut obtenir par ailleurs. Ainsi toutes les données sur la production sont fournies par l'étude des K_1^0 . Un programme de Monte Carlo, écrit en Fortran pour machine à calculer, IBM 7090, sera utilisé pour obtenir à partir de chacune des sources de K_1^0 des désintégrations en K/β et évaluer les pertes géométriques et de non spiralisation.

Puis un traitement d'ensemble de ce lot sera effectué par un deuxième programme qui appliquera la méthode exposée au chapitre III, et tracera des courbes théoriques déformées par le procédé expérimental.

A - GENERATION DES DESINTEGRATIONS DANS LA CHAMBRE

I/ Obtention des $K\beta$

Les mésons K neutres qui se désintègrent selon les modes K_1^0 et K_2^0 sont produits de manière identique, nous pouvons prendre comme matériel de base pour notre étude les informations à la production des K_1^0 . Pour chaque K_1^0 nous avons (voir Chapitre III):

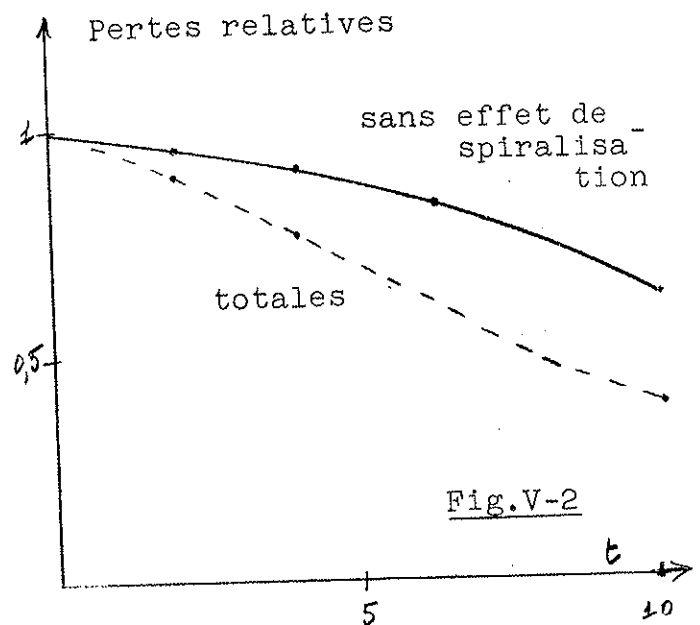
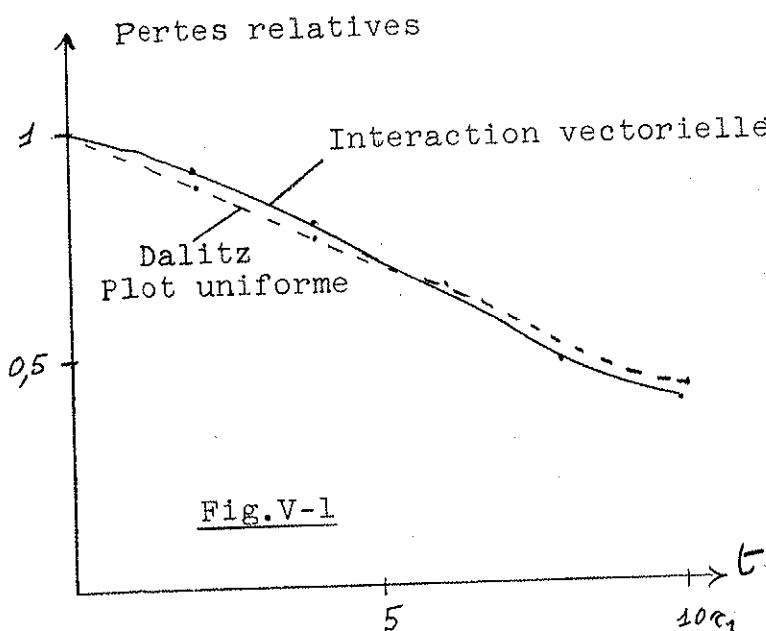
- le type d'origine : légale ou illégale
- la position dans la chambre
- la ligne de vol et longueur potentielle du K^0 produit
- le moment vrai du K^0 : μ_v
- le moment moyen $\langle \mu_\theta \rangle$ pour l'angle θ d'émission

Muni de ces données nous allons supposer que le K^0 ainsi produit ne se désintègre pas en K_1^0 mais en $K\beta$ et au moyen du Monte Carlo nous allons étudier l'ensemble des configurations qui peuvent se présenter. Pour cela nous devons tirer au sort dans le système du centre de masse μ_ν^* et μ_e^* d'où μ_π , les angles entre la ligne de vol et l'électron et entre l'électron et le π , (ceci nous fixe la désintégration), puis connaissant le moment μ_{vrai} du K^0 , effectuer une transformation de Lorentz qui nous donne les paramètres de la désintégration dans le laboratoire c'est-à-dire μ_e et μ_π .

Pour effectuer le tirage au sort dans le centre de masse nous avons été amené à faire une hypothèse quant à la distribution de μ_ν^* et μ_π^* . L'hypothèse la plus simple est de considérer que tous les états ont même probabilité c'est-à-dire que le "Dalitz Plot" est uniforme. Nous avons pris cette hypothèse de départ, mais les résultats expérimentaux (V-1) tendent à prouver que la désintégration leptonique du K_2^0 est du type vectoriel ce qui modifie le peuplement du Dalitz plot. Nous avons donc pondéré chaque tirage (μ_ν, μ_e) d'un poids $\mathcal{P}(\nu e)$ obtenu à l'aide d'une formule utilisée par Brown et al (V-2) en négligeant les termes du deuxième ordre.

$$P(\nu e) = M_K^2 \left(1 - \frac{2 \mu_\nu}{MK}\right) \cdot \left(1 - \frac{2 \mu_e}{MK}\right) - \frac{M_\pi^2}{\pi}$$

La figure (V-I) montre les pertes en fonction du temps, obtenues dans les deux hypothèses. Les deux courbes sont très voisines ce qui prouve que le résultat est indépendant du type d'interaction intervenant dans la désintégration du méson K^0 . Pour le reste des calculs nous ne travaillerons que dans l'hypothèse vectorielle.



2/ Pertes de non spiralisation et pertes géométriques

Supposons que le K/β se désintègre au temps t_ν . Connaissant son origine nous en déduisons les coordonnées du point de désintégration. Connaissant le moment de l'électron et l'angle qu'il fait au départ avec la ligne de vol du K^0 nous reconstruisons point par point une famille de trajectoires en tirant au sort les pertes qu'il subit par rayonnement. Chaque calcul est fait dans l'hypothèse d'un électron positif et d'un électron négatif. Puis nous faisons tourner chaque trajectoire autour de la ligne de vol du K^0 . Cette construction est faite 50 fois pour le

même μ_e ce qui nous permettra d'avoir au temps t_v la probabilité de spiralisation $S^+(t_v)$ et $S^-(t_v)$ de l'électron à l'intérieur du volume fiduciaire. Cette méthode générale a été exposée plus en détail dans la thèse de L. Behr (V-3). Chaque ligne de vol de K^0 est affectée de la longueur potentielle du K^0 , longueur qu'il reste au K^0 à parcourir pour sortir du volume fiduciaire, il est aisé de calculer le temps que le K^0 aurait mis à parcourir cette longueur, et quelle est la perte due au volume restreint.

La méthode permet de comparer les pertes uniquement géométriques des pertes de non spiralisation. Elle montre (fig. V-2) l'importance des secondes. Pour ce type d'expérience une bonne évaluation de ces pertes est fondamentale puisque le résultat est obtenu par une comparaison des nombres d'événements aux temps longs et aux temps courts.

Le traitement mathématique a été fait pour 500 productions de méson K^0 ce qui a donné 500 désintégrations leptoniques avec pour chacune des configurations obtenues la probabilité en fonction du temps de l'observer dans le volume fiduciaire.

B - DEFORMATION DES COURBES THEORIQUES

Considérons une infinité de K^0 produits par une source donnée à l'angle θ et avec le moment p_v . Ils se désintègrent le long de la ligne de vol, nous aurons le long de celle-ci une densité de désintégrations représentée par les courbes du chapitre II : $N(t)$. Dans cette étude, nous les appelons $f(t)$ et par suite des pertes déjà envisagées la densité de désintégration est :

$$F(t) = f(t) S^\pm(t) g(t)$$

où $S^\pm$ représente la probabilité de spiralisation et $g(t)$ une constante égale à 1 si le K est dans le volume fiduciaire, ou 0 s'il est à l'extérieur. Pour tenir compte de l'influence des différentes configurations possibles à la production, nous calculerons ces courbes pour les 500 origines de K^0 et nous retiendrons pour comparer à notre histogramme la courbe $F(t)$ définie

par :

$$F(t) = \frac{1}{N} \sum_{I=1}^N f_I(t) S_I^+(t) g_I(t)$$

D'autres déformations sont dues aux effets suivants :

I/ Non connaissance du temps de vol (voir chapitre III)

Au lieu du temps de vol vrai t_v déduit du moment vrai, nous avons affecté à chaque K/β un temps t_θ déduit du moment moyen obtenu avec la distribution des K_1^0 . Le temps de vol est inversement proportionnel au moment :

$$\mu_v t_v = \mu_\theta t_\theta$$

la fonction $f_I(t)$ devient donc une fonction $f_I(\frac{t_\theta}{t_v} t_\theta)$ de même pour S et g . Nous utilisons non pas $F(t_v)$ mais $F(t_\theta)$ comme pour les K/β expérimentaux, ce qui revient à avoir une échelle des temps différente pour chaque évènement.

2/ Coupures expérimentales

Lorsque nous sommes sur les N origines nous devons tenir compte des coupures expérimentales appliquées sur la géométrie de l'évènement, pour cela nous introduisons une constante C_I égale à 0 ou 1 suivant l'application des coupures. Rappelons ici que chaque configuration a un poids $P(v_e)$ introduit précédemment (paragraphe A, I/). La fonction de référence devient donc :

$$F^+(t) = \frac{1}{N} \sum_I C_I S_I^+(t_\theta) g_I(t_\theta) P(v_e)_I f(t_\theta)$$

Remarquons qu'en pratique nous pourrions au lieu de la fonction complète traiter séparément les 3 fonctions e^{-t/τ_1} , e^{-t/τ_2} et $\cos \Delta m t e^{-\frac{1}{2}(\frac{t}{\tau_1} + \frac{t}{\tau_2})}$. Par la suite nous tracerons toutes les familles de courbes désirées en fonction du paramètre $\frac{\Gamma}{\hbar}$. Ceci réduit de beaucoup le temps d'utilisation de l'ordinateur IBM.

C - PROBLEME DES ORIGINES MULTIPLES

Envisageons le traitement des $K\beta$ à origines multiples. La probabilité P_q d'avoir q origines dans la photo est donnée par les événements expérimentaux. (Chapitre III - paragraphe III). Nous calculerons les courbes théoriques $N_q(t)$ pour chaque famille d'événements à q origines et nous obtiendrons la courbe finale:

$$F(t) = \sum_q P_q N_q(t)$$

Considérons le cas des événements à 2 origines. Pour cela une deuxième origine est associée au hasard à l'événement. la distribution de ces origines est la même que celle des origines de K_1^0 . On soumet cette origine à la sélection cinématique et on effectue la pondération. Ce calcul est effectué pour une série de position du $K\beta$ le long de sa ligne de vol distante de $0,1 \text{ } \tau_1$. Ainsi pour chaque intervalle dt , on affecte au $i^{\text{ème}}$ $K\beta$ deux temps et deux poids. Pour chacun de ces intervalles on fait la somme de tous les poids pour les i événements. Ce qui donne la courbe $N_2(t)$.

