

MONOGRAFIAS DE FÍSICA

XX

LEÇONS SUR LA PHYSIQUE DES  
HAUTES ENERGIES

par  
A. Lagarrigue

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Av. Wenceslau Braz, 71

RIO DE JANEIRO

1963

A ESCOLA LATINO AMERICANA DE FÍSICA de 1963 foi patrocinada pelas seguintes instituições:

CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS (BRASIL);

COMISSÃO COORDENADORA DOS CURSOS DE PÓS-GRADUAÇÃO DA UNIVERSIDADE DO BRASIL;

CENTRO LATINO-AMERICANO DE FÍSICA (BRASIL);

DEPARTAMENTO CIENTÍFICO DA UNIÃO PAN-AMERICANA.

\* \* \*

# I N D E X

	Page
<u>LES PARTICULES ELEMENTAIRES</u>	
I. GENERALITES .....	1
II. LES INTERACTIONS FONDAMENTALES .....	3
III. LES NOMBRES QUANTIQUES .....	6
IV. BOSONS .....	12
V. FERMIONS .....	14
VI. LES RESONANCES .....	17
VIII. ETUDE EXPERIMENTALE DES PARTICULES .....	17
 <u>LES RESONANCES</u>	
I. GENERALITES .....	19
II. CLASSIFICATION DES RESONANCES .....	24
III. LES ISOBARS NON-ETRANGES .....	25
IV. LES ISOBARS ETRANGES .....	28
V. LES BOSONS NON ETRANGES .....	34
VI. LES BOSONS ETRANGES .....	47
 <u>LES LOIS DE CONSERVATION</u>	
I. INVARIANCE DES SYSTEMES PHYSIQUES .....	52
II. CONSERVATION DU MOMENT ANGULAIRE TOTAL: REGLES DE SELECTION .....	58
III. CONSERVATION DE L'ETRANGETE .....	60
IV. CONSERVATION DE LA PARITE .....	63
V. CONJUGAISON DE CHARGE .....	68
VI. SYMETRIE CHARGE ET INDEPENDANCE DE CHARGE: SPIN ISOTOPIQUE .....	77
VII. LA PARITE ISOTOPIQUE .....	84

## APPLICATION DES LOIS DE CONSERVATION

I.	RÉSUMÉ .....	91
II.	LE MÉSON $\rho$ .....	94
III.	LE MÉSON $\eta$ .....	94
IV.	LE MÉSON $\varphi$ .....	96
V.	LE MÉSON $\omega$ .....	97
VI.	ANNIHILATION DES ANTIPROTONS - SPIN DU $K^*$ .....	98

## LES HYPERONS $\Xi$

I.	HISTORIQUE .....	102
II.	MASSE DES $\Xi$ .....	106
III.	VIE MOYENNE DES $\Xi$ .....	107
IV.	LES PARAMÈTRES D'ASYMÉTRIE DANS LA DÉSINTÉGRATION DES $\Xi$ .....	111
V.	SPIN DU $\Xi$ .....	128

## LES ACCÉLÉRATEURS DE PARTICULES; LE SYNCHROTRON À PROTONS DU CERN

I.	LES RAYONS COSMIQUES .....	130
II.	LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES .....	131
III.	LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES D'ÉLECTRONS .....	133
IV.	LES ACCÉLÉRATEURS CIRCULAIRES .....	135
V.	LE P.S. DU CERN .....	140
VI.	LE SYNCHROTRON À ÉLECTRONS .....	144
VII.	LES FAISCEAUX SÉPARÉES DE PARTICULES .....	145

## LES CHAMBRES À BULLES

I.	INTRODUCTION .....	150
II.	MESURES .....	154
III.	L'ANALYSE DES PHOTOS DE CHAMBRES À BULLES .....	157
IV.	LOIS PHYSIQUES UTILISÉES .....	160
V.	LES MÉTHODES D'ANALYSE .....	174
VI.	LA DÉCOUVERTE DE LA PARTICULE $\omega$ .....	191

## LES CHAMBRES À ÉTINCELLES

I.	INTRODUCTION .....	195
II.	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT ET HISTORIQUE .....	198
III.	CONSTRUCTION DES CHAMBRES - PARAMÈTRES .....	202
IV.	EXEMPLES D'EXPÉRIENCES .....	209

## RÉACTIONS DE NEUTRINOS DE GRANDE ÉNERGIE

I.	RAPPEL DES FAITS EXPÉRIMENTAUX RELATIFS AUX NEUTRINOS .....	216
II.	HYPOTHÈSE DU BOSON INTERMÉDIAIRE .....	219
III.	PRÉVISIONS THÉORIQUES POUR LES SECTIONS EFFICACES .....	222
IV.	SITUATION EXPÉRIMENTALE .....	230
V.	LES BUTS DE L'EXPÉRIENCE .....	235
VI.	L'EXPÉRIENCE DE BROOKHAVEN .....	237
VII.	L'EXPÉRIENCE DU CERN .....	243

\*\*\*

## LES PARTICULES ELEMENTAIRES

### I - GENERALITES

La notion de particule élémentaire est très ancienne. Le mot "élémentaire" a tendance à être de moins en moins employé aujourd'hui, probablement parce qu'on ne sait pas le définir. De plus le nombre croissant de particules qui sont découvertes chaque année fait fortement douter qu'elles soient toutes élémentaires. On rencontre aussi quelquefois l'adjectif "fondamental", associé au mot particule: il n'a guère plus de sens que le mot élémentaire.

De toute façon, il n'est pas question de donner à l'adjectif élémentaire, le sens ancien de particules insicables. Cela supposerait en effet que l'on n'appelle élémentaire que les particules stables. Déjà le neutron ne serait plus une particule élémentaire. En fait il y a très peu de particules stables: il n'y a que le proton et l'électron. On ne peut pas dire que le photon ou le neutrino sont stables ou instables, puisqu'ils ont une masse nulle. En effet la vie moyenne d'une particule ne se définit que dans le système de la particule et il n'y en a pas pour les particules de masse nulle.

D'une manière générale, on peut parler de particules pour

tout système ayant des nombres quantiques bien déterminés: Masse  $M$ , moment angulaire total (spin)  $J$ , charges électrique  $Q$ , charge baryonique  $b$ , charge leptonique  $l$  etc ...

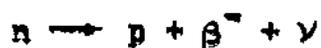
Avec une définition aussi large, une molécule, un atome, un noyau etc ... sont des particules. Rien en effet ne nous interdit de les traiter comme des particules. Cependant notre connaissance de la physique fait que nous savons décrire toutes les propriétés des molécules, atomes, noyaux etc ... en supposant que ce sont des états liés d'autres particules, avec des lois plus ou moins bien connues.

Nous n'appellerons donc pas particules de tels édifices et nous réserverons le nom de particules à des systèmes que l'on ne sait pas décrire à l'heure actuelle comme des composés de particules plus élémentaires, à l'aide d'interactions plus ou moins bien connues.

Ainsi le deuton, qui lui est stable, peut être décrit comme un composé neutron + proton, par un modèle de forces nucléaires qui donne toute satisfaction.

Au contraire, le neutron, bien qu'instable ( $n \rightarrow p + \beta^- + \nu$  avec  $\tau = 10^3$  sec.) sera traité comme une particule, parce qu'il est plus commode à l'heure actuelle de le traiter comme un état particulier de la particule nucléon, susceptible de se trouver dans l'état proton ou l'état neutron.

La désintégration du neutron:



est considérée alors comme une transition du nucléon, de l'état neutron à l'état proton avec émission du couple électron-neutrino.

Ajoutons qu'il n'y a aucune raison fondamentale pour classer ainsi très différemment le deuton et le neutron. C'est une question de commodité. Il est possible et même probable, que beaucoup de particules trouvées récemment et appelées résonances, seront considérées plus tard comme des systèmes liés. Par exemple un  $N^*$  (nucleon excité) pourra être considéré comme un état lié  $n$ -nucléon et disparaîtra de la liste des particules. La situation sera alors tout à fait analogue à celle des atomes excités que l'on ne considère pas comme des atomes différents, mais comme le même atome dans un autre état, se désintégrant dans l'état fondamental avec émission d'un photon.

## II - LES INTERACTIONS FONDAMENTALES

Toutes les interactions entre particules (au sens large du mot) peuvent se classer en 4 types différents:

Gravitation.

Electro-magnétisme

Interaction forte (ou nucléaire)

Interaction faible (ou interaction de Fermi)

1<sup>o</sup> Les particules interagissent par l'intermédiaire de champs, qui véhiculent en quelque sorte la force d'interaction. Ces champs sont quantifiés et il leur correspond des états qui ont des

nombres quantiques bien déterminés. Ils ont donc toutes les propriétés d'une particule et nous les considérerons comme particules.

Le quantum du champ électromagnétique est bien connu, c'est le photon  $\gamma$ .

Il existe 2 quanta pour le champ nucléaire. L'un correspond aux interactions entre nucléons; c'est le méson  $\pi$ ; il est positif, neutre ou négatif, car il existe des forces p-n, nn et pp. Le deuxième quantum est le méson K responsable des interactions entre un nucléon et un hyperon d'étrangeté - 1.

La question du boson correspondant aux interactions faibles, n'est pas encore réglée expérimentalement, mais pourrait l'être très bientôt. On l'appelle le boson "intermédiaire".

Quant à la gravitation, indiquons pour être complet qu'il doit exister un quantum appelé graviton, de masse nulle et de spin 2.

2° Chacune de ces interactions peut être caractérisée par un nombre sans dimensions, qui mesure l'intensité de ce type d'interaction. Pour l'électromagnétisme, ce nombre est bien connu, c'est la constante de structure fine:

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

Pour les interactions fortes, un nombre sans dimensions caractéristique est de l'ordre de l'unité.

Au contraire, pour les interactions faibles, en utilisant la constante de couplage de Fermi,  $g = 1,4 \times 10^{-49}$  erg/cm<sup>3</sup> on peut définir un nombre sans dimension de l'ordre de  $10^{-13}$ .

Enfin pour la gravitation on peut aussi définir un nombre sans dimensions en utilisant la constante de gravitation et la masse du nucléon. On trouve un nombre extrêmement faible, de l'ordre de  $10^{-39}$ . Ceci montre que les effets de gravitation seront complètement négligeables à l'échelle microscopique et nous ne nous en occuperons plus.

3° L'ordre de grandeur de ces nombres caractérisant l'intensité des interactions va avoir des conséquences importantes pour les vies moyennes de désintégration. En effet, les particules se désintègrent par des interactions; la probabilité de transition par seconde (inverse de la vie moyenne) sera d'autant plus grande que l'interaction sera forte.

On a l'ordre de grandeur du temps moyen de transition pour une interaction forte en divisant la longueur d'onde de Compton du méson  $\pi$  par la vitesse de la lumière.

$$\tau \sim \frac{\lambda}{c} = \frac{h}{mc^2} \sim 10^{-22} \text{ à } 10^{-23} \text{ sec.}$$

Pour les désintégrations électromagnétiques, on aura des vies moyennes plus longues. Les désintégrations (comme dans le cas du  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  par exemple) font souvent intervenir des processus du second ordre, le facteur de réduction doit donc être au moins de  $\alpha^2$ . On trouve expérimentalement pour le  $\pi^0$  une vie moyenne de  $2 \times 10^{-16}$  sec. On s'attend pour les désintégrations électromagnétiques à des vies moyennes de l'ordre de  $10^{-15}$  à  $10^{-20}$  sec.

Pour les interactions faibles au contraire, la probabilité de transition est beaucoup plus faible et donc les vies moyennes se-

ront beaucoup plus longues.

Effectivement, les vies moyennes des particules à désintégration faible se situent dans le domaine de  $10^{-8}$  à  $10^{-10}$  sec.

Dans ce chapitre, nous ne décrirons que les particules se désintégrant par des interactions faibles ou électromagnétiques. Les particules se désintégrant fortement seront étudiées dans un chapitre spécial, car elles sont presque toutes de découverte récente. On les appelle souvent des résonances pour des motifs que nous expliquerons.

### III - LES NOMBRES QUANTIQUES

Nous avons dit que les particules avaient des nombres quantiques bien déterminés.

1° Le premier est la masse: Elle doit être considérée comme un paramètre caractéristique de la particule. Lorsque l'état de charge de la particule varie, la masse peut varier de quelques MeV. Ainsi le  $\pi^0$  est plus léger que le  $\pi$  chargé, le neutron est un peu plus lourd que le proton etc ...

Cependant il est important de remarquer que la masse d'une anti-particule est exactement égale à la masse de la particule: Exemple proton et anti-proton, méson  $\pi^+$  et meson  $\pi^-$ .

Nous exprimerons les masses en millions d'électrons volts, comme il est d'usage de plus en plus.

2° Le moment angulaire total ou spin  $J$ , est aussi un nombre caractéristique de la particule.

téristique de la particule. Il existe 2 catégories fondamentales de particules: celles à spin entier, les bosons, celles à spin de mi-entier, les fermions. Avec la définition que nous avons pris des particules, tous les quanta d'un champ d'interaction:  $\pi$ , K,  $\gamma$ , W, sont des bosons.

3° Le nombre baryonique b. C'est un nombre qui est affecté à chaque fermion susceptible d'interaction forte. En ce sens, il y a une analogie avec la charge électrique Q, qui est responsable de l'interaction électro-magnétique de toutes particules ayant  $Q \neq 0$ . On appelle d'ailleurs souvent b la charge baryonique. Le nucléon a une charge baryonique  $b = +1$ , comme tous les hyperons.

De même que la charge électrique des antiparticules change de signe, de même la charge baryonique change de signe pour les anti-particules.

Il existe une loi de conservation fondamentale pour b comme pour Q: Dans toutes les transitions la somme algébrique des b (et des Q) dans l'état initial est égal à la somme algébrique des b (et des Q) dans l'état final.

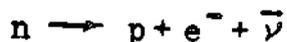
Ainsi on ne peut créer un nucléon sans créer en même temps un anti-nucléon etc ...

Les fermions ayant une charge baryonique b, sont appelés des baryons.