Cette méthode est d'utilisation pratique, elle permet de tenir compte en plus :

1°) des origines illégales dont le pourcentage nous est donné par l'étude des K_1^0 et des $K\beta$ trouvés à origine illégale (voir chapitre IV paragraphe IV). En pratique la proportion de tels événements a été prise à 8 %.

2°) du bruit de fond produit par les échanges de charges dans la fenêtre d'entrée de la chambre. On considère des $K\beta$ dont la ligne de vol part de la fenêtre et on leur associe des fausses origines. La proportion de bruit de fond (7 %) vient de l'étude des événements sans origines.

La figure (V-3) montre la courbe $F(t)$ obtenue mathématiquement pour les événements n'ayant qu'une origine et en pointillé la courbe totale. Elle prouve le bien fondé du système de pondération.

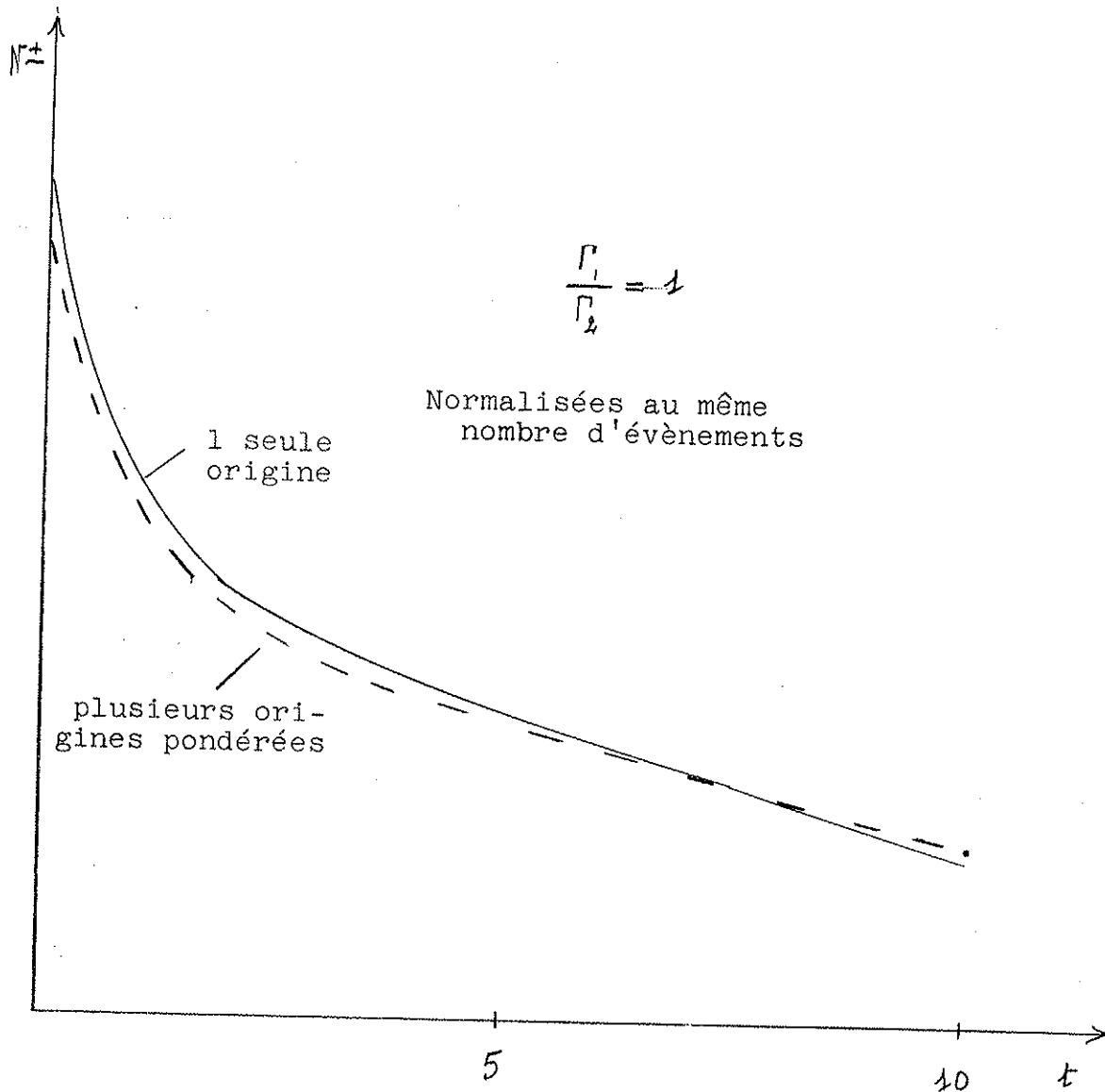


Fig. V-3

D - AUTRES DEFORMATIONS

I°) Coupures sur l'origine et la ligne de vol. Nous avons imposé au départ, au lot de K_1^0 sélectionnés pour cette reconstruction mathématique, les coupures que nous avons appliqué à la production du $K\beta$ c'est-à-dire : volume fiduciaire restreint et angle de profondeur de la ligne de vol inférieure à 60° .

2°) Absorption des K^0

Le flux de K^0 ne diminue pas uniquement par désintégration mais aussi par absorption. Nous n'avons que peu d'informations sur celle-ci. Pour l'évaluer il faudrait connaître les sections efficaces de K_2^0 sur proton et sur neutron. La partie K_1^0 disparaît pratiquement en totalité par désintégration. L'absorption sera évaluée pour un moment moyen de 350 Mev/c.

a) Section efficace K_2^0 proton

Les K_2^0 qui disparaissent sur proton produisent soit des hyperons soit des K^+ soit régénèrent des K_1^0

$$\sigma_{\mu} = \sigma_{\mu yp} + \sigma_{K^+} + \sigma_{K_1^0}$$

$\sigma_{\mu yp}$ est déterminé par Luers et al (V-4) et vaut 10mb

σ_{K^+} peut être obtenu en appliquant le principe d'indépendance de charge à la réaction.



Slater et al (V-5) donnent 4mb. Seule, la composante K^0 donne des réactions d'échange de charge par conservation de l'étrangeté donc $\sigma_{K^+} = 2mb$.

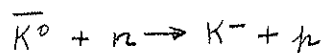
$\sigma_{K_1^0}$ est mesuré par Luers et al (V-4) qui donnent 4mb pour la réaction



b) Section efficace K_2^0 neutron

On peut écrire de même $\sigma_N = \sigma'_{\mu yp} + \sigma'_{K^- \mu} + \sigma'_{K_2^0}$.

La production d'hyperons n'est possible qu'avec les $\bar{K}^0$. La section efficace $\sigma'_{\mu yp}$ est la moitié de la section efficace des $\bar{K}^0$ qui peut être obtenue par la loi d'indépendance de charge des réactions $K^- + \mu$. La production de K chargé n'est aussi possible qu'avec la composante $\bar{K}^0$



La section efficace globale pour ces deux procédés peut être obtenue à partir des résultats de Bastien et al (V-6)

$$\sigma'_{H/K} + \sigma'_{K/K} = \frac{36}{2} \text{ mb.}$$

Nous n'avons aucune information sur la section efficace de



Une étude de la régénération des K_1^0 a été faite par Muller et al (V-7). Ici nous ne ferons qu'une estimation. Les $\bar{K}^0$ interagissent plus rapidement que les K^0 par suite de la production d'hypérons, il s'en suit un déséquilibre entre K^0 et $\bar{K}^0$ qui permet la régénération des K_1^0 . Une évaluation de la section efficace est obtenue en considérant la différence des sections efficaces totales K^0 et $\bar{K}^0$. $\sigma'_{K_1^0}$ a été pris égal à 14mb pour les K_1^0 régénérés sans scattering et à 5mb pour la régénération après scattering.

c) Evaluation du libre parcours

$$\begin{array}{llll} \text{En résumé :} & \sigma(K_2^0 p) & \sim & 16\text{mb} \\ & \sigma(K_2^0 n) & \sim & 37\text{mb} \end{array}$$

Un calcul avec la théorie du modèle optique (V-8) donne pour notre mélange (C_3H_8 55 % - CF_3Br 45 %) un libre parcours d'absorption $\lambda = 140\text{cm}$. Ce libre parcours varie entre 150cm et 130cm pour différentes évaluations de $\sigma(K_2^0 n)$. Il faut réduire λ pour tenir compte de la perte après scattering.

En pratique les calculs de pertes d'absorption ont été faits avec une longueur $\lambda = 100\text{cm}$, ce qui donne une perte de 10 % intégrée sur une durée de 10 τ , alors que $\lambda = 140\text{cm}$ aurait donné 7 %. Cette perte s'ajoute aux pertes déjà vues (géométriques et de non spiralisation) qui sont importantes. L'imprécision sur la détermination de λ n'a donc pas d'influence sensible sur la précision du résultat.

Les courbes théoriques ont été multipliées par $e^{-\frac{L}{\lambda}} = e^{-\frac{L}{m} \frac{E}{\lambda}}$ pour tenir compte de cette perte.

E - CONCLUSION

Cette méthode mathématique a permis de refaire une expérience analogue à celle que nous avons observée dans la chambre à bulles. Elle a nécessité les données d'autres expériences, d'un lot de K_2^0 et des informations relatives à notre propre lot d'événements. Le tableau V-I résume la méthode. Les figures (V-4 et 5) montrent les courbes obtenues en considérant séparément $N^+(t)$ et $N^-(t)$ pour $\alpha = 1$ et Δm variable. La figure (V-6) montre $N^\pm(t)$ pour $\varphi = 1$ et pour $\alpha = 4$.

Ce travail permet de dire :

1°) que le résultat est indépendant du type d'interaction qui intervient (hypothèse vectorielle ou scalaire).

2°) que les pertes de non spiratisation sont très importantes. Les pertes de volume et d'absorption sont de 14 % sur 10 vies moyennes alors que les pertes totales sont de 28 %.

3°) que le système de pondération et les autres approximations expérimentales sont correctes. Les courbes finales ne sont pas déformées, en particulier les distributions avec signe conservent les oscillations dues à la différence de masse.

Informations venant de
cette expérience

Données relatives à la
production

K_1^0 - caractéristiques de
l'origine
- $\neq$ vrai
- $< \neq \theta >$

Informations venant
d'autres expériences

Données relatives à
la désintégration

Dalitz Plot
(Luers et al)
V-1

Génération d'un lot artificiel
de K_2^0
Probabilité de pertes géométriques
et de non spiralsation.

absorption

Section efficace d'absorption
Luers et al V-4
Slater V-5
Bastien V-6
Muller V-7

K_2^0 coupures expérimentales

Méthode d'analyse
 K_2^0 origines multiples
bruits de fond extérieur
...