4° Le nombre leptonique l. C'est un nombre très analogue au nombre baryonique b, mais il est af-

fecté aux fermions ayant seulement l'interaction faible, il n'est pas nécessaire d'affecter un nombre leptonique aux particules ayant une interaction forte. Les leptons sont le méson  $\mu$ , l'électron, et les 2 neutrinos, en fait appelés maintenant, neutreto et neutrino. Les fermions ayant un nombre leptonique  $l$  s'appellent des leptons. On l'appelle aussi la charge leptonique  $l$ . Elle change de signe lorsque la particule est transformée en anti-particule.

Comme pour la charge électrique  $Q$  et la charge baryonique  $b$ , il y a conservation de la charge leptonique dans toutes les transitions de la physique. Ainsi la désintégration du neutron, se fait en proton (conservation de  $b$ ) plus un électron négatif qui a une charge leptonique  $+1$  et un anti neutrino (charge leptonique  $-1$ ).



5° La charge électrique  $Q$ . Le spin isotopique  $T$ . Elle s'exprime en unité de charge de l'électron. Il est bien connu qu'elle est conservée dans toutes les transitions.

Au lieu de considérer le proton et le neutron comme 2 particules, les mésons  $\pi^{+-0}$  comme trois particules, il semble préférable de les décrire comme une seule particule susceptible de plusieurs états de charge.

Ainsi le proton et le neutron peuvent être considérés comme une seule particule: le nucléon, susceptible de 2 états: positif et neutre.

On a une situation tout à fait analogue à celle de l'électron susceptible d'avoir 2 états de spin. Par analogie on représente la

partie de la fonction d'onde d'un nucléon qui décrit l'état de charge par un être mathématique analogue à ceux qui décrivent les états de spin. On introduit donc un spin isotopique, ou isospin. Pour le nucléon le spin isotopique est  $1/2$ . Ses projections sur le 3<sup>ème</sup> axe d'un espace abstrait à 3 dimensions (isoespace) dit espace du spin isotopique, ont pour valeur  $\pm 1/2$ .

Soit  $T$  la valeur du spin isotopique, soit  $t_3$  sa projection sur le 3<sup>ème</sup> axe de l'isoespace. On a pour le nucléon:

$$Q = t_3 + 1/2$$

Un système de 2 nucléons a un spin isotopique total égal à la somme des isospins de chaque nucléon. Cette somme s'effectue comme celle de 2 moments cinétiques, puisque la nature mathématique des isospins et des spins est la même.

Le spin isotopique de 2 nucléons est donc 0 ou 1. D'une manière générale, si un système de nucléons a un nombre baryonique  $b$ , la relation entre la charge  $Q$  du système et  $T_3$  la 3<sup>ème</sup> composante du spin isotopique  $T$  est égale à:

$$Q = T_3 + b/2$$

On définit de même de spin isotopique pour toutes les particules ayant une interaction forte (nucléons,  $\pi$ , particules étranges). Le spin isotopique  $T$  est tel que le nombre d'états de charge doit être égal à  $2T + 1$ , nombre de valeurs possible de  $T_3$ .

Le spin isotopique du méson  $\pi$  est alors 1. On a toujours la relation:

$$Q = T_3 + b/2$$

Dans ce cas,  $b = 0$ , puisque le  $\pi$  n'a pas de charge baryonique.

On montre que l'indépendance de charge, c'est à dire le fait que l'interaction forte ne dépend pas de l'état de charge, se traduit par une invariance dans les rotations dans l'espace du spin isotopique, c'est à dire qu'il y a conservation de l'isospin  $T$ .

Remarquons que cette conservation de  $T$  n'a lieu que pour les interactions fortes. Les interactions électromagnétiques et les interactions faibles ne conservent pas  $T$ .

Les antiparticules ont le même spin isotopique  $T$  que la particule, mais la 3<sup>ème</sup> composante  $T_3$  est changée de signe. Ainsi  $T_3$  vaut  $-1/2$  pour l'anti-proton.

46<sup>e</sup> L'étrangeté  $S$ . Si l'on essaie de définir un spin isotopique pour les particules étranges (méson  $K$  et hyperons), en égalant le nombre d'états de charge à  $2T + 1$ , on s'aperçoit que la relation:

$$Q = T_3 + b/2$$

ne se vérifie plus.

Ainsi l'hyperon  $\Lambda^0$  est neutre et n'existe que sous cet état de charge. On a donc:  $T = 0$  d'où  $T_3 = 0$ . De plus  $b = 1$ , car il se désintègre en proton +  $\pi$ . Gell-Mann a proposé de modifier la relation de la façon suivante:

$$Q = T_3 + \frac{b+S}{2}$$

$S$  est une quantité algébrique entière que l'on appelle l'étrangeté. Le méson  $\pi$ , le nucléon ont une étrangeté 0.

Les hyperons  $\Lambda^0$  et  $\Sigma^0$  ont une étrangeté -1.

Les hyperons  $\Xi^0$  ont une étrangeté -2.

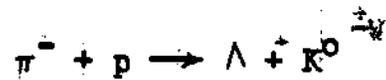
Les mésons  $K^0$ ,  $K^+$  ont une étrangeté +1.

Les mésons  $\bar{K}^0$ ,  $K^-$  ont une étrangeté -1.

L'étrangeté d'une anti-particule est égale à l'opposé de l'étrangeté de la particule. Ainsi le méson  $\bar{K}^0$  est différent du méson  $K^0$ , car son étrangeté est -1 au lieu de +1.

Les interactions fortes et les interactions électro-magnétiques conservent S, alors que les interactions faibles violent la conservation de S.

Une des conséquences de la conservation de S dans les interactions fortes est la production en paire des particules étranges par les  $\pi$ . Exemple:



Les conséquences de la conservation de S seront vues en détails dans le chapitre sur les règles de sélection.

IV - BOSONS

## "Bosons"

Nom	Masse	Anti part.	spin $\gamma$	b	l	T	S	$\tau$	Mode de désintégration
Méson $\pi^{\pm}$ $\pi^0$	$\pi^{\pm}$ 139,6 $\pi^0$ 135,0	$\pi^{\mp}$ $\pi^0$	0	0	0	1	0	$\pi^{\pm}$ : $2,2 \cdot 10^{-8}$ $\pi^0$ $2 \times 10^{-16}$	$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu'$ $\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu$ $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
Photon $\gamma$	0	$\gamma$	1	0	0	X	0		STABLE
Méson $\eta^0$	540	$\eta^0$	0	0	0	0	0	$< 10^{-16}$	$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$ $\rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$
Boson intermédiaire $W^{\pm} ?$	$> 500$	$W^{\pm}$	1	0	0	X	X		$W^+ \rightarrow e^+ + \nu$ $\rightarrow \mu^+ + \nu'$ $\rightarrow \pi^+ + \pi^0$
$K^0$ $K^+$	$K^+$ 493,9 $K^0$ 497,8	$K^-$ $\bar{K}^0$	0	0	0	$\frac{1}{2}$	+1	$K_1^0$ $10^{10}$ $K_2^0$ $5 \cdot 10^{-8}$ $K^+$ $1,2 \cdot 10^{-8}$	$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ $\pi^0 + \pi^0$ $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $e^+ \pi^+ \nu$ $\mu^+ \pi^+ \nu'$ $\mu^+ + \nu'$ $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ $\mu^+ \pi^0 \nu'$ $e^+ \pi^0 \nu$ $\pi^+ \pi^- e^+ \nu$

1°) Le méson  $\pi$  est bien connu, c'est le quantum du champ nucléaire. La désintégration du  $\pi^+$  en électron + neutrino est 8000 fois plus rare que celle en méson  $\mu$  + neutretto.

2°) Le photon est le quantum du champ électro-magnétique. Il n'a pas de spin isotopique puisque les interactions électro-magnétiques violent le spin isotopique.

3°) Le méson  $\gamma^0$  Il a été découvert récemment. Il est ordinairement classé dans les "résonances", mais sa désintégration électromagnétique en  $2\gamma$  qui est la plus fréquente l'apparente beaucoup au  $\pi^0$  et il est plus naturel de le classer ici. La différence essentielle avec le  $\pi^0$  est son spin isotopique zéro au lieu de un. Nous en parlerons en détail dans le chapitre sur les résonances.

4°) Le boson intermédiaire  $W^+$ . Cette particule n'a pas été encore découverte et n'existe peut-être pas. Ce serait le quantum du champ des interactions faibles. Nous en parlerons à propos des interactions de neutrino de grandes énergies. Il n'a ni spin isotopique ni étrangeté, puisque ces quantités ne sont pas conservées dans les interactions faibles.

5°) Le méson  $K^0$ . C'est le quantum du champ nucléaire responsable des forces entre nucléons et hyperons.

Son étrangeté est +1. Son anti particule est différente, c'est le doublet  $K^- \bar{K}^0$  d'étrangeté -1. Le  $K^0$  et le  $\bar{K}^0$  ne peuvent être la même particule puisque les étrangetés sont différentes.

Le  $K^0$  et le  $\bar{K}^0$  sont couplés par les interactions faibles puisque tous les deux se désintègrent en 2 mésons  $\pi$ . Il en résulte que

le  $\overline{K^0}$  et le  $K^0$  sont chacun la superposition en 2 parties égales de 2 états ayant des nombres quantiques différents le  $K_1^0$  et le  $K_2^0$ . Ces 2 états ayant des nombres quantiques différents n'ont pas les mêmes modes de désintégration. Il en résulte que le  $K_1^0$  et le  $K_2^0$  et non le  $K^0$  et le  $\overline{K^0}$  se comportent comme des vraies particules vis à vis de la désintégration (vies moyennes bien déterminées mais différentes pour  $K_1^0$  et  $K_2^0$ , même chose pour les modes de désintégration). Ceci sera étudié plus en détail dans le chapitre sur les règles de sélection.

## V - LES FERMIONS

Ce sont les particules de spin demi-entier. Il existe 2 catégories importantes, celles à  $b = 0$ ,  $l = 1$ , ce sont les leptons, celles à  $b = 1$ ,  $l = 0$ , ce sont les baryons.

Tous les fermions sont différents des anti fermions puisque soit  $b$ , soit  $l$  est différent de zéro.

1<sup>o</sup>) L'électron et le méson  $\mu$ . La choix de la forme négative pour la particule est purement arbitraire. Ces 2 particules ont les mêmes propriétés, hormis la masse. En particulier le moment magnétique du  $\mu$  a été mesuré récemment au CERN avec une très grande précision; sa valeur est en parfait accord avec la valeur calculée par d'électrodynamique quantique à partir de la valeur du moment magnétique de l'électron et en tenant compte de la masse.

2<sup>o</sup>) Le neutrino  $\nu$  et le neutretto  $\nu'$ . En 1962 à Brookhaven, il

## "Fermions"

	Nom	Masse (nev)	Anti part.	Spin $\frac{J}{\hbar}$	b	l	T	S	$\tau$	Modes de désintégration
Leptons	Electron $\beta^-$	0,510	$\beta^+$	1/2	0	1	X	X	STABLE	
	Méson $\mu^-$	105,6	$\mu^+$	1/2	0	1	X	X	$2,21 \cdot 10^{-6}$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$
	neutrino $\nu$	0	$\bar{\nu}$	1/2	0	1	X	X	STABLE	
	neutretto $\nu'$	0	$\bar{\nu}'$	1/2	0	1	X	X	STABLE	
Baryons	Nucléon $\mathcal{N}$	p: 938,2 n: 939,5	$\bar{p}$ $\bar{n}$	1/2	1	0	$\frac{1}{2}$	0	$1.1 \times 10^3$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ p stable
	hypéron $\Lambda$	1115,4	$\bar{\Lambda}$	1/2	1	0	0	-1	$2,2 \times 10^{-10}$	$\Lambda \begin{cases} \rightarrow p + \pi^- \\ \rightarrow n + \pi^0 \end{cases}$
	hypéron $\Sigma$	$\Sigma^+$ 1189,4 $\Sigma^0$ 1191,5 $\Sigma^-$ 1195,9	$\bar{\Sigma}^+$ $\bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Sigma}^-$	1/2	1	0	1	-1	$\Sigma^+$ : $0,8 \cdot 10^{-10}$ $\Sigma^0$ : $\sim 10^{-10}$ $\Sigma^-$ : $1,6 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p$ $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$ $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$
	hypéron $\Xi$	$\Xi^-$ 1321,5 $\Xi^0$ 1315	$\Xi^+$ $\Xi^0$	1/2	1	0	$\frac{1}{2}$	-2	$\Xi^-$ $1,8 \times 10^{-10}$ $\Xi^0$ $3,5 \times 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$ $\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$

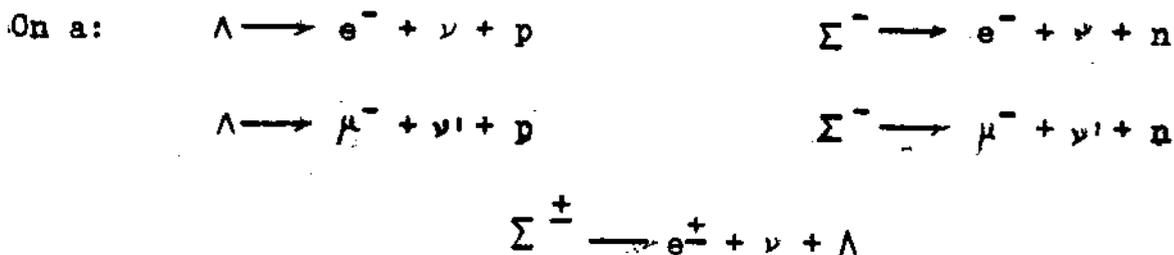
a été montré que le neutrinos associés aux mésons  $\mu$  dans la désintégration des  $\pi$  étaient différents de ceux de la radioactivité  $\beta$ . On les appelle neutretto.

3<sup>e</sup>) L'hypéron  $\Lambda^0$ . C'est la première particule étrange qui ait été découverte (Rochester Butler 1947). Elle a pour étrangeté -1 et un spin isotopique égal à 0.

4<sup>e</sup>) L'hypéron  $\Xi_0^+$ . Il a pour spin isotopique 1. Il est important

de remarquer que le  $\Sigma^-$  n'est pas l'anti particule du  $\Sigma^+$ , puisque  $b = -1$  et  $S = +1$  pour l'anti particule. On constate d'ailleurs que la masse du  $\Sigma^+$  est légèrement différente de celle du  $\Sigma^-$  ce qui ne peut arriver pour une particule et une anti particule.

5<sup>e</sup>) L'hypéron  $\Xi^0$ . Quoique découvert depuis 10 ans, leur étude n'a vraiment commencé qu'en 1962. Beaucoup de problèmes se posant dans leur désintégration. Nous les étudierons dans un chapitre spécial. En plus des désintégration indiquées dans le tableau pour les hyperons, ceux-ci peuvent se désintégrer en électron + neutrino, comme le neutron.



Nous n'avons pas écrit les désintégrations:



La question est très importante. Ces désintégrations sont telles que  $\Delta S = -\Delta Q$  alors que celles analogues pour le  $\Sigma^-$  sont telle que  $\Delta S = \Delta Q$ .  $\Delta S$  est le changement d'étrangeté entre le  $\Sigma$  et le nucléon et  $\Delta Q$  le changement de charge. Il y a des raisons théoriques pour interdire les réactions  $\Delta S = \Delta Q$ . Expérimentalement, la question n'est pas claire. Nous consacrerons un séminaire à cette importante question.

## VI - LES RESONANCES

Toutes les particules que nous avons indiqué jusqu'à maintenant se désintègrent soit par interaction faible, soit par interaction électro-magnétique.

Il existe toute une série de particules qui se désintègrent par interaction forte. Elles ont alors une vie moyenne très courte:  $10^{-22}$  à  $10^{-23}$  secondes. Il en résulte par la 4ème relation d'incertitude une imprécision sur la masse de quelques dizaines de Mev:

$$\Delta M c^2 \times \tau \sim \hbar/2$$

Ces particules apparaissent sous forme de résonances dans les courbes de section efficace en fonction des énergies. C'est la raison pour laquelle on les appelle souvent des résonances. La plus connue a été découverte il y a 10 ans, c'est le  $N^* 3/2 3/2$ , appelé encore nucléon excité de spin  $3/2$  et d'isospin  $3/2$ , qui se désintègre en nucléon +  $\pi$ .

Depuis 3 ans, on a découvert une bonne dizaine de ces résonances. Nous leur consacrerons un chapitre spécial.

## VII - ETUDE EXPERIMENTALE DES PARTICULES

Elles sont créées par des chocs de grande énergie d'autres particules (protons,  $\pi^+$ ,  $K^+$ ) sur des nucléons cibles. En effet elles ont pour la plupart une masse différente de zéro et une certaine énergie disponible est nécessaire pour les créer. De plus des règles de sélection augmentent souvent le seuil d'énergie que l'on

peut calculer en tenant compte simplement de la masse. Ainsi les particules étranges doivent être produites par paires, les neutrinos avec un électron, les anti nucléons avec un nombre égal de nucléons etc ... .

Cela explique la course aux grandes énergies dans la construction des accélérateurs de particules, ainsi que le nom de "High Energy Physics" à cette partie de la physique qui a pour but d'étudier les particules et leurs interactions.

\* \* \*

## LES RESONANCES

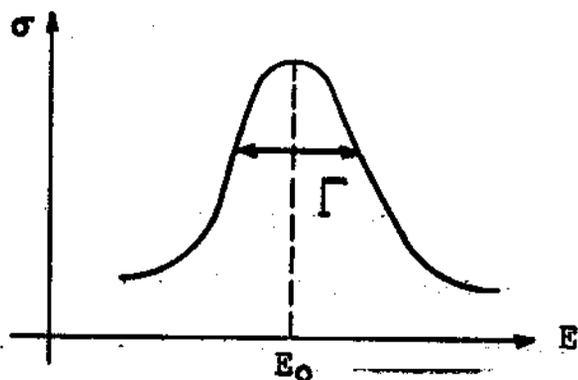
### I - Généralités

On a tendance à rentrer sous le vocable résonance l'ensemble des particules trouvées depuis 1960. En fait, la première résonance remonte à 1953: c'est la fameuse résonance  $\pi$ -nucléon dans les états de spin ordinaire 3/2 et de spin isotopique 3/2. Elle apparaît effectivement, comme une résonance dans la section efficace  $\pi$ +proton, lorsque la masse du système  $\pi$  proton a pour valeur 1240 MeV.

Au sens strict du terme, une résonance à la définition suivante: Lorsque dans la diffusion élastique de 2 particules (par exemple un  $\pi^+$  et un proton), le déphasage entre onde entrante et onde sortante passe par  $90^\circ$ , la section efficace de diffusion passe par un maximum et on dit qu'il y a résonance pour l'énergie  $E_0$  considérée. La section efficace  $\sigma$  de diffusion en fonction de l'énergie  $E$  peut être représentée au voisinage de la résonance, par une courbe de Breit et Wigner:

$$\sigma = \frac{K}{(\Gamma/2)^2 + (E - E_0)^2}$$

$\Gamma$  est la largeur de la courbe à mi-hauteur. C'est par définition la largeur de la résonance. Pour qu'il y ait résonance, il faut que le système soit dans un état déterminé de nombres quantiques (moment angulaire, spin isotopique etc...).



Le phénomène de résonance peut être étudié d'un autre point de vue. Reprenons l'exemple du  $\pi^+$  et du proton, et de la résonance  $3/2, 3/2$ . Supposons qu'il existe une particule de masse 1240 MeV, de spin  $3/2$  et de spin isotopique  $3/2$ . Cette particule a les mêmes nombres quantiques, que le système  $\pi^+$ -proton. Si de plus, on prend un système  $\pi^+$  proton ayant une énergie totale (masse relative ou masse effective) de 1240 MeV, le système aura toutes les propriétés relatives à cette particule. De plus la section efficace de diffusion des  $\pi^+$  sur protons aura un maximum pour une valeur de l'énergie, correspondant à une masse du système proton -  $\pi^+$  égale à 1240 MeV. Le phénomène est analogue à l'absorption résonante de la lumière d'un état excité, c'est à dire lorsque la fréquence de la lumière correspond à une résonance d'absorption.

La particule dont nous avons supposé l'existence, peut maintenant se désintégrer, avec une vie moyenne plus ou moins longue. La vie moyenne est fonction du type d'interaction responsable de la désintégration (interaction forte, électro-magnétique ou faible) et aussi des règles de sélection, qui interdisent ou permettent certaines transitions. Ces règles déterminent d'ailleurs le type d'interaction par lequel se fait la désintégration. Nous étudierons ces règles de sélection au prochain chapitre.

En pratique la plupart des particules que l'on étudie, sont produites par des interactions fortes: 2 cas peuvent alors se produire:

- La particule ne peut pas se désintégrer par interaction forte:

C'est le cas par exemple des particules étranges qui sont produites par paires (conservation de S) et ne peuvent se désintégrer qu'avec une transition  $\Delta S \neq 0$ , c'est à dire par interaction faible.

La particule a le temps de se propager loin du volume d'interaction où elle a été produite. Ce genre de particule était ce que l'on appelait par habitude des "particules".

- La particule peut se désintégrer par interaction forte.

C'est le cas de la particule de la résonance  $3/2$   $3/2$ , qui peut se désintégrer en  $\pi^+$  et proton, ce qui est le système qui l'a formé.

Alors on a l'habitude d'appeler ces particules des "résonances". Le nom vient de la première interprétation de ces particules: Il y a effectivement une résonance dans la section efficace de diffusion  $\pi^+$  proton.

Il est important de bien remarquer que la différence entre ces 2 types de particules, ne vient pas de leur nature elle-même, mais

de leur mode de désintégration.

Il s'ensuit qu'à l'heure actuelle, on ne peruse pas qu'il y ait une différence fondamentale entre ces 2 types de particules. Leur comportement expérimental très différent vient uniquement du jeu des règles de sélection, qui leur permettent, or ne leur permettent pas de se désintégrer, suivant une interaction forte ou non.

On peut cependant se poser la question suivante. Est-ce qu'une particule comme la résonance  $3/2$  ( $\pi^+$ -proton) est un état excité du nucléon (analogue aux états excités, électromagnétiques des atomes), ou bien est-ce une "vraie particule", une "particule fondamentale". Il est très difficile de répondre à cette question, probablement parce qu'on ne sait pas définir pour une particule, les adjectifs "vraie", "fondamentale" ou même "élémentaire".

Nous appellerons donc "particules" tous les états ayant des nombres quantiques bien déterminés, masse comprise.

Celles que l'on appelle des résonances, se désintègrent très rapidement par interaction fortes, avec une vie moyenne de l'ordre de  $10^{-23}$  sec.

Il s'ensuit deux conséquences très importantes, au point de vue expérimental.

- La 4ème relation d'incertitude:

$$\Delta E \cdot \Delta T \sim \frac{\hbar}{2}$$

indique que la masse est mal déterminée et a une de-

mie-largeur:  $\Delta M = \frac{h}{2T} \sim 70 \text{ MeV}$  si  $\tau = 10^{-23} \text{ sec.}$

Les résonances ont donc une largeur totale de l'ordre de la masse du méson  $\pi$  (140 MeV). Cette largeur de masse correspond à la largeur de la résonance  $\Gamma$  dans la formule de Breit et Wigner, citée plus haut.

La désintégration forte a donc pour conséquence, que les particules ont une largeur de masse de l'ordre de grandeur de la méson  $\pi$ . Elle peut être plus faible (exemple  $\rho$ ) lorsque des moments angulaires élevés, entraînent des effets de barrière centrifuge qui allongent la vie moyenne.

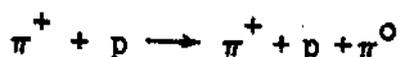
L'effet de largeur de masse est négligeable, si la désintégration se fait par interaction électromagnétique ou interaction faible.

Une autre conséquence importante des vies moyennes aussi courtes pour les résonances, est que la désintégration se produit lorsque la particule est encore dans le volume d'interaction. En effet le chemin maximum parcouru par la particule est

$$l = c\tau = 3 \times 10^{10} \times 10^{-23} = 3 \times 10^{-13} \text{ cm.}$$

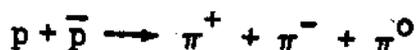
Il s'ensuit que les particules produites dans la désintégration peuvent réagir un peu avec les autres particules de la réaction primaire. Ainsi

dans la réaction:

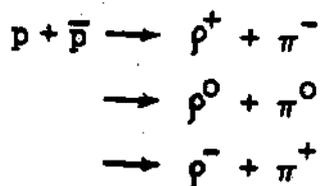


le  $\pi^+$  et le proton dans l'état final, sont produits sous la forme de l'isobare  $3/2 \quad 3/2$  et se désintègrent en  $\pi^+$  + proton.

Mais il existe aussi une particule, le  $\rho$  qui se désintègre en 2  $\pi$  et en particulier en  $\pi^+ + \pi^0$ . Il pourra donc y avoir interaction dans l'état final entre ces 2 processus. D'une façon imagée on peut dire que le  $\pi^+$  veut résonner à la fois avec le proton, et le  $\pi^0$ . Un autre exemple est l'annihilation proton antiproton, en 3 mésons  $\pi$ .



En fait les 3 procesos suivants peuvent intervenir à priori.



La désintégration des  $\rho$  étant forte (grande largeur du  $\rho$ ), ces 3 processus ne sont pas indépendants, les ondes respectives interfèrent: il y a interaction dans l'état final.

## II - Classification des Résonances

Aux particules que l'on appelle résonances, il est commode de joindre les particules bien connues, comme les nucléons, les mésons  $\pi$  les particules étranges etc... qui sont susceptibles d'être produites par des interactions fortes. Nous avons alors toutes les

particules sauf ... les autres, qui sont en nombre très restreint: le méson  $\mu$ , l'électron et les 2 neutrinos, et le photon.

Toutes les particules ont des nombres quantiques bien déterminés. Il est intéressant de les classer par leurs nombres quantiques, et en particulier par leur nombre baryonique  $b$ , et leur étrangeté  $S$ .

Nous aurons donc les classifications suivantes:

1°  $b=1, S=0$ . C'est la série des nucléons excités ou isobares non étranges.

2°  $b=1, S \neq 0$ . C'est la série des isobares étranges.

3°  $b=0, S=0$ . C'est la série des bosons non étranges où figure le méson  $\pi$ .

4°  $b=0, S \neq 0$ . C'est la série des bosons étranges.

Nous indiquerons dans chaque catégorie, le nom, la masse, la largeur ou la vie moyenne ( $\Delta m \cdot \gamma \sim \frac{h}{2}$ ) les nombres quantiques caractérisant les particules, et les modes de désintégration avec les proportions des différents modes.

### III - Les Isobares non Etrangères: $b=1, S=0$

Cette série comprend le nucléon, et rien n'interdit de penser que tous les autres sont des états excités du nucléon.

La plupart des expériences ayant montré l'existence, et les propriétés de ces résonances, sont des expériences de diffusion  $\pi$ + nucléon, ou des expériences de photoproduction  $\gamma$ + nucléon.

Le tableau indiquera le spin ordinaire  $J$ , le spin isotopique  $T$ ,

la parité (relative au nucléon), la masse, la largeur, les principaux modes de désintégration. La détermination des nombres quantiques est compliquée: on y arrive en faisant l'analyse détaillée des ondes diffusées, et en mesurant la polarisation du proton.