Loi $N(\tau)$ théorique

Courbes modifiées

Histogramme

Maximum de vraisemblance

$$\tau_1/\tau_2$$

Tableau V-1

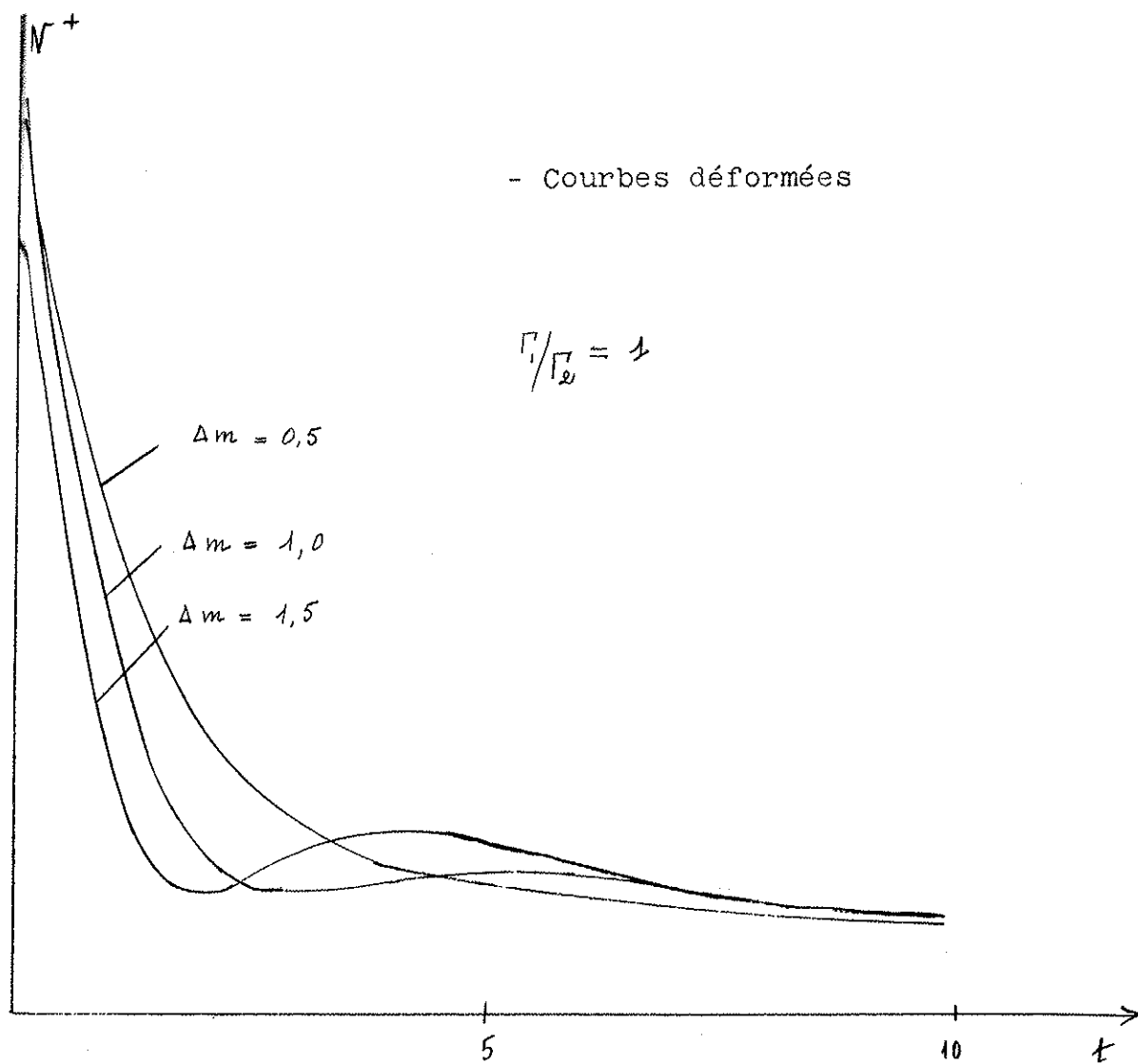


Fig. V-4

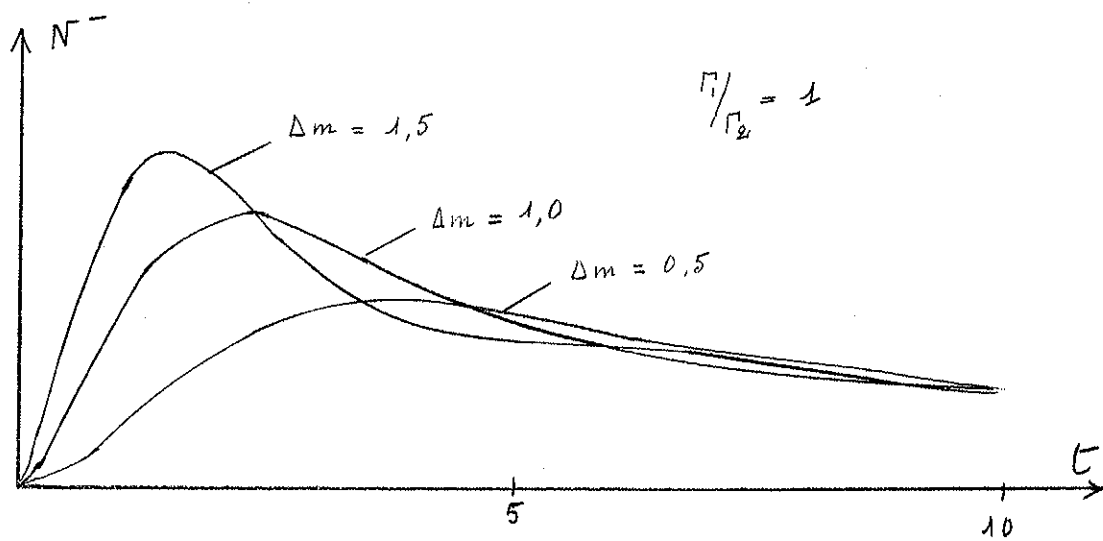


Fig. V-5

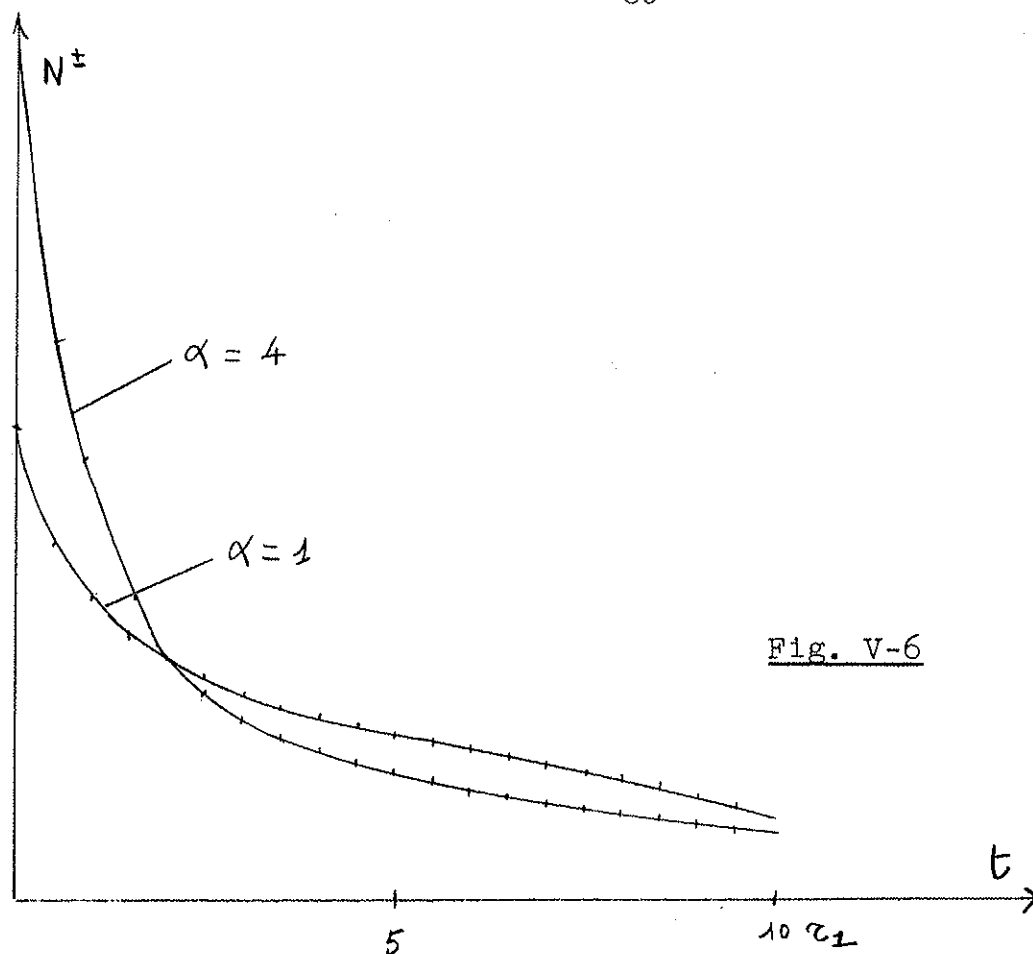


Fig. V-6

III - COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE

Nous disposons donc d'un ensemble de courbes théoriques $f(t)$ et d'une distribution expérimentale comprenant i événements. Nous utiliserons pour rechercher la valeur de Γ_1/Γ_2 la méthode du maximum de vraisemblance (V- 9 - 10) utilisant la probabilité de trouver le $i^{\text{ème}}$ événement au temps t_i connaissant la valeur de $\alpha = \Gamma_1/\Gamma_2$.

La fonction de vraisemblance est la fonction

$$\mathcal{L} = \prod_i^N \frac{f_{\alpha}(t_i)}{\int f_{\alpha}(t) dt}$$

Nous normalisons $\int f_{\alpha}(t) dt$ au nombre expérimental. Pour tenir compte des poids nous ferons un produit

$$\prod_i^N f_{\alpha}(t_i)^{w_i}$$

ce qui revient à la méthode classique dans le cas où N est très grand. Nous ferons une distribution $\mathcal{L}(\alpha)$ la valeur de Γ_1/Γ_2 est celle qui a la probabilité maximum.

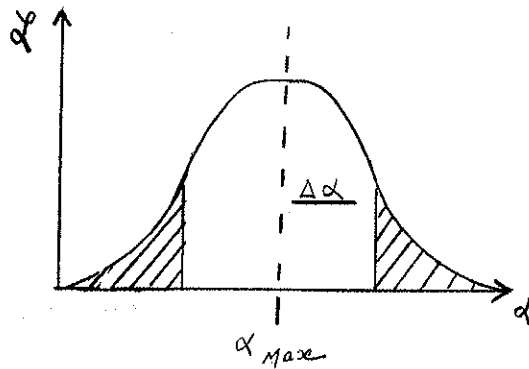


Fig. V-7

La limite de confiance est prise d'une manière classique. Elle correspond à $\Delta \alpha$ tel que la probabilité pour que l'expérience donne une valeur α qui diffère de α_{max} par un écart supérieur à $\Delta \alpha$ est inférieur à 32 %.

IV - RESULTATS

Les figures V-8 et V-9 montrent l'une, la superposition de l'histogramme expérimental et de la courbe théorique $N^\pm$ pour $\alpha = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = 1$, l'autre la courbe de vraisemblance. Celle-ci n'est pas exactement gaussienne, les erreurs seront disymétriques On trouve

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = 1,3 \pm 1,2 - 0,7$$

Il faut s'assurer que les corrections que nous avons effectuées sont justes et d'autre part que le résultat ne varie pas énormément à cause d'un événement unique. Pour cela le paramètre α a été obtenu de différentes façons.

a) avec des histogrammes limités en temps non plus à 10τ , mais à 5τ , et 15τ , le résultat est indépendant de la limite choisie, ce qui prouve que les pertes et les contaminations extérieures sont évaluées correctement.

b) avec plusieurs lots d'événements; d'abord tous les K/β puis ceux n'ayant qu'une origine dans la photo. Ceci donne un groupe pris au hasard parmi le lot précédent. Les erreurs seront

évidemment plus grandes, à cause de la statistique réduite.

L'ensemble des résultats est rassemblé dans le tableau V-2.