## Resonances

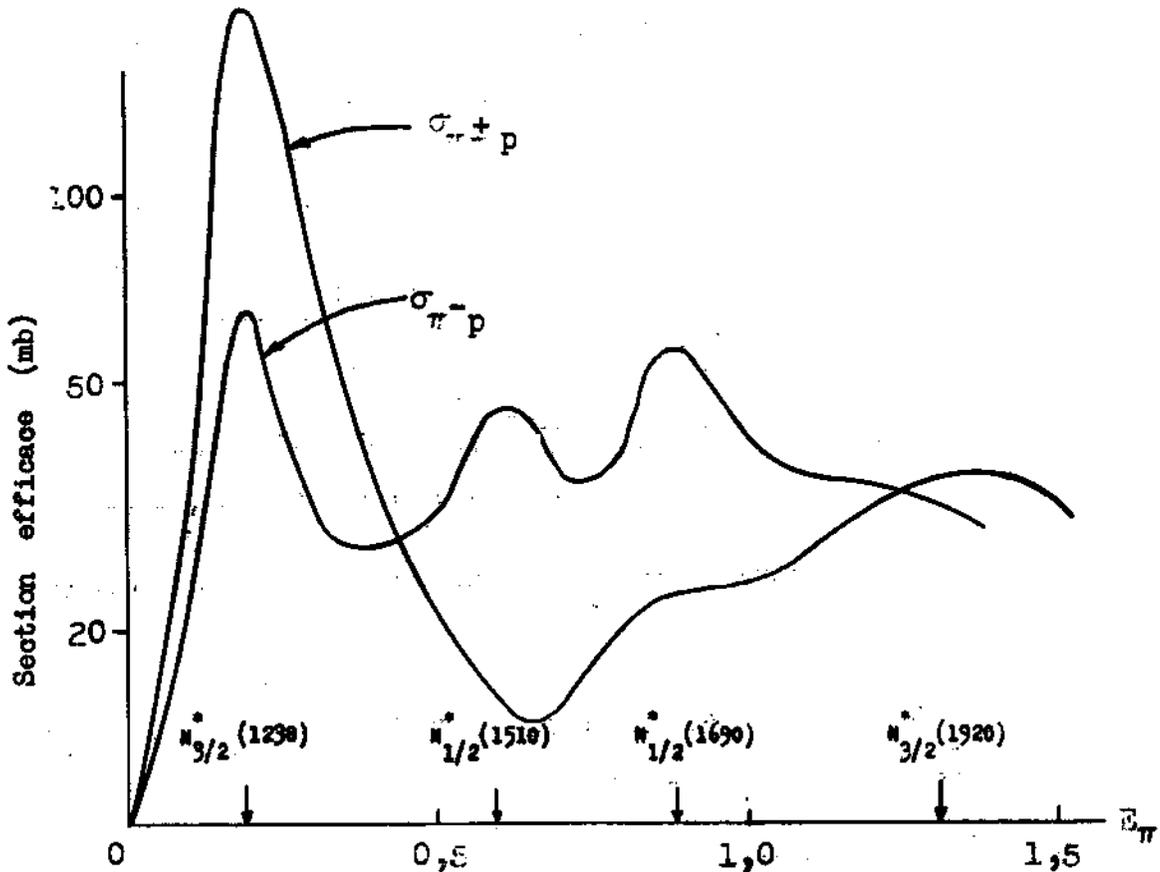
$$\underline{b = 1} \quad \underline{S = 0}$$

Nom	T	J	P	M(Mev)	$\Gamma$ (MeV)	Mode de désintégration
Nucléon	1/2	1/2	+	p 938,21 n 939,51	Stable $\tau = 1.013$ sec	n $\rightarrow$ p + e $^-$ + $\bar{\nu}$
2ème résonance	1/2	3/2	-	1512	130	n $\pi$ onde D
3ème résonance	1/2	5/2	+	1688	140	n $\pi$ onde F
?	1/2	?	?	2200	?	?
1ère résonance	3/2	3/2	+	1238	145	n $\pi$ onde P
4ème résonance	3/2	7/2	+?	1922	185	?
?	3/2	?	?	2350	?	.

Le spin isotopique T est déterminé de la façon suivante. Si la bosse de résonance apparaît dans la courbe de section efficace  $\pi^+ + p$ , on a affaire certainement à un état T = 3/2 car  $T_3 = 3/2$ . Si la bosse apparaît seulement dans la courbe de section efficace  $\pi^- + p$  et pas dans la courbe  $\pi^+ + p$ , on a affaire à T = 1/2 et c'est la

partie  $T = 1/2$  de l'onde  $\pi^- p$  (mélange de  $T = 1/2$  et  $T = 3/2$ ) qui résonne.

Les deux résonances  $T = 1/2$  et  $T = 3/2$  à  $M = 2200$  et  $M = 2350$  sont nouvelles. Elles ont été trouvées par Diddens et al (P.R.L. 10, 262 (1963)) récemment, dans des expériences de diffusion  $\pi^-$  proton et  $\pi^+$  proton à grande énergie ( $1,5 \text{ GeV} < E_\pi < 4,5 \text{ GeV}/c$ ). Les bosses apparaissent dans les sections efficaces pour la lère, à une énergie de  $\pi^-$  de 1,95 GeV, pour la seconde de  $\pi^+$  à 2,37 GeV. L'absence de bosse à 1,95 GeV pour les  $\pi^+$  et à 2,37 GeV pour les  $\pi^-$  détermine le spin isotopique.



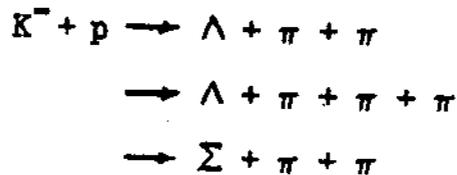
La bosse correspond à un accroissement très faible de section efficace: 2mb seulement, mais la qualité de l'expérience et les statistiques très élevées rendent très sûrs ces résultats.

IV - Les isobares Etrangées:  $b = 1$   $S \neq 0$

Cette catégorie comprend les particules étrangères: hyperoniques:  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^0$  ( $S = -1$ ) et  $\Xi^0$  ( $S = -2$ ).

a)  $b = 1$   $S = -1$  Nous allons d'abord étudier les isobares étrangères ayant une valeur de  $S$  égale à  $-1$ . Indiquons tout de suite qu'on ne connaît pas d'états résonants avec  $S = +1$   $b = 1$ .

Tous ces isobares ( $S = -1$   $b = 1$ ) vont être produits soit par des  $\pi$  en association avec un méson  $K$ , soit par des mésons  $K^-$ . Cette dernière méthode de production est extrêmement utile car avec le  $K^-$ , les sections efficaces de production de ces isobares sont importantes (de l'ordre du mb). La plupart des études ont été faites dans des chambres à bulles à hydrogène liquide, dans les réactions du type:



Les expériences consistant à mesurer la masse des systèmes  $\Lambda\pi$ ,  $\Lambda\pi\pi$  ou  $\Sigma\pi$ .

Les spins et les parités se déduisent de l'étude des distributions angulaires à la désintégration.

Le spin isotopique  $T$  peut s'obtenir de la façon suivante. Les hyperons  $\Lambda$  ayant un spin isotopique égal à 0, un isobare de spin

isotopique 0 ne peut se désintégrer en  $\Lambda\pi$ . La réciproque n'est pas forcément vraie, c'est à dire qu'un isobare de spin isotopique 1 n'est pas forcé de se désintégrer en  $\Lambda+\pi$ . Donc le fait de ne pas observer une désintégration en  $\Lambda+\pi$  n'indique pas forcément un spin isotopique  $T=0$ . Dans ce cas on peut étudier les rapports de branchement dans les modes  $K^- p$  et  $\bar{K}^0 n$  ou  $\Sigma^+ \pi^-$ ,  $\Sigma^0 \pi^0$ ,  $\Sigma^- \pi^+$  ou  $\Lambda \pi^+ \pi^-$  et  $\Lambda \pi^0 \pi^0$ .

En effet la désintégration étant forte le spin isotopique est conservé dans ces désintégrations, et en décomposant le spin isotopique suivant les états finals du même  $T$ , ces rapports de branchements doivent avoir des valeurs bien déterminées.

Voici le tableau des isobares étranges  $b = 1$   $S = -1$ .

### Resonances

$b = 1$      $S = -1$

Nom	T	J	P	M(Mev)	$\Gamma$ (Mev)	Mode de désintégration
$\Lambda^0$	0	1/2	+	1115,4	$\tau = 2,5 \times 10^{-10}$ sec	$\pi^- + p$ 2 $\pi^0 + n$ 1
$Y_0^*$	0	?	?	1405	50 ou < 2	$\Sigma \pi$ et $\Lambda \pi \pi$
$Y_0^{**}$	0	3/2 ?	-?	1519	16	$\bar{K}N/\Sigma\pi/\Lambda\pi\pi$ : 30/55/15
$Y_0^{***}$	0	5/2 ?	?	1815	120	$\bar{K}N$
$\Sigma$	1	1/2	+	$\left\{ \begin{array}{l} 1189,4 \\ 1196,0 \\ 1191,5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,81 \times 10^{-10} \text{ sec} \\ < 10^{-11} \\ 1,61 \times 10^{-10} \text{ sec} \end{array} \right.$	$\pi^+ + n$ ou $\pi^0 + p$ $\Lambda + \gamma$ $\pi^- + n$
$Y_1^*$	1	3/2	+	1385	50	$\Lambda \pi$ $\Sigma \pi < 4\%$
$Y_1^{**}$	1	3/2	-	1660	40	$\bar{K}N/\Lambda\pi/\Sigma\pi$ : 10/30/30

Nous allons dire quelques mots des principaux isobares étranges.

1° Le  $Y_1^*$  (M = 1385).

C'est la première résonance de particules étranges qui a été découverte (à Berkeley en 1960).

Elle apparaît dans des réactions de  $K^-$  de 1,15 GeV/c:



La courbe de masse  $\Lambda\pi^+$  ou  $\Lambda\pi^-$  montre un pic assez large ( $\Gamma = 50$  MeV) pour  $M = 1385$ . Le spin isotopique se déduit du mode  $\Lambda\pi$ .

La désintégration en  $\Sigma + \pi$  n'a pas été observée, la limite supérieure est de 4% et cette valeur aussi faible n'est pas bien comprise.

Le spin a été déterminé en étudiant la désintégration d'hypéron  $Y_1^*$ , polarisés. La polarisation est perpendiculaire au plan de production et, on étudie la distribution en  $\cos \theta$  par rapport à la normale au plan de production (voir chapitre sur la désintégration des  $\Xi$ ) Ici la désintégration étant forte, il ne doit pas y avoir de termes linéaires en  $\cos \theta$ . Ely et al (P.R.L. 7, 461, (1961)), observent un terme non nul en  $\cos^2 \theta$  qui indique que la désintégration ne se fait pas dans un état S. On en déduit  $J \geq 3/2$ .

2° Le  $Y_0^*$  (M = 1405).

Le spin isotopique  $T = 0$  provient d'abord de l'absence de désintégrations  $\Lambda + \pi$ , mais aussi du rapport expérimental des désintégrations:

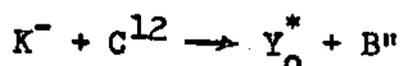
$$R = \frac{\sum^0 \pi^0}{\sum^+ \pi^- \text{ et } \sum^- \pi^+} = 0,6 \pm 0,2$$

On peut en effet calculer ce rapport par l'indépendance de charge: on a  $R = 2$  pour  $T = 2$

$$R = 0 \text{ pour } T = 1$$

$$R = 0,5 \text{ pour } T = 0$$

Un résultat curieux relatif à cette résonance est le suivant: Alors que tous les résultats de chambres à bulles indiquent une largeur de l'ordre de 50 MeV, une expérience d'émulsions donne une largeur plus petite que 2 MeV. La différence ne peut pas être attribuée à des erreurs de mesure. L'expérience d'émulsions consiste à mesurer la masse des  $Y_0$  produits par capture de mésons  $K^-$  à l'arrêt, par du Carbone suivant la réaction:



3° Le  $Y_0^{**}$  ( $M: = 1520$ ).

Ferro-Luzzi - Tripp - Watson P.R.L. 8, 28 et 175, 1962. Le résultat très intéressant de cette expérience, est que ces auteurs en déduisent la parité relative ( $\Sigma, \Lambda K$ ). Ce résultat associé à d'autres (voir chapitre suivant) est en faveur d'une parité positive pour le  $\Sigma$ . Ce résultat a été montré plus directement au CERN cette année par Filltuth, Snow et al ...

b)  $b = 1$   $S = -2$

Cette catégorie comprend en particulier l'hypéron  $\Xi$ .

Le tableau est très simple, car il ne comprend pour l'instant qu'un seul isobare en plus du  $\Xi$  mais on a quelques raisons de pen-

ser qu'il y en a d'autres à découvrir.

$$\underline{b = 1} \quad \underline{S = -2}$$

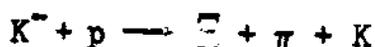
Nom	T	J	P	M Mev	Mev	Modes de désintégration
$\Xi$	1/2	1/2	+?	-: 1321	$1,75 \times 10^{-10}$ sec	$\Lambda \pi^-$
$\Xi^*$	1/2	?	?	o: 1315 1530	$3,5 \times 10^{-10}$ sec 7 ?	$\Lambda \pi^0$ $\Xi \pi$

Les propriétés du  $\Xi$  seront étudiées dans un chapitre à part.

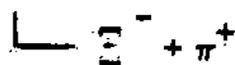
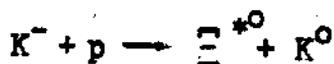
L'hypéron  $\Xi^*$  a été découvert en 1962 simultanément à Brookhaven et par une équipe de U.C.L.A. travaillant avec des photos de Berkeley.

Les premiers l'ont observé dans des interactions de  $K^-$  de 2,2 à 2,5 Gev/c et les seconds avec des  $K^-$  de 1,8 Gev/c.

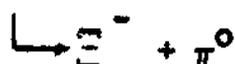
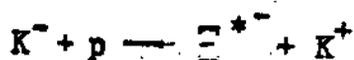
La réaction de production est la suivante:



et plus particulièrement dans les 2 réactions:



et



La courbe de masse  $\Xi \pi$  montre un pic net assez étroit ( $\Gamma = 7$  Mev ?) indiquant la présence d'un état résonnant.

Le spin isotopique est probablement 1/2 et a été déterminé de

la façon suivante: si la résonance a un spin isotopique  $3/2$ , elle ne peut être produite dans la réaction  $K + p \rightarrow \Xi^* + K$  que dans l'état  $T = 1$  du système initial et non dans l'état  $T = 0$  (puisque  $T_K = 1/2$ ). Dans ce cas on a un état pur de spin isotopique et l'indépendance de charge permet de prévoir les rapports de branchement des différentes réactions: Si  $T = 1$ , on peut prévoir:

$$R = \frac{\Xi^- \pi^0 K^+}{\Xi^- \pi^+ K^0} = 2$$

Le rapport expérimental est de  $0,27 \pm 0,07$ . Ce désaccord semble éliminer  $T = 3/2$ . Il reste alors comme seule possibilité,  $T = 1/2$ .