Catégorie	Intervalle de temps	Nombre	résultat
tous	5 τ_1	67	1,1 + 1,1 - 0,7
tous	10 τ_1	103	1,3 + 1,2 - 0,7
tous	15 τ_1	123	1,3 + 1,1 - 0,7
I seule origine avant cinématique	10 τ_1	42	2,0 + 1,8 - 1,2
tous, moins les événements ambigus			1,0
tous, avec les événements ambigus pondérés à 100 %			1,8

Tableau V-2

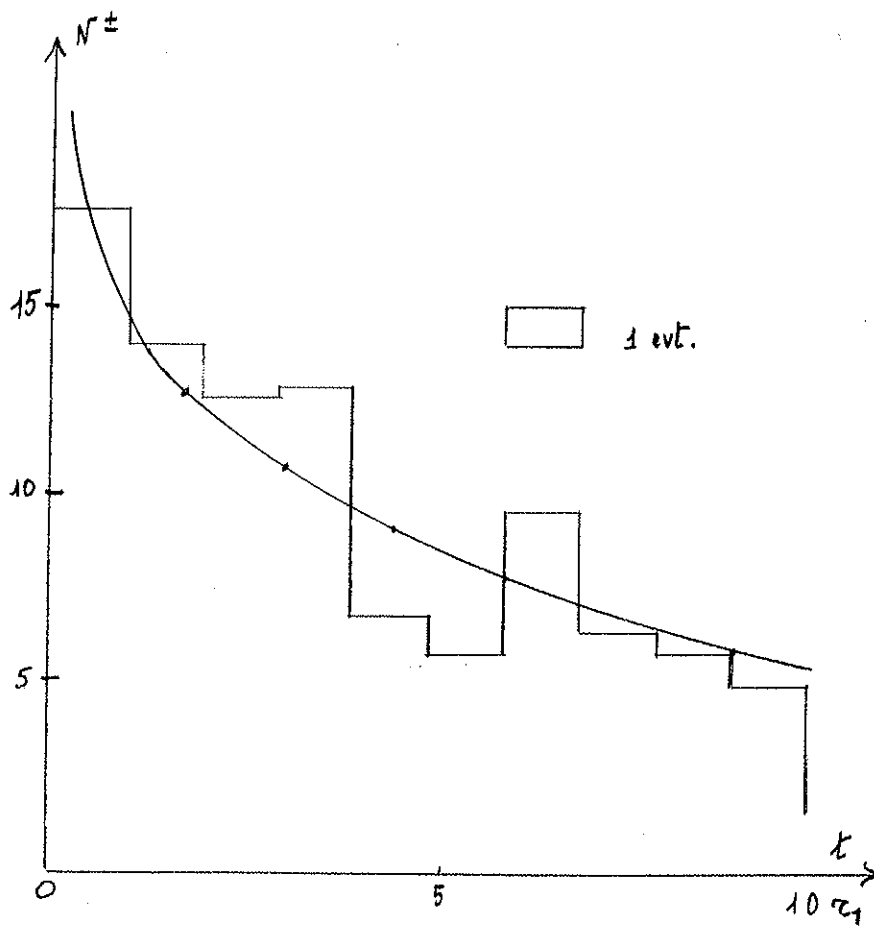


Fig. V-8

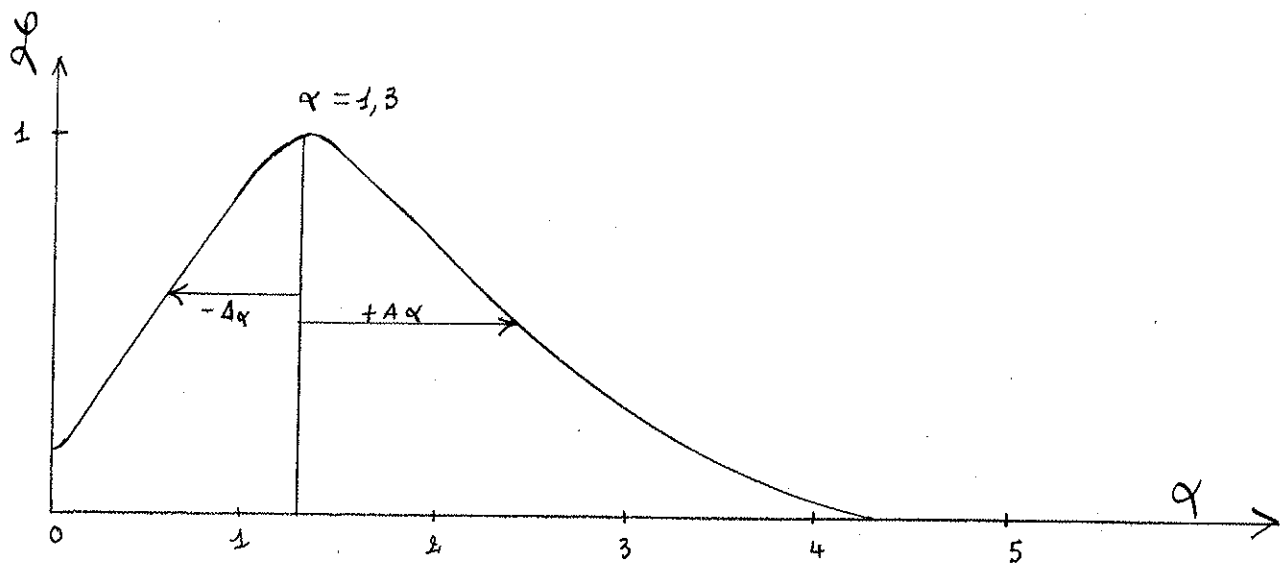


Fig. V-9

Si on enlève un évènement localisé dans la première vie moyenne, donc dans la région pour laquelle le résultat est sensible, un écart de $\Delta \alpha = 0,15$ est obtenu. Ce déplacement est inférieur à l'erreur envisagée. Un évènement faux a un temps différent ne change pas le résultat de manière significative. Si nous déterminons α en enlevant tous les évènements "ambigus" nous obtenons $\alpha = 1,0$, si nous les considérons tous avec un poids de un et non de 0,5 (comme nous avons expliqué chapitre IV) nous obtenons $\alpha = 1,8$.

La valeur $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1,3$ représente bien la distribution des K/β que nous avons observée.

Comme il est défini chapitre II, le rapport des amplitudes

$$X = \frac{\text{amplitude } \Delta S = - \Delta Q}{\text{amplitude } \Delta S = + \Delta Q}$$

est obtenu par la formule : $\Gamma_1/\Gamma_2 = \left(\frac{1+X}{1-X} \right)^2$

L'incertitude entre X et $1/X$ est aisément levée en regardant les distributions avec signe, Fig. V-IO et V-II. Près de l'origine l'amplitude K^0 est beaucoup plus grande que l'amplitude $\bar{K}^0$. Si nous observons plus de désintégrations $\pi^+ e^- \bar{\nu}$ que de désintégrations $\pi^- e^+ \nu$, l'amplitude $\Delta S = - \Delta Q$ est plus forte que l'amplitude $\Delta S = + \Delta Q$. Nous avons beaucoup plus de modes à électron positif que de modes à électron négatif : X est inférieur à 1 :

$$X = 0,07 \begin{matrix} + 0,15 \\ - 0,20 \end{matrix}$$

Une méthode pour déterminer X serait de comparer $N^+(t=0)$ à $N^-(t=0)$ mais ce rapport est proportionnel à X^2 vu la petite valeur de X obtenue, cette méthode n'est pas utilisable.

En comparant les courbes théoriques $N^+(t)$ et $N^-(t)$ et les histogrammes expérimentaux, nous avons une nouvelle détermination de la différence de masse $K_1^0 - K_2^0$, Δm par le procédé d'interférence :

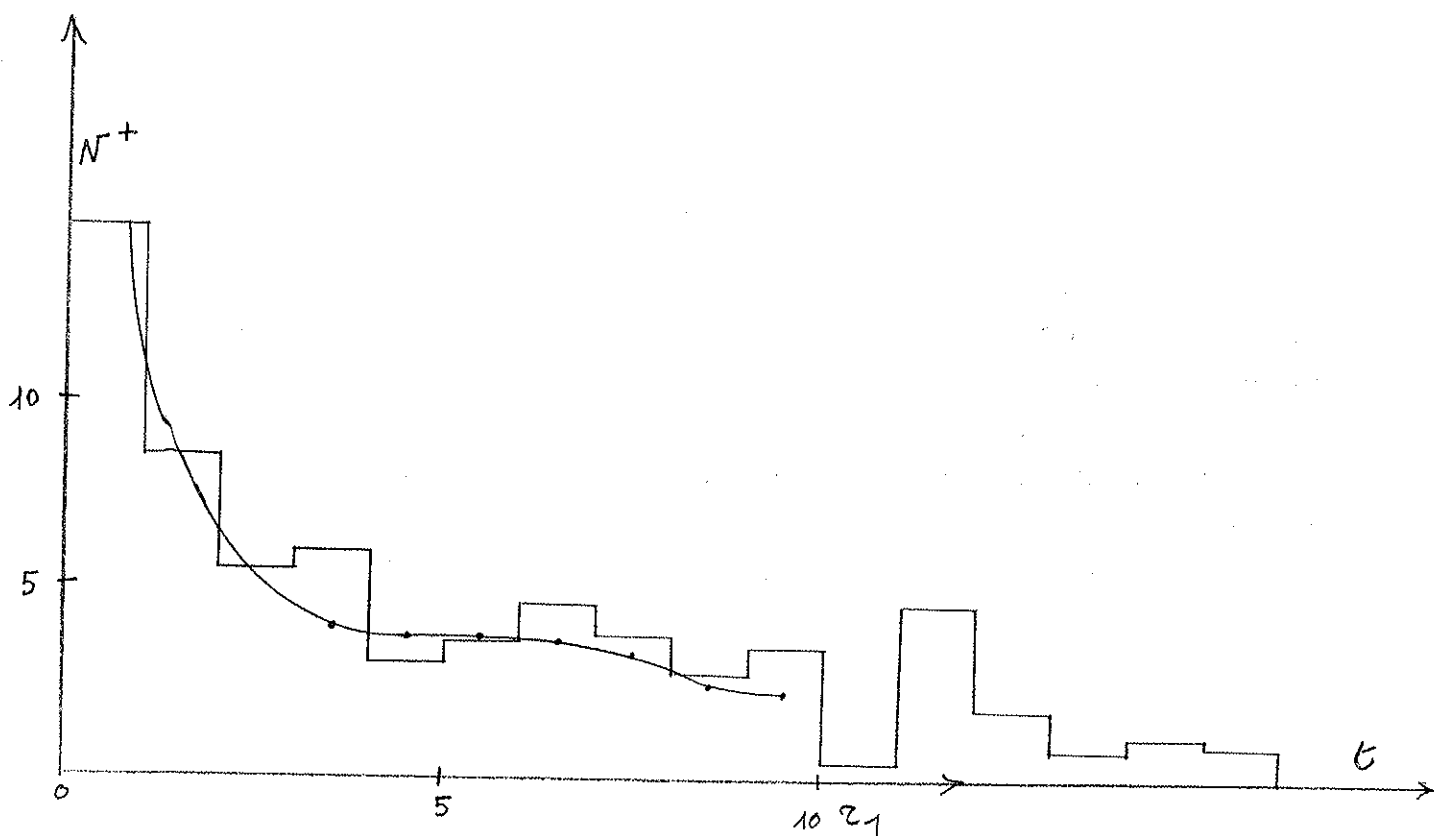


Fig. V-10

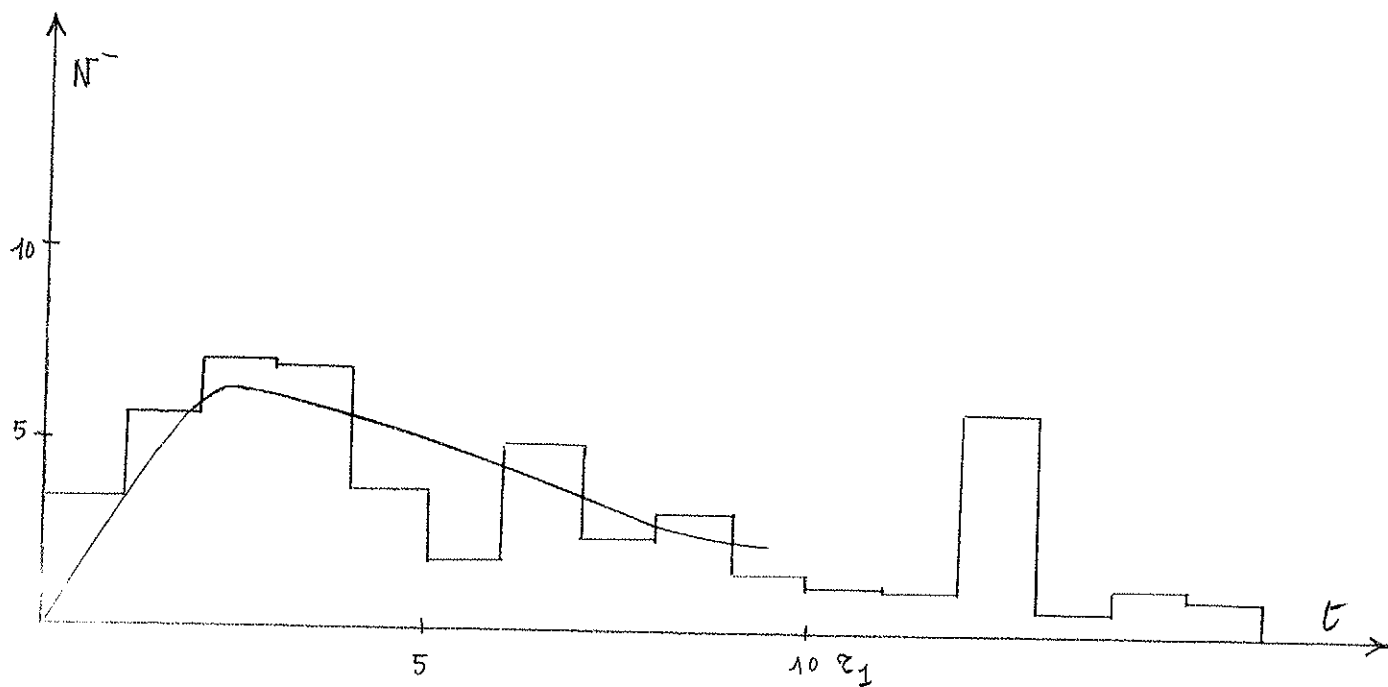


Fig. V-11

$$\Delta m = 0,78 \pm 0,2 \frac{\hbar}{c,}$$

Il y a deux types de mesure de Δm : des mesures par interférence et des mesures par régénération. Les premières (V-II) donnaient $\Delta m = 1,5 \pm 0,2$ les deuxièmes (V-12) $\Delta m = 0,84 \pm 0,3$. Il est intéressant de constater que par une méthode d'interférence nous obtenons une valeur en accord avec les méthodes de régénération.

Le résultat sur Δm ne varie pas sensiblement avec X.

CHAPITRE VI

PLACE DE LA REGLE $\Delta S / \Delta Q$ DANS LA THEORIE DES INTERACTIONS FAIBLES

Il faut maintenant replacer le résultat expérimental dans le cadre de la théorie des interactions faibles. Cette théorie élaborée grâce aux connaissances des désintégrations de particules non étrangères a conduit à la théorie Universelle de Fermi (U.F.I.). Son extension aux particules étrangères pose de nouveaux problèmes notamment celui des règles de sélection. L'existence de la règle $\Delta S = \Delta Q$ influence directement le choix du modèle à adopter.

Nous donnerons un rappel de la théorie U F I, puis nous envisagerons les différents courants nécessaires pour représenter une théorie avec particules étrangères. Enfin nous examinerons les conséquences que permettent d'envisager les résultats expérimentaux sur l'existence de certains de ces courants et sur les modèles proposés pour remplacer la forme classique de la théorie U F I, fondée sur un hamiltonien produit de sommes de courants $(j + l)(j + l)^+$, afin de l'étendre aux interactions faibles de particules étrangères.

I - RAPPEL DE LA THEORIE U F I ET DE LA THEORIE DU COURANT VECTORIEL CONSERVE

La théorie U F I a le mérite de rendre compte de la désintégration du μ , de la radioactivité β et de la capture du μ pour le noyau. On représente les faits expérimentaux par une interaction ponctuelle et par analogie avec les interactions électromagnétiques, on écrit l'hamiltonien sous la forme :

$$H = \sum_{\mu} C_{\mu} \bar{\psi}_B \Gamma_{\mu} \psi_A \times \bar{\psi}_D \Gamma'_{\mu} \psi_C + h.c$$

pour une réaction $A + C \rightarrow B + D$.

$\bar{\psi}$ et ψ sont des opérateurs de création ou d'annihilation de particules de spin 1/2, ce sont des spineurs de Dirac à 4 composantes. Γ_μ et Γ'_μ sont des opérateurs dépendant des propriétés d'espace et C_μ est une constante de couplage.

Expérimentalement la constante de couplage C_μ s'est trouvée être la même pour les trois réactions envisagées, on l'appelle g . Ceci a conduit à la théorie Universelle de Fermi.

Les résultats expérimentaux sont compatibles avec une théorie V-A, l'hamiltonien pouvant les représenter tous s'écrit :

$$H = g \left[\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_n + \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu + \bar{\psi}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu \right] \times \\ \left[\bar{\psi}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_p + \bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_e + \bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\mu \right] + h.c.$$

Pour tenir compte de la non conservation de la parité, Lee et Yang ont introduit la théorie du neutrino à deux composantes (VI-1) qui depuis, a été vérifiée par la polarisation du μ^+ de désintégration du π^+ . Le neutrino apparaît sous la forme $(1 + \gamma_5) \psi_\nu$.

L'hypothèse du courant vectoriel conservé, (VI-2) implique que la constante de couplage, renormalisée par les interactions fortes n'est pas modifiée à la limite des transferts de moment nuls. Ceci implique que si l'on part de la même constante de couplage "nue" pour la désintégration du méson μ ou du neutron, ces constantes restent identiques même si l'on tient compte du nuage de mésons π qui entoure les nucléons. Cette hypothèse est vérifiée expérimentalement (VI-3).

Pour la radioactivité β l'hamiltonien s'écrit :

$$H = \sum_\mu g \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu + h.c.$$

C'est un produit de deux "courants" :

$$j_\mu = \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_n \quad (1)$$

$$l_\mu = \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu \quad (2)$$

d'où :

$$H = \sum_{\mu} g \bar{\psi}_{\mu} \ell_{\mu} + h.c.$$

Pour représenter les courants nous utiliserons la notation $(\bar{A} B)$ qui doit être interprétée comme la création d'une particule A et l'annihilation d'une particule B c'est-à-dire comme une transition $B \rightarrow A$.

$$\begin{aligned} (\bar{\pi} n) & \quad n \rightarrow \pi \\ (\bar{e} \nu) & \quad \nu \rightarrow e^- \end{aligned}$$

Avec ce schéma la désintégration du π sera proportionnelle à un élément de matrice $\langle 0 | \mathcal{J}_{\mu} | \pi \rangle$ où le courant $\mathcal{J}_{\mu}$ permet une transition du méson π au vide. Un des diagrammes qui contribue à la désintégration est donné par la figure VI-1.

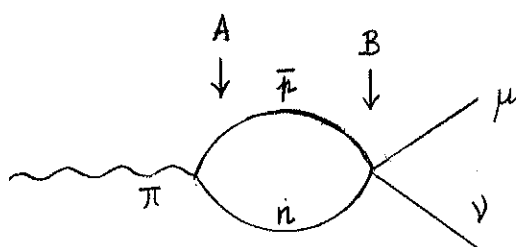


Fig. VI-1

En A il y a un couplage du type interaction forte et en B un couplage du type interaction faible analogue à celui de la radioactivité β .

La théorie du courant vectoriel conservé implique que le courant vectoriel est le courant de spin isotopique et que $\mathcal{J}_{\mu}$ contient également un terme de la forme :

$$g \left(\pi^0 \frac{\partial \pi^+}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial \pi^+}{\partial x_{\mu}} \pi^0 \right)$$

Ceci permet le calcul exact de la désintégration :

$$\pi^+ \longrightarrow \pi^0 e^+ \nu$$

uniquement au moyen d'interactions faibles. S'il n'y avait pas le courant conservé, un des graphes pouvant expliquer cette désintégration pourrait être :

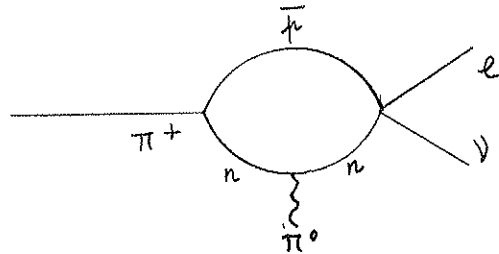


Fig. VI-2

Mais alors on ne pourrait pas calculer le taux d'une façon exacte. Expérimentalement (VI-4) le taux de désintégration mesuré correspond à celui prédit par la théorie du courant vectoriel conservé.

II - ETUDE DES COURANTS

Il faut étendre la théorie des interactions faibles afin de rendre compte de la désintégration des particules étranges. Par exemple, il faut rechercher un courant pour représenter la désintégration

$$K \longrightarrow \mu \nu$$

analogue à la désintégration du π envisagée au paragraphe précédent. Comme le K est une particule étrange le courant doit changer l'étrangeté de une unité, un tel courant pourra être par exemple

$$\mathcal{J}_{45} = (\bar{\mu} 1) + \dots$$

La désintégration du K^+ sera représentée par le diagramme suivant :

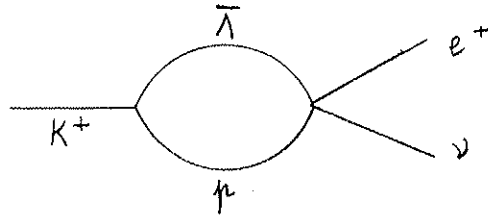


Fig. VI-3

Il est introduit ici une caractéristique : l'étrangeté du courant, l'hamiltonien des interactions faibles H contiendra un terme supplémentaire de la forme :

$$H = \sum_{\mu} g \gamma_{\mu}^{\text{os}} \ell_{\mu} + h.c.$$

Expérimentalement on n'a jamais observé de courants leptoniques neutres qui apparaîtraient par exemple dans une désintégration $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. On postule l'inexistence de tels courants. A un courant donné on pourra affecter un (ΔQ) : charge de ce courant.

I°) nombres quantiques des courants

La charge et l'étrangeté d'une particule sont liées entre elles par la formule classique :

$$Q = I_3 + \frac{N+S}{2} \quad (3)$$

Les interactions faibles conservent le nombre baryonique N ainsi les nombres quantiques d'un courant seront reliés par la formule :

$$\Delta Q = \Delta I_3 + \frac{\Delta S}{2} \quad (4)$$

dans laquelle :

$$\Delta Q = Q_{\text{final}} - Q_{\text{initial}}$$

$$\Delta S = S_{\text{final}} - S_{\text{initial}}$$

$$\Delta I_3 = \Delta Q - \frac{\Delta S}{2}$$

Le courant sera alors caractérisé par ΔQ , ΔS , ΔI_3 et $\vec{\Delta I}$ qui est le spin isotopique transporté par γ . Remarquons que :

$$|\vec{\Delta I}| \geq \Delta I_3$$

Nous prendrons la notation

$$\gamma \begin{matrix} \vec{\Delta I}, \Delta I_3 \\ \Delta S, \Delta Q \end{matrix}$$

pour les courants faisant intervenir des particules à interactions fortes, l'hermitique conjugué sera :

$$\gamma^+ = \gamma \begin{matrix} \vec{\Delta I}, -\Delta I_3 \\ -\Delta S, -\Delta Q \end{matrix}$$

Si nous symbolisons par l'indice i les nombres quantiques qui doivent intervenir, l'hamiltonien pour les désintégrations non leptoniques est :

$$H_{n.l.} = \sum_{ii'} g_{ii'} \gamma^i \gamma^{i+} + h.c.$$

Dans tous les cas, la conservation de charge implique que le même ΔQ doit intervenir dans γ^i et $\gamma^{i'}$.