Il y a quelques indications pour que le spin de cette résonance soit plus grand que  $1/2$ . En effet comme dans le cas du  $Y_1^*$ , on étudie la distribution angulaire dans la désintégration du  $\Xi$  par rapport à la normale au plan de production. L'équipe de Brookhaven a une indication d'une distribution non isotrope ce qui éliminerait une onde S et donc un spin  $1/2$ .

Les modèles de théorie des groupes  $SU_3$  etc ...) prévoient des nouvelles résonances à  $B = 1$   $S = -2$ . De nombreuses expériences sont en cours au CERN, à Brookhaven et à Berkeley dans des faisceaux de  $K^-$  plus énergiques ( $P_K \sim 3,5$  Gev/c) en vue de rechercher ces nouveaux états résonnants. Ces expériences sont très importantes, car ces résonances doivent apparaître dans des interactions de  $K^-$  énergiques. Leur absence ou leur présence semble un excellent test pour ces théories.

V - Les Bosons non Etranges:  $b = 0$   $S = 0$

Cette catégorie est très importante. On y rencontre le méson  $\pi$  et il semble qu'elle comprenne un grand nombre de particules. Il est à noter que beaucoup de ces particules ont des largeurs faibles.

Comme dans les paragraphes précédents, nous donnerons un tableau récapitulatif et nous indiquerons les caractéristiques principales de chaque particule. Au chapitre suivant nous étudierons les règles de sélection, dont l'application est très importante dans l'étude des bosons. Nous reviendrons ensuite sur ces particules pour montrer comment on applique les règles de conservation.

Nous utiliserons la notation:  $J^{PG}$

Dans cette notation  $J$  représente le spin,  $P$  la parité intrinsèque de la particule et  $G$  ce nouveau nombre quantique appelé  $G$ -parité ou Parité isotopique. Par exemple le méson  $\pi$  se note:

$$\pi \rightarrow 0^{--}$$

Nous étudierons la  $G$ -parité au chapitre suivant. Indiquons que cette opération est, par définition, le produit de l'opération conjugaison de charge  $C$ , par l'opération symétrie de charge  $R$  qui n'est autre qu'une rotation autour du deuxième axe de l'espace du spin isotopique.

$$G = C \cdot R$$

Dans le cas des bosons où  $b = 0$   $S = 0$ , les états propres de

G sont ces bosons eux-mêmes, d'où l'intérêt de cette opération. On peut voir que cette opération revient à une réflexion par rapport à l'origine des axes de l'espace de spin isotopique: d'où son nom de parité isotopique.

La définition même de G ( $G = C.R.$ ) montre que G n'est conservé que dans les interactions fortes. Les interactions électromagnétiques et faibles ne conservent pas G.

Dans le tableau des particules nous indiquerons donc la notation  $\gamma^{PG}$ .

Nous nous limiterons aux particules dont l'existence est maintenant pratiquement sûre, négligeant certaines indications expérimentales de nouvelles résonances qui ont besoin d'être précisées ou confirmées.

En face chaque mode de désintégration, nous écrirons S.I. (strong interaction) ou E.M. (electromagnetic interaction) pour indiquer si l'interaction de désintégration est forte ou électromagnétique (W. I. pour weak interaction).

Resonances.

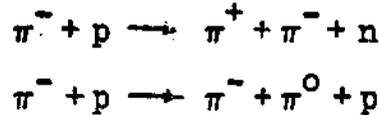
$b = 0$        $S = 0$

Nom	T	J <sup>PG</sup>	M (Mev)	$\Gamma$ (Mev)	Mode de désintégration	
ABC	0	0 <sup>++</sup>	320	< 25	$\pi^+ \pi^-$	S.I.
$\eta$	0	0 <sup>-+</sup>	548	< 10	$\left\{ \begin{array}{l} \pi^+ \pi^- \pi^0 : 20 \\ \gamma \gamma : 50 \\ \pi^+ \pi^- \gamma : 10 \\ \pi^0 \pi^0 \pi^0 : 20 \end{array} \right.$	E.M.
$\omega$	0	1 <sup>--</sup>	782	< 15	$\left\{ \begin{array}{l} \pi^+ \pi^- \pi^0 : 85 \\ \pi^+ \pi^- : \\ \pi^0 + \gamma ? : 10 \end{array} \right.$	S.I. E.M. E.M.
$\psi$	0	1 <sup>--</sup>	1020	< 10	$\left\{ \begin{array}{l} K_1^0 K_2^0 \\ K^+ K^- \end{array} \right.$	S.I.
$f^0$	0	2 <sup>++</sup>	1260	100	$\pi \pi$	S.I.
$\pi$	1	0 <sup>--</sup>	$\bar{+}: 139,6$ $0: 135,0$	$2,5 \cdot 10^{-8} s$ $2 \cdot 10^{-16} s$	$\mu + \nu$ $e + \gamma \sim 10^{-4}$ $\gamma + \gamma$	W.I. W.I. E.M.
$\rho$	1	1 <sup>-+</sup>	750	100	$\pi^+ \pi_0^-$	S.I.

Nous allons maintenant dire quelques mots de chacune de ces particules.

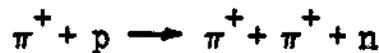
1° Le méson  $\rho$ : 1<sup>-+</sup> T=1.

Il a été découvert par Erwin, Walter et al (Phys. Rev. Let. 6, 628 1961), dans des réactions:



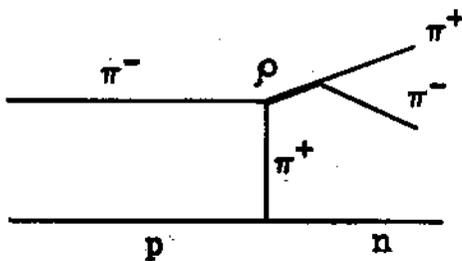
Le spectre de masse  $\pi\pi$  montre une bosse caractéristique aux environs de  $M = 750$  Mev avec une largeur de 100 Mev environ, indiquant qu'il s'agit bien d'une désintégration forte.

La valeur  $T = 1$  du spin isotopique vient de ce que le même pic est observé dans les réactions donnant  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^+\pi^0$ , mais pas dans les réactions donnant  $\pi^+\pi^+$ :



Le spin est égal à 1. On le déduit de la distribution angulaire dans la désintégration du  $\rho$  dans le système du  $\rho$  qui n'est pas isotrope.

On explique la production de  $\rho$  par un diagramme périphérique du type:



On suppose qu'il y a échange d'un  $\pi$  virtuel entre le méson  $\pi$  incident et le proton. Pour de faibles valeurs du quadri-moment de transfert, Chew et Low ont montré que ces phénomènes pouvaient s'étudier comme des réactions de diffusion  $\pi \rightarrow \pi$ . Le méson  $\rho$  apparaît alors comme une résonance dans la diffusion  $\pi \rightarrow \pi$  pour une valeur déterminée de l'énergie du système (analogie avec  $\pi^+ + p$  pour la résonance  $N^*_{3/2, 3/2}$ ).

Dans le cas là, la section efficace au maximum de la résonance doit avoir pour valeur:

$$\sigma_{\max} = 4\pi\lambda^2(2l+1) = 12\pi\lambda^2$$

si  $J = l = 1$ .

Les résultats expérimentaux sont en accord avec cette formule ce qui confirme la valeur 1 du spin.

La désintégration étant forte, nous verrons, au prochain chapitre, que l'on peut en déduire facilement de  $T = 1$ , de  $J = 1$  et de la désintégration en  $2\pi$  que  $G = +1$ .

D'où:  $T = 1: \rho \rightarrow 1^{++}$

Un résultat important relatif au  $\rho$  est le suivant. Dans toutes les expériences les mésons  $\rho^+$  ont un comportement normal: même valeur de la masse, même valeur de la largeur, même distribution angulaire des  $\pi$  dans le système du  $\rho^+$ . Au contraire, le méson  $\rho^0$  qui se désintègre en  $\pi^+\pi^-$  ( $\pi^0\pi^0$  est interdit) a une masse variable suivant les conditions de production. De plus dans la désintégration du  $\rho^0$  le  $\pi^-$  tend à être émis vers l'avant dans le système du  $\rho$ . Les effets proviennent d'interférences de l'onde  $\rho$  avec d'autres ondes. Vraisemblablement l'interférence est due à la désintégration du  $\omega$  en  $\pi^+\pi^-$  récemment mise en évidence. Cette désintégration du  $\omega$  en  $\pi^+\pi^-$  viole la G-parité. C'est un processus électromagnétique qui n'est pas négligeable étant donné la faible valeur de la largeur du  $\omega$ .

2° Le méson  $f^0$ :  $2^{++}$ .  $T = 0$ .

Il a été découvert aux Etats Unis (Philadelphie) par Hagopian Selove et al (Phys. Rev. Let. 9, 272, 1962). J. Veillet et al, à

l'Ecole Polytechnique (Paris) et à Milan ont aussi observé indépendamment le  $f^0$  et analysé la distribution angulaire d'où il ressort que le spin est très probablement 2. ( $J = 1$  est interdit par des règles de sélection: voir chapitre suivant).

Le méson  $f^0$  ressemble beaucoup au  $\rho$  (désintégration en  $2\pi$ ) mais le spin isotopique  $T$  est nul. On le déduit de ce qu'aucun pic à  $M = 1250$  n'est visible pour le système  $\pi^- \pi^0$  dans la réaction



Un résultat intéressant trouvé par le groupe de l'Ecole Polytechnique et confirmé depuis est que la distribution angulaire du  $\pi^+$  (ou du  $\pi^-$ ) est symétrique dans le centre de masse du  $f^0$  par rapport au  $\pi^-$  initial. Il faut bien qu'il en soit ainsi, si le  $f^0$  est une particule. En effet, si la vie moyenne du  $f^0$  est suffisamment longue, pour qu'il n'y ait pas d'interaction dans l'état final, la particule  $f^0$  n'a pas de mémoire du système initial et il doit y avoir autant de  $\pi^-$  vers l'avant que vers l'arrière. Cet argument est très en faveur de l'existence du  $f^0$  car en dehors de la région de masse du  $f^0$ , on observe une forte asymétrie avec émission préférentielle du  $\pi^-$  vers l'avant.

La distribution des  $\pi$  étant symétrique dans le système du  $f^0$ , on peut en déduire des indications sur le spin. C'est le fait que cette distribution, quoique symétrique, n'est pas isotrope, qui élimine le spin 0. Les règles de sélection éliminant  $J = 1$  si  $T = 0$ , on en déduit  $J = 2$ .

Un autre fait intéressant, concernant la particule  $f^0$ , est que Chew et Frautchi (Phys. Rev. Let. 8, 41, (1962)) ont prédit l'existence

d'une particule aux environs de  $M = 1000$ , de spin 2, ayant toutes les propriétés que semble avoir la particule  $f^0$ . Cette déduction vient de la description des particules à l'aide des trajectoires de Regge. Cette particule  $f^0$  serait alors sur la trajectoire de Pomeranchuk. Les résultats de cette année à Brookhaven montrant l'absence de "skrinking" dans le pic de diffraction des  $\pi^-$  de grande énergie, indiquent que l'interprétation des trajectoires de Regge est probablement plus compliquée qu'on ne le pensait l'année dernière.

### 3° Le méson $\omega^0$ : $I^{--}$ , $T = 0$ .

Le méson  $\omega^0$  a été découvert en 1961 à Berkeley par Maglic et al (Phys. Rev. Let. 7, 178, 1961).

Les auteurs étudiaient la masse d'un système de  $3\pi$  produit dans l'annihilation des antiprotons en vol.

$$p + \bar{p} = \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$$

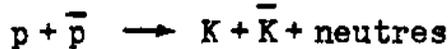
Le résultat très frappant est l'existence d'un pic très prononcé et très étroit dans le spectre de masse pour la valeur de 785 Mev. Ce pic est visible dans l'état neutre  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  et totalement absent dans les autres combinaisons ne contenant pas l'état  $T = 0$ . On en déduit que le spin isotopique du  $\omega$  est  $T = 0$ .

Tous les  $\omega$  ne se désintègrent pas en  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ . Les méthodes de chambre à bulles à hydrogène peuvent détecter la présence d'une résonance, soit par mesure directe de la masse relative de l'ensemble de particules de désintégration, soit par masse manquante au vertex de production, en écrivant les relations de conservation d'énergie et de quantité de mouvement. Ainsi l' $\omega$  a été

observé dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt:



On peut comparer le nombre d'événements vus sous la forme  $\omega \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  et ceux où l' $\omega$  se désintègre en particules neutres invisibles dans une chambre à bulles à hydrogène. Ces derniers se trouvent dans les réactions



En calculant la masse du système neutre (missing mass) on trouve un pic pour la valeur de la masse du  $\omega$ . On peut en déduire le nombre de  $\omega$  se désintégrant suivant le mode neutre. On trouve:

$$R = \frac{\omega \longrightarrow \text{neutres}}{\omega \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0} = 0,15 \pm 0,05$$

Le spin du  $\omega$  a été déterminé et se trouve être égal à 1. Sa parité est -1 et sa G-parité -1.



La détermination se fait par l'étude des répartitions d'énergie des  $3\pi$  (méthode du Dalitz plot). Ceci sera vu après le chapitre sur les règles de sélection. La conclusion de cette étude est que la désintégration de l' $\omega$  est due aux interactions forts. La faible largeur de l' $\omega$  est due aux effets de barrière centrifuge. En effet, l'étude du "Dalitz plot" montre que le moment angulaire relatif entre le  $\pi^+$  et le  $\pi^-$  est 1 ; il est aussi égal à 1 entre le système  $\pi^+ \pi^-$  et le  $\pi^0$ .

Puisque le  $\omega$  est étroit (probabilité de désintégration relativement faible) il n'est pas surprenant qu'il puisse avoir des

modes de désintégration électromagnétique. La désintégration  $\gamma + \gamma$  est interdite car  $J = 1$  (voir règles de sélection). Bien qu'aucune preuve expérimentale n'existe, on pense que la désintégration neutre du  $\omega$  est due au mode électromagnétique:



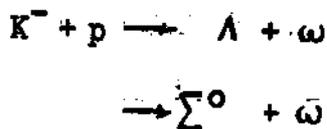
Signalons que récemment on a observé le mode



Cette désintégration ne peut pas être forte (violation de la G-parité). Elle est électromagnétique. A cause du voisinage des masses du  $\rho$  et du  $\omega$ , cette onde, dans le mode  $2\pi$ , interfère avec le  $\rho$ .

Le  $\omega$  a été observé dans beaucoup de réactions:

- production par des  $\pi$ . Le  $\omega$  a été observé à l'Ecole Polytechnique avec des  $\pi^-$  énergétique de 6 Gev.
- production dans les annihilations d'antiprotons.
- production par les  $K^-$  dans des réactions du type:

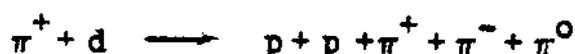


4° Le méson  $\eta^0$ :  $0^{-+}$ ,  $T=0$ .

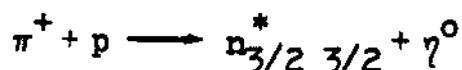
Sa caractéristique essentielle est de se désintégrer uniquement

par voie électromagnétique. En ce sens il ressemble beaucoup au  $\pi^0$ , à part le spin isotopique.

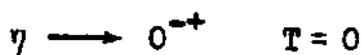
Il a été découvert par Pevsner et al (Phys. Rev. Let. 7, 421, 1961) dans les photos prises à Berkeley dans la grande chambre remplie de deutérium liquide.



L'indication sur le spin isotopique  $T = 0$  vient de l'absence de modes chargés  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  et aussi de l'indépendance de charge appliquée à la réaction:



Le spin, la parité et la G parité sont déterminés comme pour le  $\omega$  par le "Dalitz Plot". Les résultats sont les suivants:



Nous verrons au chapitre suivant qu'avec de tels nombres quantiques le  $\gamma$  ne peut se désintégrer en 3 mésons  $\pi$  par interaction forte. Il s'agit donc d'une désintégration électromagnétique, ce qui explique la faible largeur du  $\gamma$ .

La seule désintégration autorisée par interaction forte est celle en 4 mésons  $\pi$ . Mais la masse du  $\gamma$  (548) étant un peu plus faible que celle de 4 mésons  $\pi$  chargés (557), cette désintégration est impossible. Elle est possible à la rigueur en 4 mésons  $\pi^0$ , mais l'espace de phases réduit considérablement le taux de désintégration.

Occupons nous donc des désintégrations électromagnétiques possibles.

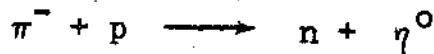
L'étude des modes neutres de désintégration du  $\eta$ , par une manière analogue à celle du  $\omega$ , a montré que la désintégration sous forme de produits neutres  $\pi^0$  ou  $\gamma$ , invisibles dans une chambre à  $H^2$  liquide était très fréquente. On trouve:

$$R = \frac{\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}{\text{tous les } \eta} = \frac{1}{3}$$

La recherche des modes  $\gamma + \gamma$  ou  $\pi^0 + \gamma$  a été très importante, car elle fixait le spin (0 ou 1) de façon définitive (règles de sélection). Le mode:

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$$

a été mis en évidence dans les chambres à bulles à liquides lourds, d'abord aux Etats Unis (Harvard - M. I. T., - Yale) et ensuite directement par mesure de la masse du système de 2  $\gamma$  par le groupe de l'Ecole Polytechnique dans les réactions  $\pi^-$  de 1,15 Gev/c.



Les expériences déterminent l'assignation  $0^{-+}$  indépendamment des études sur le Dalitz Plot.

Le mode  $\pi^+ \pi^- \gamma$  a été aussi mis en évidence récemment et on suppose un mode  $\pi^0 \pi^0 \pi^0$  d'abondance comparable à celui  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ .

La production du  $\eta$  comme celle du  $\omega$  a été observée par des  $\pi^-$ , des  $K^-$  et des annihilations d'antiprotons.

Toutefois, il est important de remarquer que le  $\eta$  ne peut être produit dans des collisions périphériques que par échange de  $3\pi$  ce qui est très improbable dans le modèle périphérique. En effet le  $\eta$  ne peut être couplé qu'avec 4 mésons  $\pi$  au moins par

interaction forte (voir règles de sélection).

### 5° La particule A.B.C.

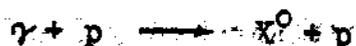
Il est plus juste de parler de l'effet A.B.C., car cet état n'apparaît que dans des réactions bien déterminées. Cet effet a été trouvé par Abashian et al (Phys. Rev. Let. 5, 258, 1960 et 2, 35, 1961).

Les auteurs étudient la réaction de proton sur deutérium et la production de  $\text{He}^3$  ou de  $\text{H}^3$ . Appelons X la particule A.B.C. Les réactions de production sont les suivantes:



Cette particule se désintègre en 2 mésons  $\pi$ . Le résultat est un spectre de masse pour les particules X qui présente un net maximum étroit ( $\Gamma < 20 \text{ Mev}$ ) pour une valeur de masse de 310 Mev qui apparaît uniquement pour le  $X^0$ , c'est-à-dire une production d' $\text{He}^3$ . On en déduit donc le spin isotopique de cet état:  $T = 0$ .

Cet effet a été observé également à Frascati dans des réactions de photoproduction



L'effet A.B.C. peut s'interpréter par une forte interaction  $\pi\pi$  dans l'état S avec une grande longueur de scattering (2 à 3 fois la longueur d'onde de Compton) mais la largeur du pic de masse devrait être plus grande.

L'interprétation définitive de l'effet A.B.C., qui existe sûrement, n'est pas encore claire.

6° La particule  $\psi^0$ ;  $I=0$ ,  $T=0$ .

Elle a été découverte simultanément à Brookhaven et Berkeley: Connolly et al, Phys. Rev. 10, 371, 1963 et Schlein et al, Phys. Rev. Let. 10, 368, 1963.

Remarquons que cette particule a les mêmes nombres quantiques que le  $\omega$ . Seule la masse diffère.

Elle a été découverte par son mode de désintégration en 2 mésons K neutres. Plus exactement on a:

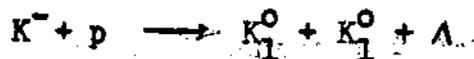


Les nombres quantiques de cette particule seront discutés après l'étude des règles de sélection. Indiquons ici seulement les résultats expérimentaux.

Le méson  $\varphi$  a été observé dans les réactions



avec des  $K^-$  de l'ordre de 2 Gev/c. Le spectre de masse montre un pic très étroit pour une valeur de masse du système K K égal à 1020 Mev. Ces auteurs n'observent pas de pic analogue dans les réactions.

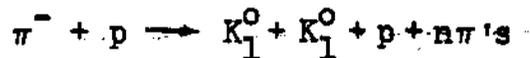


De plus le nombre d'événements correspondant à cette deuxième réaction est extrêmement faible à côté de la production du système  $K_1^0 K_2^0$ .

Le spin isotopique est probablement  $T=0$ . Cela vient de Lab

sence de pic pour cette valeur de masse dans le système  $\pi^+ \pi^-$ .

Indépendamment de la particule  $\phi$ , plusieurs équipes (États-Unis: Erwin et al, Alexander et al; au CERN, Bigi et al, Bingham et al; en URSS: Belgakof et al) observent dans des réactions de  $\pi$  énergiques (de 3 à 18 Gev) les réactions:



L'histogramme de masse du système  $K_1^0 K_1^0$  montre un pic très large entre 1 Gev et 1,1 Gev. Nous verrons après l'étude des règles de sélection qu'un système  $K_1^0 K_1^0$  ne peut avoir les mêmes nombres quantiques qu'un système  $K_1^0 K_2^0$ . Il ne peut s'agir donc pas de la même particule que le  $\phi^0$ .

D'ailleurs la masse d'un système  $K \bar{K}$  est supérieure à 990 Mev et les résultats expérimentaux sont aussi bien en accord avec un pic dans la distribution de masse, qu'une décroissance assez rapide du spectre de masse à partir de la valeur minimum de la masse du système  $K K$ . Dans ce dernier cas, l'effet peut s'interpréter comme une forte interaction  $K \bar{K}$ .

Cet effet est parfois appelé  $\xi$ .

## VI - Les Bosons Etranges: $b=0$ $S \neq 0$ .

On connaît seulement des états pour lesquels  $S = \pm 1$ . On a l'habitude d'appeler particules les états avec  $S = +1$  et anti-particules les états avec  $S = -1$  qui se désuivent des précédentes par conjugaison de charge.

Cette catégorie comprend les mésons  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ . Nous les no-

terons  $\gamma^P$ , sans indication de la G parité, car ils ne sont pas dans des états propres de conjugaison de charge, donc de G.

### Resonances

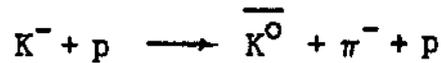
$$\underline{\underline{b = 0 \quad S = +1}}$$

Nom	T	$J^P$	M (Mev)	(Mev)	Mode de désintégration	Proportion %
K	$\frac{1}{2}$	$0^-$	$\left\{ \begin{array}{l} K^+ 494 \\ K^0 498 \end{array} \right.$	$1,22 \times 10^{-8} s$	$\mu^+ + \nu$	64
					$\pi^+ + \pi^0$	19
					$\mu^+ + \nu + \pi^0$	5
					$e^+ + \nu + \pi^0$	5
					$\pi^+ + \pi^- + \pi^+$	5,7
					$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	1,7
					$\pi^+ \quad \pi^-$	70
				$K_1^0 1 \times 10^{-10}$	$\pi^- \quad \pi^0$	30
				$K_2^0 6 \times 10^{-8}$	$\pi^+ e^+ \nu, \pi^+ \mu^+ \nu$	
					$\pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \pi^0 \pi^0$	
$K^*$	$\frac{1}{2}$	$1^-$	890	$\sim 50$	$K\pi$	
$K^{**}$	$\frac{1}{2}?$	?	725	$< 20$	$K\pi$	

1° Le  $K^*$ : M = 890;  $1^-$ , T = 1/2.

Le  $K^*$  a été découvert à Berkeley dès 1960 par Alston et al (Phys. Rev. Let. 6, 300, 1961).

La découverte vient du même lot de photos qui a permis de découvrir le premier hyperon excité le  $\Sigma_1^*$  (1385). Il s'agit de mésons  $K^-$  de 1,15 GeV/c dans une chambre à  $H^2$  liquide.



L'histogramme de masse du système  $K_{\pi}^-$  montre un pic large dans la région  $M = 890$  Mev.

Le spin isotopique est  $T = 1/2$ . Il vient de l'application de l'indépendance de charge dans la désintégration du  $K^{*-}$ . On étudie le rapport de branchement:

$$R = \frac{K^{*-} \longrightarrow \bar{K}^0 + \pi^-}{K^{*-} \longrightarrow K^- + \pi^0}$$

Ce rapport doit être égal à 2 si  $T = 1/2$  et 1/2 si  $T = 3/2$ . Ceci suppose que la désintégration est une interaction forte, mais la grande largeur du pic de masse montre que c'est bien vrai.

Une autre façon de voir que  $T = 1/2$  vient d'une expérience de  $\pi^-$  de grande énergie au CERN où la production de  $K^{0*}$  est observée en association avec des  $\Lambda$ . Il s'agit alors de  $K^{0*}$  d'étrangeté +1. Les  $K^*$  peuvent se désintégrer a priori en  $K^0 + \pi^-$  ou  $K^0 + \pi^+$ . Le  $K^0$  étant d'étrangeté +1 a une composante  $T_3$  du spin isotopique égal à  $-1/2$ .

Le résultat est que le  $K^*$  apparait dans les combinaisons  $K^0 \pi^+$  et pas dans les combinaisons  $K^0 \pi^-$  qui sont dans un état pur de spin isotopique  $T = 3/2$ .

Le spin et par suite la parité du  $K^*$  ont été déterminés par plusieurs expériences qui seront discutées après l'étude des règles de sélection. Le résultat est que  $J = 1$  ce qui entraîne que la parité du  $K^*$  est la même que celle du  $K$ . Ayant choisi  $-1$  pour la parité du  $K$  (voir règles de sélection) on en déduit que le  $K^*$  est une particule:  $1^-$  avec  $T = 1/2$ .

2° Le  $K^{**}$  :  $M = 725$  Mev

Ce nouveau  $K^*$  a été reporté pour la première fois en 1962 à la Conférence de Genève par Alexander et al dans des réactions de mésons  $\pi^-$  de 2,1 Gev/c.



Ces auteurs observent d'abord un énorme pic pour le  $K^*$  de masse 890 et à gauche à une valeur de masse de 725, ils observent un pic beaucoup plus faible, mais très étroit. Les résultats n'étaient pas très convaincants au moment de la Conférence de Genève, mais récemment le  $K^{**}$  a été observé définitivement dans plusieurs réactions à Berkeley. Il semble donc que son existence soit certaine.

\* \* \*

## LES LOIS DE CONSERVATION

Nous vous proposons dans ce chapitre d'étudier les conséquences des lois de conservation, dans la désintégration des particules. Ces lois de conservation vont conduire à des règles de sélection, qui interdisent certaines désintégrations. Il existe des quantités, telles le spin isotopique, qui se conservent pour certaines interactions (interactions fortes) et pas pour les autres (interactions électromagnétique ou interactions faibles). Il en résulte des types de désintégrations permis, et d'autres interdits.

Suivant que la désintégration a lieu, par une interaction forte, électromagnétique ou faible, les ordres de grandeurs des vies moyennes sont très différents.

On a :

Interaction forte:	$\tau \sim 10^{-23}$ sec
"        électromagnétique:	$\tau \sim 10^{-19}$ sec
"        faible:	$\tau \sim 10^{-10}$ sec

Les valeurs sont des ordres de grandeur, qui peuvent varier fortement, suivant la place disponible dans l'espace des phases, suivant l'état de moment angulaire des produits de la réaction (barrière centrifuge) etc. ...