2°) Propriété d'espace des courants

Les opérateurs Γ_μ sont de cinq types S, V, T, A ou P . On désignera par γ les courants du type S, V ou T et par γ' les pseudocourants du type A ou P . Ainsi dans une désintégration $\pi \rightarrow e \nu$ le courant effectue une transition de l'état du vide à l'état π , le π est une particule pseudoscalaire 0^-

les nombres quantiques du vide sont 0^+ la transition se fait par un pseudocourant J' . Sans entrer dans les détails, tous les résultats expérimentaux actuels sont compatibles avec une théorie (V-A) pour les interactions faibles de particules étrangères et de particules non étrangères.

3°) Zoologie des courants (VI-5)

Les courants sont classés dans le tableau (VI-I) au moyen de leurs nombres quantiques, nous ne portons pas les hermitiques conjugués. Dans les exemples de réactions (colonne n°8) nous avons distingué par C , PC et M celles où n'interviennent que les "purs courants" J ; "pseudo courants" J' ou enfin un mélange J et J' . Parmi les courants signalés certains n'ont jamais été mis en évidence. Enfin nous n'avons pas porté les deux courants leptoniques ($\bar{e} \nu$) et ($\bar{\mu} \nu$).

$\vec{J}^{PAB}$ $\Delta S \Delta Q$	ΔS	ΔQ	ΔI_3	$\Delta S / \Delta Q$	$\vec{\Delta I}$	Exemple de couplage ou de deux symétries conjuguées donnant lieu aux réactions $\rightarrow$	Exemple de réactions
f_{01}^{11}	0	+1	1		1	$(\bar{p} n)$	$\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}$ $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
f_{01}^{21}	0	+1	1		2	$(\bar{\Sigma}^0 \Sigma^-)$	$\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}$ $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 + e^- + \bar{\nu}$
$f_{11}^{1/2, 1/2}$	+1	+1	$1/2$	+1	$1/2$	$(\bar{p} \Lambda)$	$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu$ $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ (I)
$f_{11}^{3/2, 1/2}$	+1	+1	$1/2$	+1	$3/2$	$(\bar{n} \Sigma^-)$	$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu$ $K^- \rightarrow e^- + \pi^0 + \bar{\nu}$ $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$ (II)
$f_{-11}^{3/2, 3/2}$	-1	+1	$3/2$	-1	$3/2$	$(\bar{n} \Sigma^+) (\bar{\Sigma}^- \Xi^0)$	$\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \bar{\nu}$ $K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ (III) $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$ $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu$
f_{21}^{00}	+2	+1	0		0	$(\bar{p} \Xi^0)$	$\Xi^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
f_{21}^{10}	+2	+1	0		1	$(\bar{p} \Xi^0)$	$\Xi^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$

Tableau VI-1

III - REGLES DE SELECTION

Pour étendre la théorie de Fermi aux particules étranges, la première idée avancée est celle d'une interaction de la forme "courant x courant"

$$H = \left[\sum_i \not{f}^i + \not{l} \right] \left[\sum_i \not{f}^i + \not{l} \right]^+ \quad (5)$$

A priori toutes les interactions observées sont contenues dans un tel modèle, cependant on s'aperçoit vite que celui-ci est trop général et entraîne certaines contradictions avec les résultats expérimentaux. Pour cette raison on modifie ce modèle afin de tenir compte de règles de sélection vérifiées expérimentalement. On aboutira ainsi à un nouveau type de la forme donnée plus haut :

$$H = \sum_{ii'} g_{ii'} \not{f}_{\Delta Q}^i \not{f}_{\Delta Q}^{i'+} + \sum_i g_i \not{f}_{\Delta Q}^i \not{l}^+ + \text{hc} \quad (6)$$

I°) Types de règles de sélection

Le but de ces règles est de tenir compte des faits expérimentaux. Il en existe deux types : les règles de sélection "non leptoniques" agissant sur un couple $\not{f}\not{f}^+$ et les règles "leptoniques" sur un couple $\not{f}\not{l}^+$. Les premières ne permettent que des tests globaux, les secondes permettent de connaître les propriétés des courants $\not{f}$ pris isolément.

2°) Règle $\Delta S = 2$ non leptonique

On n'a jamais observé de désintégration $\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$ alors que l'on observe $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, la première pourrait être obtenue en combinant un courant $\left(\not{f}_{21}^{00} \right)$ et un courant $\left(\not{f}_{01}^{11} \right)^+$ comme le montre le schéma (Fig. VI-4). Une autre possibilité d'obtenir $\Delta S = 2$ non leptonique, est de combiner un courant $\left(\not{f}_{-1+1}^{3/2\ 3/2} \right)$ et $\left(\not{f}_{+1+1}^{1/2\ 1/2} \right)^+$. Okun et Pontecorvo (VI-6) ont montré que ce couplage permettrait une transition directe $\overline{K}^0 - K^0$ qui contredit les résultats expérimentaux :

5°) Règle $\Delta S / \Delta Q = +1$ leptonique

Les désintégrations leptoniques $K \rightarrow l + \bar{\nu}$ et $\Lambda \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ ne font intervenir que des courants $|\Delta I| = 1/2$ leptonique. A l'origine une règle $|\Delta I| = 1/2$ a été proposée, elle a été remplacée par une règle moins restrictive $\Delta S / \Delta Q = +1$ (VI-9).

Si nous reprenons la colonne 8 du tableau (VI-1) la règle $|\Delta I| = 1/2$ leptonique exclu les réactions du type II et III. La règle $\Delta S / \Delta Q = +1$ se limite à interdire les réactions du type III donc les courants $f_{-1}^{3/2} f_{+1}^{3/2}$.

Depuis, cette règle a été mise en doute (VI-10). La mise en évidence expérimentale d'une réaction du type III prouverait donc l'existence de transition $|\Delta I| = 3/2$. C'est le but de l'étude que nous avons réalisée.

6°) Conclusion

L'hamiltonien des interactions faibles peut s'écrire :

$$H = \sum_{ii'} g_{ii'} f^i f^{i'+} + \sum_i g_i f_i l^+ + h.c. \quad (7)$$

$g_{ii'}$ est la constante de couplage correspondante.

Mais pour étendre cette interaction aux particules étranges on doit inclure les quatre règles énoncées :

- absence de $f^i f^{i'+}$ avec $|\Delta I| \neq 1/2$
- absence de $f^i f^{i'+}$ avec $|\Delta I| = 2$ d'où absence de couplage du type $f_{-1+1} f_{+1+1}^+$
absence de couplage du type $f_{+2+1} f_{0+1}^+$
- absence de $f^i l^+$ avec $|\Delta S| = 2$ absence de couplage du type $f_{-2+1} l^+$
- absence de $\Delta S / \Delta Q = -1$ (?) absence de couplage du type $f_{-1+1} l^+$

IV - MODELES D'INTERACTION

Différents modèles ont été essayés pour représenter les interactions faibles. Ces modèles cherchent à concilier la plus grande symétrie possible et à respecter les règles empiriques expérimentalement valables. Pour cette raison le schéma initial de Gell Mann et Feynman (VI-II) du type "produit de sommes de courants" a dû être abandonné. Pour tenir compte de la règle $|\Delta I| = 1/2$ non leptonique, ce schéma a été modifié par introduction de courants neutres. Etant donné que, expérimentalement, on sait qu'il n'y a pas de courants neutres couplés aux leptons, l'hamiltonien donné plus haut (équation 5) ne pourrait contenir que des courants chargés. On admet qu'il s'écrit sous la forme d'une somme de produits de courants (équation 7).

Dans le cadre d'une théorie du type "courant x courant" il est aisé de faire apparaître le boson intermédiaire. L'hamiltonien s'écrit non plus avec des termes de la forme $\bar{\psi} \psi$ mais avec des termes

$$\sum_i g_i \bar{\psi}^i \psi^i w^i$$

où w^i représente un "boson intermédiaire". L'interaction faible ressemble à l'interaction électromagnétique

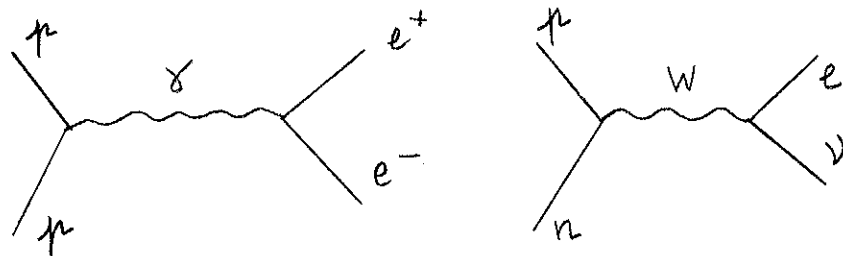


Fig. VI-6

Différentes théories ont été proposées (VI-I2), elles ont une certaine symétrie, respectent $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ non leptonique et ont un nombre de bosons minimum.

a) Le schizon proposé par Lee et Yang (VI-I3) a 4 bosons: deux chargés et deux neutres ($w^+ w^0 \bar{w}^0$ et w^-). Du point de vue du spin isotopique ces bosons ont un comportement schizophrénique; ils se comportent comme deux doublets ou comme un triplet et un singulet suivant qu'ils agissent avec des courants ne conservant pas l'étrangeté ou conservant l'étrangeté. On fait l'hypothèse que les bosons neutres ne sont pas couplés aux leptons. Ce schéma ne prévoit pas de courant ($|\vec{\Delta I}| = 3/2, \Delta I_3 = 1/2$) ou ($|\vec{\Delta I}| = 3/2, \Delta I_3 = 3/2$).

b) Le véton proposé par d'Espagnat (VI-4) est constitué de 4 bosons chargés ($w^+ w^- \nu^+ \nu^-$). Il n'y a pas de courants neutres. A l'origine ce schéma prévoyait $\Delta S = 2$ leptonique. Or la désintégration $\Xi^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}$ n'a pas été mise en évidence. Ce modèle peut être modifié de façon à rendre $\Delta S = 2$ leptonique très faible si le boson est suffisamment lourd mais au prix de la renonciation à un courant ($\Delta S = 0$) strictement conservé.

c) Une théorie où interviendrait des courants ($|\vec{\Delta I}| = 3/2, \Delta I_3 = 3/2$) a été introduite par Lee (VI-I5) au cas où la règle $\Delta S/\Delta Q$ serait violée. Le nombre minimum est alors de 6 bosons. La particule w serait alors un triplet analogue au Σ . Cette théorie tient compte des règles:

$$|\vec{\Delta I}| = 1/2 \text{ non leptonique}$$

$$\Delta S \text{ non leptonique} \leq 1 \quad \Delta S \text{ leptonique} \neq 2$$

Plus récemment, des théories symétriques de ce genre ont été incluses dans les schémas de la Symétrie Unitaire (VI-I6) S'il y avait des courants $\Delta S/\Delta Q = -1$, ce genre de théorie perdrait beaucoup de simplicité et d'attrait.

V - DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES DES K

Avant d'envisager les résultats expérimentaux, voyons les conclusions que nous permettent d'envisager les désintégrations leptoniques des K^0 . Les amplitudes de transition pour les désintégrations du méson K neutre peuvent s'écrire en fonction des amplitudes des différents courants :

$$A(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu) = \langle \pi^- e^+ \nu | \mathcal{J}_{1,1}^{1/2, 1/2} + \mathcal{J}_{1,1}^{3/2, 1/2} | K^0 \rangle = \alpha$$

$$A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu) = \langle \pi^- e^+ \nu | \mathcal{J}_{-1,1}^{3/2, 3/2} | \bar{K}^0 \rangle = \beta$$

Expressions dans lesquelles β et α sont identiques à ceux définis au chapitre II. Les coefficients de Clebsch Gordan sont tels que

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{3}} a^{1/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} a^{3/2}$$

$$\beta = b^{3/2}$$

Les taux de désintégrations Γ_1 et Γ_2 déjà définis au chapitre II sont égaux à :

$$\Gamma_1 = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{2}{3}} a^{1/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} a^{3/2} + b^{3/2} \right) \right|^2$$

$$\Gamma_2 = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{2}{3}} a^{1/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} a^{3/2} - b^{3/2} \right) \right|^2$$

Une violation de la règle $\Delta S / \Delta Q = +1$ se traduit par l'existence de $b^{3/2}$. Rappelons que $\chi = \beta / \alpha$. Les désintégrations du méson K neutre ne donne pas d'information sur les rapports relatifs de $a^{1/2}$ et $a^{3/2}$. C'est-à-dire que l'on peut prouver l'existence du courant $(3/2, 3/2)$ mais pas du courant $(3/2, 1/2)$.

Considérons la désintégration du méson K^+ (de taux Γ^+)

$$A(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) = \langle \pi^0 e^+ \nu | \mathcal{J}_{1,1}^{1/2, 1/2} + \mathcal{J}_{1,1}^{3/2, 1/2} | K^+ \rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} a^{1/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} a^{3/2}$$

Le rapport Γ_2 / Γ^+ permet de déterminer les amplitudes $a^{1/2}$ et $a^{3/2}$. On voit en particulier que si l'on trouvait

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = 1 \quad \text{et} \quad \frac{\Gamma_2}{\Gamma^+} = 1$$

On pourrait se ramener à la règle $|\vec{\Delta I}| = 1/2$ "leptonique"

VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ils peuvent être groupés en deux catégories, ceux permettant la mise en évidence d'un courant $(3/2 \ 3/2)$ directement : désintégration des $\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \nu$ par exemple, et ceux sur les K^0 qui comme nous l'avons vu passent par l'intermédiaire de π/π_2 , remarquons de plus que les K^0 jouent uniquement sur le courant vectoriel ψ .

1°) Mise en évidence directe d'un courant $(3/2 \ 3/2)$

Les principaux résultats connus à l'heure actuelle sont résumés dans le tableau. Dans la colonne 5 figure le type de courant qui intervient.

1	Barkas VI - 17	emulsion	$1 \text{ ev } \Sigma^+ \rightarrow n \mu^+ \nu$	$\psi^{3/2 \ 3/2}; \psi'^{3/2 \ 3/2}$
2	Steinberger 1963 VI - 18	K^- à l'arrêt dans HBC	$(1?) \Sigma^+ \rightarrow n e^+ \nu$ $x = 0,06 < 0,2$	—
3	Filthuth et al. VI - 19	K^- à l'arrêt dans HBC	$0 \Sigma^+$ $30 \Sigma^- \rightarrow \mu^-$ $45 \Sigma^- \rightarrow e^-$ } $x < 0,14$	—
4	Birdge et al. VI - 20	K^+ à l'arrêt	$(1?) K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ e^- \nu$ $\neq 0 K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$	$\psi^{1/2 \ 3/2}$ pur
5	Murphy VI - 21	K^- à l'arrêt dans HBC	$0 \Sigma^+$ $11 \Sigma^- \rightarrow e^-$	$\psi^{3/2 \ 3/2} \psi'^{3/2 \ 3/2}$

Tableau VI - 2

L'évènement de Barkas est donc le seul évènement mettant en évidence la transition $(3/2, 3/2)$. Les autres résultats prouvent que cette transition, si elle existe, est faible. Remarquons que toutes ces expériences mesurent des taux, c'est-à-dire mesurent X^2 si X est petit elles sont peu sensibles.

L'expérience qui a le plus de statistique est celle des K_{e4} qui teste le courant $\gamma' \frac{1}{2} \frac{3}{2}$, la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ e^- \bar{\nu}$ ne fait intervenir que γ' puisque l'état $\pi^+ \pi^+$ a parité $+1$ par suite du principe d'exclusion de Pauli, et que le K^+ a parité -1 la transition se fait par un pseudocourant. Par contre la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$ se fait par un mélange courant

X pseudocourant suivant la valeur du moment orbital relatif $\pi^+ \pi^-$.

Pour le pseudocourant γ' la règle $\Delta S / \Delta Q = +1$ semble bien représenter l'expérience.

2°) Résultats concernant les K^0

Ces expériences sont réalisées avec des K^0 produits soit par échange de charge dans les chambres à liquide lourd soit par production associée $K \bar{K}$ ou ΛK dans les chambres à hydrogène.

6	Ely 1961 VI-22	Propane	28 ev^{ts}	$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = 12^{+8}_{-6}$	$x = 0,55^{+0,08}_{-0,12}$
7	Crawford 1962 VI-23	Hydrogene	23	$6,6^{+6}_{-4}$	
8	Steinberger 1963 VI-24	Hydrogene	32 ev^{ts}	$< 2,5$	
9	Padoue VI-25	Propane		$4 \pm 1,5$	
10	cette expérience	Propane Fréon	169 ev^{ts} , 103 utilisées	$1,3^{+1,2}_{-0,7}$	$x = 0,07^{+0,15}_{-0,20}$

Tableau VI - 3

3°) Discussion

Tous ces résultats excepté ceux des expériences 1 et 6 sont compatibles avec une absence de violation. Les désaccords apparents pourraient être expliqués par les statistiques faibles que ces expériences mettent en jeu.

Les expériences sur les K^0 au moyen des chambres à hydrogène liquide ne procèdent pas par identification directe mais par séparation cinématique. Des corrections doivent être faites en particulier à cause du mode $K^0 \rightarrow \pi \pi \gamma$ ce qui introduit une incertitude supplémentaire dans le résultat.

Le groupe de Padoue (n° 9) possède des photographies identiques aux nôtres. Leur résultat n'est que préliminaire et n'a pas encore reçu de confirmation.

L'expérience de Ely et al. est en principe identique à la nôtre. En particulier à la lecture de l'article et après discussion avec les auteurs il n'apparaît rien dans la méthode d'analyse qui puisse expliquer la différence avec notre résultat. Toutefois la faible taille de la chambre fait en sorte que les pertes sont plus importantes, les événements sont peu nombreux, ce qui les a conduit à ne pas prendre des coupures très strictes. Par exemple il figure dans leurs 28 événements, 4 dont le temps de vie est inférieur à 0,1 et la ligne de vol non mesurable, nous avons coupé dans notre analyse ce type d'événement (voir chapitre IV, paragraphe I-3°). Peut-être faut-il y voir la différence avec nos résultats ?

Dans la situation actuelle, la règle $\Delta S / \Delta Q$ semble donc représenter assez bien les résultats expérimentaux. Toutefois il faut remarquer que toutes les expériences mesurant x trouvent une valeur positive, ce qui suggère la possibilité d'une faible violation qui évidemment serait compatible avec notre résultat. Cette idée serait renforcée si l'événement $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$ de Barkas trouvait confirmation.

VII - MISE EN EVIDENCE D'UN COURANT (3/2, 1/2)

La mesure des taux absolus Γ_1 , Γ_2 et Γ^+ permet de mesurer indépendamment les amplitudes des trois courants $f(1/2, 1/2)$, $f(3/2, 1/2)$, $f(3/2, 3/2)$.

Les résultats précédents semblent prouver que la partie $f(3/2, 3/2)$ est faible. Pour avoir des informations sur la partie $f(3/2, 1/2)$ on doit comparer Γ_2 et Γ^+ :

$$\Gamma_{\pi^+\pi^0}^+ = 4,09 \pm 0,41 \quad (\text{VI-26})$$

$$\Gamma_{\pi^+\mu^+\nu}^+ = 3,92 \pm 0,49$$

Il existe une valeur de Γ_2 donnée par Crawford (VI-23)

$$\Gamma_2(e^\pm) = 9,31 \pm 2,49 \quad 10^6/s \quad (1)$$

Récemment Luers et al. (VI-27) partant du rapport

$$\frac{\Gamma_2(\pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma_2(\pi^+\pi^-\pi^0 + \pi^+\ell^+\nu)} = 0,157 \pm 0,03$$

ont obtenu différentes valeurs de $\Gamma_2(\ell^+\nu)$. Si nous appelons les taux respectifs

$$a = \Gamma_2(\pi^+\pi^-\pi^0)$$

$$b = \Gamma_2(\pi^+\ell^+\nu)$$

$$c = \Gamma_2(\pi^0\pi^0\pi^0)$$

La valeur donnée par Luers est donc $a/a+b$; il est possible d'obtenir b en utilisant d'autres résultats

1°) Les résultats de Darmon et al. (VI-28) donnent a + b d'où:

$$\Gamma_2(\pi^+\ell^+\nu) = 13,8 \pm 5,3 \quad 10^6/s \quad (2)$$

2°) Les résultats de Anikina et al. (VI-29) donnent c/a et Bardon et al. (VI-30) donnent a + b + c d'où une possibilité de déterminer b

$$\Gamma_2(\pi^+\ell^+\nu) = 7,25^{+3,1}_{-2,1} \quad 10^6/s \quad (3)$$

Il y a donc trois valeurs de Γ_2 qui sont mal compatibles entre elles. S'il n'y avait aucune amplitude $\Delta\vec{\Gamma} = \frac{3}{2}$ la valeur de Γ_2 pour tous les modes $\ell^\pm$ et $\mu^\pm$ serait

$$\Gamma_2 (\pi^\pm \ell^\mp \nu) = 16.0 \pm 1.3 \quad 10^6/s$$

Cette valeur est obtenue en appliquant la règle $\Gamma_2 = \Gamma^+$ et en prenant les résultats donnés plus haut pour les K^+ . Le résultat (2) n'est pas incompatible avec cette prévision.

Comme le remarquent Luers et al ainsi que J.Siaud (VI-34) les rapports de branchement mesurés sont plus compatibles avec l'absence d'un courant $3/2$ et les taux absolus seraient mieux expliqués par l'admission d'un certain pourcentage de ce courant.

En conclusion le problème reste ouvert et il est d'un grand intérêt de mesurer Γ_2 dans le lot de photos que nous possédons.

CONCLUSION

A la suite d'une expérience dont le principe est identique à la nôtre, on pensait en 1961, devoir abandonner la règle

$\Delta S / \Delta Q = \pm 1$ proposée à une époque où les expériences pour la vérifier n'étaient pas réalisables. Depuis, plusieurs expériences ont été faites. Celles-ci sont de deux sortes, les unes mesurent des taux et déterminent le carré de l'amplitude de violation χ^2 les autres déterminent χ . Toutes les nouvelles mesures indiquent que χ doit être faible.

Notre expérience permet de déterminer χ , le résultat a des erreurs statistiques beaucoup plus petites que celles des autres expériences du même type.

Celui-ci :

$$\Gamma_1 / \Gamma_2 = 1,3 \begin{matrix} + 1,2 \\ - 0,7 \end{matrix} \qquad \chi = 0,07 \begin{matrix} + 0,2 \\ - 0,1 \end{matrix}$$

n'est pas en désaccord avec la règle énoncée.