De la valeur de la vie moyenne, il résulte une largeur de masse pour la particule, par la relation d'incertitude:  $\Delta(Mc^2) \times \tau \sim h/2$   
d'où

$$\Delta(Mc^2) \sim 70 \text{ Mev} \quad \text{si} \quad \tau = 10^{-23} \text{ sec}$$

Pour les désintégrations électromagnétiques, la largeur de masse est de l'ordre du Kev; pour les désintégrations faibles, elle est tout à fait négligeable.

On a pris l'habitude d'appeler résonance, les particules ayant une largeur de masse importante. Ce sont donc des particules se désintégrant par interaction forte.

La largeur de masse d'une particule dépend donc du type d'interaction responsable de la désintégration dans le mode le plus fréquent. S'il ne trouve que les lois de conservation soient telles, qu'on ne peut pas trouver de produits de désintégration, ayant les bons nombres quantiques, pour une désintégration par interaction forte, la largeur de masse sera petite.

La largeur de masse d'une particule et donc son nom (résonance ou particule), viennent donc en fait du caractère permis ou interdit, des modes de désintégration. Nous verrons par exemple, que si le  $\eta$  est très étroit, et le  $\rho$  très large, c'est uniquement à cause des lois de conservation. Rien, jusqu'à présent, nous permet de dire, que les êtres physiques  $\eta$  ou  $\rho$  sont des entités de nature profondément différentes, à cause de leur largeur: En fait, si le  $\eta$  avait été un peu plus lourd, il eut été large, et se serait désintégré en 4 mésons  $\pi$ .

## I - Invariance des systèmes physiques

### 1°) Mécanique classique

Soit un système physique défini par une suite de paramètres appelés  $q_K$ . Ce sont par exemple les coordonnées  $x_i$   $y_i$   $z_i$  de chaque

particule du système, les angles  $\theta, \varphi, \psi$  etc. ...

Posons

$$\dot{q}_K = \frac{dq_K}{dt}$$

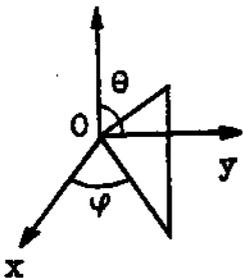
soit  $T(q_K, \dot{q}_K)$  l'expression de l'énergie cinétique.

Posons

$$p_K = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_K}$$

La variable  $p_K$  s'appelle la variable conjuguée de Lagrange de  $q_K$ .

Exemple: a)  $q_K = x$      $\dot{q}_K = \frac{dx}{dt} = v$      $T = 1/2 mv^2$      $p_K = mv$   
le moment le long d'un axe est la variable conjuguée de la coordonnée de position.



b)  $q_K = \varphi$ ,     $\dot{q}_K = \frac{d\varphi}{dt}$      $T = 1/2 I \dot{\varphi}^2$      $p_K = I \dot{\varphi} = L_z$   
Le moment cinétique projeté sur un axe est la variable conjuguée de l'angle de rotation autour de cet axe.

L'énergie est égale à une fonction  $H$  des couples de variables  $(q_K, p_K)$  et du temps  $t$ .

$$E = H(q_K, p_K)$$

La fonction  $H$  s'appelle l'Hamiltonien du système. Lorsque  $H$  est indépendant du temps, le système est isolé, ce que nous supposons toujours. L'évolution du système est régie, par les équations de Hamilton:

$$\frac{dq_K}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_K} \quad \text{et} \quad \frac{dp_K}{dt} = - \frac{\partial H}{\partial q_K}$$

Si donc  $H$  ne varie pas lorsque  $q_K$  varie, on en déduit que la variable conjuguée  $p_K$ , reste constante au cours de l'évolution

du système.

On en déduit facilement les lois de conservation suivantes :

Si l'hamiltonien est invariant par translation dans l'espace  $xyz$ , la quantité de mouvement du système reste constante.

Si l'hamiltonien est invariant, par rotation dans l'espace autour d'un point, le moment cinétique du système reste constant.

D'autre part nous avons dit que si  $H$  ne dépendait pas du temps, le système était isolé, donc l'énergie reste constante.

En résumé nous avons vu comment en mécanique classique, à toute invariance de l'hamiltonien, correspond la conservation d'une quantité physique, dans l'évolution du système.

## 2<sup>e</sup>) Mécanique quantique

L'étude des lois de conservation est basée sur le théorème suivant, de mécanique quantique.

"La condition nécessaire et suffisante pour qu'on puisse trouver un système complet de fonctions propres, communes à deux opérateurs  $A$  et  $B$ , est que les deux opérateurs commutent."

$$[A, B] = 0$$

Il en résulte que les observables  $a$  et  $b$  correspondant aux opérateurs  $A$  et  $B$ , peuvent avoir simultanément une valeur bien déterminée.

Supposons que l'opérateur  $B$  soit l'hamiltonien  $H$ . Si on trouve un opérateur  $A$  qui commute avec l'hamiltonien  $H$ , on peut être à la fois dans un état propre de l'énergie, et de l'observable  $a$ .

On démontre que si l'état initial est une superposition d'états propres de l'opérateur  $A$ , les états ultérieurs sont une superposition, avec les mêmes probabilités d'états propres correspondants aux mêmes valeurs propres, si  $H$  ne dépend pas du temps (système isolé).

Si donc l'état initial est un état propre commun aux opérateurs  $H$  et  $A$  avec les valeurs propres  $E$  et  $a$ , l'état final est aussi un état propre commun de  $H$  et  $A$  avec les mêmes valeurs propres  $E$  et  $a$ .

D'où l'énoncé suivant: "La condition nécessaire et suffisante pour qu'une quantité physique  $a$ , se conserve dans l'évolution d'un système isolé est que l'opérateur  $A$  associé, commute avec l'hamiltonien  $H$ .

$$[A, H] = 0$$

Le problème consiste donc à rechercher les quantités physiques, dont les opérateurs commutent avec l'hamiltonien pour certains types d'interaction.

### 3<sup>e</sup>) Différents types d'invariance

Il existe d'abord certaines invariances qui sont valables pour tous les types d'interaction, ce sont:

- a) Invariance par rapport aux translations dans l'espace et dans le temps.

Il est à peu près évident que les lois de la physique ne peuvent pas dépendre du choix particulier que l'on fait pour l'origine des coordonnées d'espace  $x, y, z$ . C'est une propriété d'ho.

mogénéité de l'espace par la translation. Il en résulte une conservation du vecteur quantité de mouvement (moment).

De même les lois de la physique ne dépendent pas du choix particulier de l'origine des temps (invariance par translation le long de l'axe des temps).

Il en résulte la conservation de l'énergie. Donc, le quadri-vecteur: moment - énergie est conservé dans l'évolution des systèmes isolés.

b) Invariance par rapport aux rotations dans l'espace.

Cette propriété traduit le fait que l'espace est isotrope. Les lois de la physique sont invariantes par rotation dans l'espace. Il en résulte la conservation du moment cinétique total  $J$ .

c) Invariance de jauge.

Elle entraîne la conservation de la charge électrique  $Q$ .

Si on divise les fermions en 2 catégories: les baryons et les leptons, on peut introduire 2 nouvelles invariances de jauge, qui entraînent la conservation du nombre baryonique  $b$  et du nombre leptonique  $l$ . Les baryons, comprennent tous les fermions dont la masse est égale ou supérieure à celle des protons. Les leptons comprennent tous les fermions de masse plus faible que celle du proton.

Par convention on donne le signe plus à  $b$  et  $l$  pour les particules; les antiparticules ont alors des  $b$  et  $l$  négatifs.

Il existe 4 leptons, l'électron négatif, le méson  $\mu$  négatif, le neutrino  $\nu$  et le neutretto  $\nu'$ . L'électron positif et méson  $\mu$  positif, sont donc des anti-particules qui ont un nombre leptonique

l négatif.

La conservation de  $b$  et de  $l$ , pour toutes les interactions entraîne une loi très importante:

"Chaque fois que l'on crée, ou absorbe un fermion, on doit créer ou absorber un "anti-fermion".

Remarquons bien que ceci s'applique uniquement aux fermions. Pour les bosons elle n'est pas valable. On peut par exemple créer un méson  $K$  sans créer simultanément un méson  $\bar{K}$ . Ex.:  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ .

d) Invariance par renversement du temps. (T).

Il s'agit de l'invariance de l'hamiltonien  $H$  lorsqu'on change  $t$  en  $-t$ . On peut montrer que cette invariance introduit un opérateur antilinéaire, qui n'étant pas hermitique, n'entraîne pas la conservation d'un nombre quantique.

L'opération renversement du temps (T) a pour effet de changer la direction des vecteurs moments et polarisation.

Les lois de l'électromagnétisme, montrent qu'elles sont invariantes dans l'opération (T). Toutes les expériences sont en accord avec l'invariance dans l'opération T pour les interactions fortes. On pense généralement qu'il en est de même pour les interactions faibles, mais aucune expérience précise n'a encore montré qu'il en était bien ainsi. L'opération (T) change le sens d'un vecteur tel que le moment  $p$ , et aussi celui d'un pseudo-vecteur (produit vectoriel de 2 vecteurs), tel le moment cinétique. Cette opération laisse donc invariante un double produit vectoriel, produit d'un vecteur par un pseudo-vecteur:  $\vec{P}_1 \wedge (\vec{P}_2 \wedge \vec{P}_3)$ .

Dans le chapitre relatif aux désintégrations des  $\Xi$  nous verrons que l'invariance dans l'opération T entraîne, qu'il ne peut pas y avoir de composante de la polarisation d'un  $\Lambda$  provenant de la désintégration d'un  $\Xi$  dans le plan perpendiculaire à la polarisation du  $\Xi$ .

Ceci termine la liste des invariances variables pour tous les types d'interactions. Avant d'étudier les autres lois de conservation, nous allons indiquer les règles de sélection qui entraînent la conservation du moment angulaire total.

## II - Conservation du moment angulaire total: règles de sélection

### 1) Lois pour les particules de masse non nulle

Dans un système physique en interaction il y a conservation du moment angulaire total  $J$ , et de sa projection  $J_z$  sur un axe quelconque. A priori  $J_z$  peut avoir les valeurs:  $-J, -J+1, \dots, +J$ .

La combinaison de deux moments angulaires  $J_1$  et  $J_2$  donnent un moment  $J$  suivant les règles suivantes:

$J$  peut avoir les valeurs  $J_1 + J_2, J_1 + J_2 - 1, \dots, |J_1 - J_2|$ .

On doit avoir  $J_z = J_{1z} + J_{2z}$ .

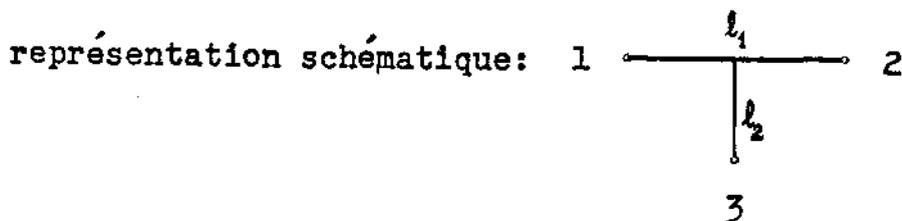
Le moment angulaire d'un système est la combinaison suivant ces lois:

- du moment orbital  $L$  défini par rapport à une origine ( $L = 0, 1, 2, \dots$ ): le moment orbital n'est autre que le moment cinétique  $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$  et a en particulier la propriété d'être perpendiculaire à  $\vec{p}$  (composante nulle dans la direction de  $\vec{p}$ ).

- des moments angulaires intrinsèques  $S$  ou spin des particules composant le système.

Le moment angulaire de deux particules s'obtient en combinant le moment orbital  $L$  des deux particules par rapport à leur C. M. et leurs spins.

Le moment angulaire orbital d'un système de trois particules peut s'obtenir en combinant le moment orbital  $l_1$  de deux des particules par rapport à leur C. M. propre, et le moment orbital  $l_2$  de la troisième par rapport au C. M. du système total:



## 2) Cas particuliers d'une particule de masse nulle

Le cas de particules de masse nulle est à envisager séparément. Une particule de masse nulle et de spin  $S$  a comme valeurs propres de spin le long de son impulsion uniquement les valeurs  $+S$  et  $-S$ .

Par exemple, le photon  $\gamma$  a pour valeurs propres:  $J_z = \pm 1$ .

La règle de composition des moments angulaires (orbital + intrinsèque) n'est plus valable; cependant comme pour une autre particule, la projection  $J_z$  du moment angulaire total  $J$ , d'un  $\gamma$  par exemple, le long de sa ligne de vol est tel que:  $J_z = L_z + S_z = S_z$  (avec en plus  $S_z = \pm S$ ).

## 3) Règles de sélection

Pour une désintégration d'une particule de spin  $J$ , outre les

restrictions apportées à la valeur des moments orbitaux, des règles de sélection dérivées de la conservation du moment angulaire interdisent certains processus.

1 - Processus avec  $\gamma$ .

a) Si  $J = 0$ ,  $A \not\rightarrow \pi + \gamma$ .

Selon la direction du  $\gamma$ , le système  $\pi + \gamma$  a en effet  $J_z = \pm 1$  au lieu d'avoir  $J_z = 0$ , car  $l_z = 0$  le long de  $\vec{p}$ . En particulier les transitions  $K^* \rightarrow K + \gamma$  ou  $\eta^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$  excluraient le spin 0 pour  $K^*$  ou  $\eta^0$ .

b) Si  $J = 1$ ,  $A \not\rightarrow 2\gamma$ .

$\eta^0 \rightarrow 2\gamma$  exclut le spin 1 pour le  $\eta^0$ .

$\rho^0$  et  $\omega^0 \not\rightarrow 2\gamma$  car  $J_z = 0$  ou 2 le long de  $\vec{p}$ .