Les erreurs dues à la présence dans notre lot d'événements pouvant avoir double interprétation sont très inférieures aux erreurs statistiques.

La valeur de χ obtenue indique que les expériences mesurant χ^2 seront peu sensibles.

Evidemment nous ne pouvons pas dire que la règle est strictement valable ni que l'on doit admettre une faible violation. Mais il est fondamental de pouvoir exclure une valeur

élevée de ce paramètre qui obligerait dans le cadre d'une théorie des interactions faibles du type "courant x courant", à admettre une présence importante de courant ($\Delta \vec{I} = 3/2, \Delta I_3 = 3/2$).

Ceci est la première étape d'un test de la règle $\Delta \vec{I} = 1/2$ leptonique qui sera réalisé complètement avec le lot de photographies que nous possédons.

Nous avons également effectué une mesure de la différence de masse $K_1^0 - K_2^0$ par la méthode d'interférence. Cette mesure consiste à étudier les oscillations que présentent les distributions en fonction du temps des désintégrations observées. Nous trouvons :

$$\Delta m = 0,78 \pm 0,2 \quad \hbar/c,$$

Il est intéressant de constater que cette mesure est en désaccord avec les précédentes mesures par interférence obtenues à l'aide des interactions de $\bar{K}^0$ et par contre est en parfait accord avec les mesures faites par les méthodes de régénération.

REMERCIEMENTS

C'est tout d'abord à Monsieur le Professeur L.Leprince-Ringuet que je tiens à témoigner ma profonde gratitude. Il a accepté de m'accueillir dans son laboratoire où j'ai beaucoup apprécié l'esprit de camaraderie qu'il sait y faire régner.

L'idée de cette expérience est due au Professeur André Lagarrigue. Il a apporté tout son dynamisme à sa réalisation et à son succès. Je le remercie tout particulièrement pour ses nombreux conseils et ses encouragements de tous les instants.

Monsieur le Professeur P.Meyer, mon parrain scientifique a suivi très attentivement l'évolution de mes travaux. Ses explications claires sur la théorie des interactions faibles m'ont été d'un grand secours. Je lui exprime mes plus chaleureux remerciements.

La construction du faisceau, réalisée au CERN en collaboration avec le Docteur W.J.Willis (Brookhaven) me laisse un fort agréable souvenir. Je remercie toutes les personnes qui y ont contribué notamment Monsieur J.F.Allard qui a eu la responsabilité ingrate de mettre en état de marche l'un des deux séparateurs.

Le groupe travaillant sur les désintégrations en 3 corps des K^0 est un groupe jeune et efficace. Il comprend Messieurs L.Behr, J.P.Lowys, P.Mittner et C.Pascaud. De plus Mademoiselle A.Orkin-Lecourtois, Messieurs M.Bloch et L.M.Chounet ont pris une certaine part au déroulement de cette expérience. Je les assure tous de ma reconnaissance.

Je dois également exprimer ma gratitude aux nombreux physiciens qui ont manifesté de l'intérêt pour ce travail et avec lesquels j'ai eu de nombreuses et fructueuses discussions, notamment Monsieur A.Astier (Collège de France) Madame M.Baldo-Ceolin et Monsieur H.Huzita (Padoue), Messieurs U.Camerini et J.Fry (Madison) Messieurs L.Jauneau, A.Rousset et J.Six (Ecole Polytechnique).

Les innombrables détails matériels relatifs à l'étude des photographies ont été pris en charge et réglé avec son sourire habituel par Mademoiselle M.Obiol. Les dépouillements, mesures et classements ont été assurés par Mesdames Banasik, Gillon, Picou, Mesdemoiselles Obiol, Rispal, Sannier , et Messieurs Baert, Lancelot, Nguyen Au Lac. Je les remercie tous de leur collaboration intelligente et dévouée.

Je veux également remercier l'ensemble des mécaniciens qui ont assuré le bon fonctionnement de la chambre et des projecteurs.

Monsieur P.Joliclercq a réalisé avec compétence les photographies illustrant cet ouvrage, Monsieur C.Jadot a reproduit le plan du faisceau. Mademoiselle H.Noir a mis en page mon travail avec sa gentillesse coutumière. Enfin, Monsieur L.Nadaud a procédé avec beaucoup de conscience à la polycopie de cette thèse. Je les remercie tous pour le soin dont ils ont fait preuve.

Ce travail a été effectué grâce à une allocation attribuée par le Centre National de la Recherche Scientifique. Qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude.

REFERENCES

- 1 - Feynman et Gell-Mann
P.R. 109, 193 (1958)
- 2 - Ely et al.
Compte-Rendu de la Conférence d'Aix en Provence
Vol. I, p.209 (1961)
- I - 1 - Aubert et al.
CERN 62-26
- I - 2 - Cooper et al.
CERN 62-19
- I - 3 - Baker et al.
P.R.L., 7, 101 (1961)
- I - 4 - R.M.Sternheimer
R.S.I. 23, 629, (1952) et R.S.I. 24, 573 (1953)
- I - 5 - Bloch et al.
R.S.I. 32, 1302 (1961)
- II - 1 - A.F.Garfingel
Report Nevis 104 (1962)
- II - 2 - Darmon et al.
P.L., 3, 57 (1962)
- II - 3 - R.G.Sachs
P.R., 129, 2280 (1963)
- II - 4 - a) Burgy et al.
P.R.L. 1, 324 (1958)
b) Clark et al.
P.R.L. 1, 100 (1958)
- II - 5 - a) Weinberg
P.R., 110, 782 (1958)
b) Luers et al.
P.R., 133, 1276 (1964)

- II - 6 - Pais et Gell-Mann
P.R., 27, 1387 (1957)
- II - 7 - a) Muller et al.
P.R.L. 4, 418 (1960)
b) Ely et al.
P.R., 128, 362 (1962)
c) Fitch et al.
N.C., 22 , 1160 (1961)
d) Cronin et al.
Compte-rendu de la Conférence de Brookhaven 1963
à paraître
- III - 1 - J.Six
Thèse, Paris, 1962
- IV - 1 - a) P.Musset
Thèse, Paris (1960)
b) F.S.Crawford
Compte-rendu de la Conférence du CERN 1962 p.827
- IV - 2 - N.P.Samios
Compte-rendu de la Conférence de Rochester 1960 p.35
- IV - 3 - E.Segré
Expér~~imental~~ Nuclear Physics V-I p.279
- IV - 4 - Chinowsky et al.
Compte-rendu de la Conférence de Rochester 1960 p.451
- IV - 5 - a) Ely et al.
P.R.L. 8, 132 (1962)
b) Alexander et al.
P.R.L. 2, 69 (1962)
- V - 1 - Luers et al.
P.R., 133, 1276 (1964)

- V - 2 - Brown et al.
Compte-rendu de la Conférence du CERN, 1962 p.462
- V - 3 - L.Behr
Thèse de 3° cycle, Paris, 1962
- V - 4 - Luers et al.
Compte-rendu de la Conférence de Aix en Provence
V - I p.235 (1961)
- V - 5 - Slater et al.
P.R.L. 7, 378, 1961
- V - 6 - Bastien et al.
Compte-rendu de la Conférence du CERN, 1962 p.373
- V - 7 - Muller et al.
P.R., 124, 1223 (1961)
- V - 8 - a) J.J.Veillet
Thèse de 3° cycle Paris, 1962
b) M.L.Good
P.R., 106, 591 (1957)
- V - 9 - J.Orear
UCRL 8417
- V - 10 - L.Jauneau et D.Morellet
CERN, 64-13
- V - II - voir référence II - 7 b) et c)
- V - 12 - voir référence II - 7 a) et d)
- VI - I - Lee et Yang
P.R. 105, 1671 (1957)
- VI - 2 - a) Gernstein et Zeldowitch
S.P. JETP, 2, 576 (1957)
b) Feynman et Gell-Mann
P.R. 109, 193 (1958)

- VI - 3 - Mayer-Kuckuh et Michel
P.R.L. 7, 167 (1961)
- VI - 4 - Depommier et al.
Compte-rendu de la Conférence du CERN, 1962 p.411
- VI - 5 - a) P.Meyer
Cours de Physique de Cargèse, 1962
b) R.E.Behrends
International School of Physics, Bergen, 1962 p.110
- VI - 6 - Okun et Pontecorvo
S.P. JETP 5, 1297 (1957)
- VI - 7 - F.S.Crawford
Compte-rendu de la Conférence du CERN, 1962 p.827
- VI - 8 - Nguyen Khac Ung
Thèse, Paris, 1964
- VI - 9 - Feynman et Gell Mann
P.R. 109, 193 (1958)
- VI - 10 - a) Ely et al.
b) Alexander et al. } voir IV - 5
c) Barbaro-Galtieri et al.
P.R.L., 9, 26 (1962)
- VI - 11 - Feynman et Gell-Mann
voir référence VI-9
- VI - 12 - R.E.Behrends
voir référence VI-5-b
- VI - 13 - Lee et Yang
P.R. 119, 1410 (1960)
- VI - 14 - B. d'Espagnat
N.C. 18, 287 (1960)
- VI - 15 - a) T.D.Lee
P.R.L. 9, 319 (1962)
b) Bell, Meyer, Prentki
P.L. 2, 349 (1962)

- VI - I6 - a) d'Espagnat et Prentki
N.C., 24, 497 (1962)
- b) N.Cabillo
P.R.L. 10, 531 (1963)
- c) N.Cabillo
P.R.L. 12, 62 (1964)
- d) M.Gell-Mann
P.R. 125, 1067 (1962)
- e) B. d'Espagnat
P.L. 7, 209 (1963)
- f) M.Gell-Mann
P.R.L. 12, 155 (1964)
- g) D.W.Lee
P.R.L. 12, 83 (1964)
- VI - I7 - Barbaro-Galtieri et al.
P.R.L. 9, 26 (1962)
- VI - I8 - J.Steinberger
Compte rendu de la Conférence de Sienne 1963
à paraître
- VI - I9 - H.Filthuth
Compte-rendu de la Conférence de Sienne à paraître
- VI - 20 - Birge et al.
P.R.L. 11, 35, (1963)
G.E.Kalmus Communication privée
- VI - 21 - C.T.Murphy
P.R. à paraître
- VI - 22 - Ely et al.
P.R.L. 8, 132 (1962)
- VI - 23 - Alexander et al.
Compte-rendu de la Conférence du CERN, 1962 p.448
- VI - 24 - J.Steinberger
voir VI - I8

- VI - 25 - M.Baldo Ceolin
Compte-rendu de la Conférence de Sienne 1963 à paraître
- VI - 26 - Roe et al.
P.R.L. 7, 346 (1961)
- VI - 27 - Luers et al.
P.R. 133, 1276 (1964)
- VI - 28 - Darmon et al.
P.L. 3, 57 (1962)
- VI - 29 - Anikina et al.
Compte-rendu de la Conférence du CERN 1962 p.452
- VI - 30 - Bardon et al.
P.R. 110, 780 (1960)
- VI - 31 - J.Siaud
Thèse Paris, 1962

TABLE DES MATIERES

Introduction	1
Chapitre I - Construction d'un faisceau séparé de mésons K de basse énergie	5
Chapitre II - Désintégrations leptoniques des mésons K^0	17
Chapitre III - Obtention des Distributions expérimentales	25
Chapitre IV - Elimination des bruits de fond	43
Chapitre V - Analyse mathématique et résultats	67
Chapitre VI - Place de la règle $\Delta S/\Delta Q$ dans la Théorie des interactions faibles	87
Conclusion	107
Remerciements	109
Références	III

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

APPLICATIONS DE LA SUPRA-CONDUCTIVITÉ

Vu et Approuvé :

PARIS, le 10 mai 1964

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

Vu
et Permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