2 - Si  $J$  est impair:  $A \not\rightarrow 2B$  (B: boson de spin 0 et neutre). Ainsi si  $J = 1$ ,  $A \not\rightarrow 2\pi^0$ ;  $\rho^0$  et  $\omega^0 \not\rightarrow 2\pi^0$ . La fonction d'onde de  $2\pi^0$  doit être symétrique (statistique de Bose Einstein) ce qui exclut un moment orbital  $L$  impair (fonction d'onde  $Y_m$  proportionnelle à  $(-1)^L$ ). Par contre  $A \rightarrow 3\pi^0$  est permis. Mais on peut avoir:  $f^0 \rightarrow 2\pi^0$  si  $J = 2$ .

III - Conservation de l'étrangeté  $S$ .

1°) Définition

Les différents états de charge d'une particule sont définis par la 3ème composante  $T_3$  du spin isotopique  $T$ , dont nous parlerons plus loin. Il existe  $2T + 1$  états de charge. La notion de spin

isotopique est une notion qui n'a pas de sens pour les leptons, car dans leurs interactions, il n'est pas conservé.

Soit  $Q_i$  les différents états de charge d'une particule. On appelle centre de gravité des charges la quantité:

$$\langle Q \rangle = \frac{\sum Q_i}{2T+1}$$

Ainsi  $\langle Q \rangle = 0$  pour le méson  $\pi$ ,  $1/2$  pour le nucléon etc ...

Pour ces deux particules on a:

$$\langle Q \rangle = b/2$$

si  $b$  est le nombre baryonique.

On peut étendre cette relation à toutes les particules sauf les leptons, en posant:

$$\langle Q \rangle = \frac{b + S}{2}$$

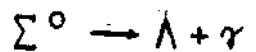
$S$  est par définition l'étrangeté. La quantité  $b + S$  s'appelle l'hypercharge.

On a $S = 0$	pour le méson $\pi$ et le nucléon
On a $S = +1$	pour le méson $K$
On a $S = -1$	pour les hyperons $\Lambda$ et $\Sigma$
On a $S = -2$	pour l'hyperon $\Xi$

L'étrangeté d'une antiparticule est l'opposé de l'étrangeté de la particule. Ainsi le méson  $K^-$  a pour étrangeté  $-1$ . L'étrangeté d'un système de particules est la somme des étrangetés des composantes.

## 2°) Conservation et non-conservation de l'étrangeté Règles de sélection

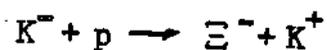
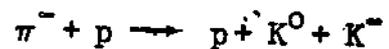
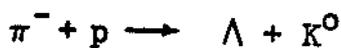
L'expérience montre que l'étrangeté est conservée dans les interactions fortes et les interactions électromagnétiques. Elle est violée dans les interactions faibles. La plupart des désintégrations des particules étranges sont des interactions faibles. L'exception est la désintégration électromagnétique du  $\Sigma^0$ .



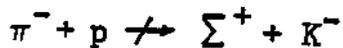
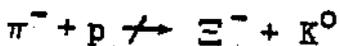
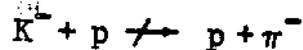
Elle conserve l'étrangeté.

Par contre, les particules étranges sont produites dans des interactions fortes. La conservation de l'étrangeté entraîne la production en paires lorsqu'elles sont produites à partir de  $\pi$  ou de nucléons.

Exemples de réactions autorisées:



Exemples de réactions interdites:

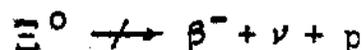
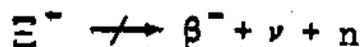


etc...

## 3°) La règle $\Delta S = 1$

Si l'on considère l'ensemble des désintégrations faibles de particules étranges, on constate expérimentalement qu'elles satisfont à la règle  $|\Delta S| = 1$ , que les produits de désintégrations con-

tiennent ou non des leptons. Ainsi les désintégrations suivantes ne sont pas observées :



Nous en déduisons qu'à l'heure actuelle, tous les phénomènes expérimentaux s'expliquent avec une violation de la conservation de l'étrangeté  $S$  dans les interactions faibles, mais avec la règle de sélection :

$$|\Delta S| = 1$$

#### IV - Conservation de la parité $P$

##### 1°) Définition

L'opération parité consiste à effectuer une symétrie du système par rapport à l'origine des axes de coordonnées.

a) Parité intrinsèque d'une particule : On peut représenter les particules de masse non nulle et de spin entier par des champs  $\phi$  ayant des parités bien déterminées, c'est à dire que l'opération parité change le champ  $\phi$  en  $\phi$  ou  $-\phi$ . En effet :

$$P\phi = p\phi$$

comme  $P^2\phi = \phi$ , on a :  $p^2 = 1$ . D'où  $p = \pm 1$ .

Les valeurs de  $p$  s'appelle la parité intrinsèque des particules. On a la classification suivante :

Spin	Parité	Dénomination
0	+	Scalaire
0	-	Pseudoscalaire
1	+	Pseudovecteur
1	-	Vecteur

L'expérience (réaction  $\pi^- + d = n + n$ ) montre que les mésons  $\pi$  ont une parité égale à  $-1$  (avec la convention que les parités du proton et du neutron sont égales à  $+1$ ).

Pour le photon, qui a bien un spin entier, mais qui est de masse nulle, on ne peut pas définir la parité intrinsèque du fait qu'il n'y a pas de système attaché à cette particule.

Pour les particules de spin demi-entier, la situation est plus compliquée. Ces particules sont représentées par des spineurs et par rotation de  $2\pi$ , un spineur  $\psi$  devient  $-\psi$ . L'opération parité est telle que  $P^2 \psi$  peut être égal à  $\pm \psi$ , et  $P = \pm 1$  ou  $\pm i$ . On montre par ailleurs que la parité d'un anti-baryon doit être opposée à celle du baryon.

Par pure convention, on pose:  $P_p = P_n = 1$ .

Les parités de l'anti-proton et l'anti neutron sont alors égales à  $-1$ .

Même avec ces conventions, il y a encore une ambiguïté pour définir la parité des particules étranges. En effet, la parité n'étant pas conservée dans les interactions faibles, il y a toujours

conservation de l'étrangeté dans les réactions où la parité est conservée. Il y a donc toujours 2 particules étranges dans les réactions qui conservent l'étrangeté. Il s'ensuit que l'expérience ne peut fournir que le produit des parités de 2 particules étranges, ou encore leur parité relative.

Posons par convention que la parité du  $\Lambda$  est positive. On peut alors déduire de l'expérience la parité des autres particules étranges:

- Le méson K. ( $K^-$  à l'arrêt dans l'hélium, M. Block et al). L'étude des mésons  $K^-$  à l'arrêt dans une chambre à hélium montre qu'ils sont capturés suivant la réaction:



La notation  ${}_{\Lambda}He^4$  signifie qu'un neutron a été remplacé par un  $\Lambda$  dans l'hélium  $He^4$  (hyperfragment).

Si l'on admet que le spin du  ${}_{\Lambda}He^4$  est bien égale à zéro, on a affaire à 4 particules de spin 0. La conservation du moment angulaire total exige que les moments orbitaux soient égaux des 2 cotés. Alors les produits des parités des particules du système initial et du système final doivent être égales. Avec les conventions  $P_p = P_n = P_{\Lambda} = +1$  et le fait expérimental que  $P_{\pi} = -1$ , on en déduit que  $P_k = -1$ . La parité de l'anti K, doit être égale aussi à -1 puisque les parités des baryons et des anti-baryons sont opposées. D'où:

$$P_k = P_{\bar{K}} = -1$$

- L'hypéron  $\Sigma$ . (Tripp et al. ... Berkeley - Filltuth et al. ... Cern).

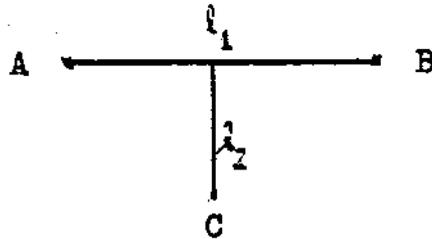


$$P = P_A \times P_B \quad (-1)^l$$

si  $l$  est le moment orbital.

- Système de 3 particules A + B + C.

Reprenons la définition du moment orbital de 3 particules:



$$\text{On a: } P = P_A \times P_B \times P_C \times (-1)^{l_1 + l_2}$$

## 2°) Conservation de P et règles de sélection.

Le résultat fondamental de ces dernières années est que la parité n'est conservée que dans les interactions fortes et électromagnétiques. Elle n'est pas conservée dans les interactions faibles. Il s'ensuit que la notion de parité intrinsèque n'a pas de sens pour les leptons. On peut en déduire des règles de sélection pour les transitions fortes ou électromagnétiques.

### a) Systèmes de $2\pi$ .

Système de  $2\pi$ : La loi:

$$P = P_A \times P_B \times (-1)^l$$

montre que si  $J$  est le spin d'un système de  $2\pi$ , on a  $P = (-1)^J$ .

Application: La parité du  $\rho$  est  $-1$  car son spin est 1.

La parité du  $f^0$  est  $+1$  si son spin est 2.

- Système de  $3\pi$ : La parité peut être quelconque, sauf positive pour les tripions de spin 0, car on a nécessairement  $l_1 + l_2 = 2$

= 0 (Etat  $0^+$  interdit pour  $3\pi$ ).

Application: La parité du  $\eta^0$  est impaire car son spin est nul.

( $\eta^0 - \gamma + \gamma$  exclut le spin 1).

b) Systèmes nucléon-antinucleon:  $N \bar{N}$ .

On a ici:  $P_{N\bar{N}} = (-1) \times (-1)^L = (-1)^{L+1}$

On note les états par la notation habituelle:  $2s + 1l_j$ . Pour les états S et P du moment orbital des systèmes nucléon-antinucleon, les états permis sont les suivants:

$$\begin{array}{ll} 1 S_0: 0^- & 3 P_0 = 0^+ \\ 3 S_1: 1^- & 3 P_1 = 1^+ \\ 1 P_1: 1^+ & 3 P_2 = 2^+ \end{array}$$

Application: L'annihilation  $N + \bar{N} = \pi + \pi$  est interdite dans les états  $1S_0$ ,  $1P_1$ ,  $3P_1$ , car la parité du système  $2\pi$  est égale à  $(-1)^j$ .

#### V - Conjugaison de charge C

1<sup>o</sup>) Définition: L'opération conjugaison de charge a pour effet de changer une particule en son antiparticule. Dans cette opération les charges électriques, baryoniques, leptoniques sont changées de signe; le sens du moment magnétique par rapport au spin est changé. L'étrangeté est aussi changée de signe.

L'opération conjugaison de charge change: p en  $\bar{p}$ , n en  $\bar{n}$ ,  $\pi^+$  en  $\pi^-$ ,  $\pi^0$  en  $\pi^0$ ,  $K^+$  en  $K^-$ ,  $K^0$  en  $\bar{K}^0$ ,  $\Sigma^+$  en  $\bar{\Sigma}^-$ ,  $\Sigma^0$  en  $\bar{\Sigma}^0$ .

Il est important de remarquer que le  $\pi^0$  et son antiparticule sont les mêmes. Ceci n'est pas vrai pour  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  à cause de l'étrangeté, ni pour  $\Sigma^0$  et  $\bar{\Sigma}^0$  à cause de S et b qui changent de

signe. De même si le  $\bar{\pi}^-$  et  $\pi^-$  sont identiques, comme  $\bar{\pi}^+$  et  $\pi^+$ , il n'en est pas de même de  $\bar{\Sigma}^+$  et  $\Sigma^+$  comme de  $\bar{\Sigma}^-$  et  $\Sigma^-$ , à cause de b et S. Par contre le  $K^-$  est bien l'anti  $K^+$ .

Pour les leptons, il existe bien des antiparticules, mais la valeur de C n'étant pas conservée dans les transitions faibles, nous ne parlerons pas davantage des leptons.

Rappelons que la parité d'un baryon et de son anti-baryon sont opposées, alors que les parités d'un boson et de l'anti boson sont les mêmes.

Un théorème important montre que le produit des 3 opérations P, C et T est égal à 1:  $P.C.T. = 1$ .

Dans l'hypothèse où T est conservé pour toutes les interactions, y compris l'interaction faible, on en déduit que C ne peut être conservé dans les interactions faibles, mais que le produit P.C. est conservé.

## 2°) Valeurs propres de la conjugaison de charge

Les états propres de la conjugaison de charge ne peuvent exister que pour des systèmes neutres: charge électrique baryonique leptonique. De plus on doit avoir  $S = 0$ . Les valeurs propres sont  $\pm 1$  puisque  $C^2 = 1$ .

On démontre le théorème important suivant: Si un système consiste en plusieurs particules, qui sont des états propres de C ( $S=b=Q=l=0$ ) la valeur de C de ce système et le produit des valeurs C individuelles de chaque particule.

a) Pour le  $\gamma$  et un système de  $\gamma$ .

Le  $\gamma$  étant représenté par le champ électromagnétique  $A_\mu$ ,  $C$  est égal à  $-1$  pour un  $\gamma$ . Ceci vient de ce que les champs électriques et magnétiques sont renversés si on remplace les électrons négatifs qui les créent par des électrons positifs. Donc pour un système de  $n \gamma$ , la conjugaison de charge  $C$  a pour valeur  $(-1)^n$

$$C|n\gamma\rangle = (-1)^n |n\gamma\rangle ; C(n\gamma) = (-1)^n$$

b) Pour le  $\pi^0$

On a  $\pi^0 \longrightarrow 2\gamma$

d'où

$$C(\pi^0) = +1 .$$

c) Systèmes neutres:  $\pi^+\pi^-$  ou  $K^+K^-$  ou  $K^0\bar{K}^0$  ou  $\pi^+\pi^-\pi^0$

Nous allons appliquer le principe de Pauli au système  $\pi^+\pi^-$  (ou  $K^+K^-$  ou  $K^0\bar{K}^0$ ). Considérons ce système comme un système de  $2\pi$  ( $2K$ ) chaque  $\pi(K)$  étant dans un état particulier d'espace et de charge. Lors que l'on échange les  $2\pi$  (bosons), on doit avoir la fonction d'onde totale qui reste identique à elle-même. On peut faire cet échange par le produit de 3 opérations:

Echange des charges des 2 mesons: on utilise ici la conjugaison de charge. La fonction d'onde est multipliée par  $C$ .

Echange des coordonnées d'espace: cela revient à faire l'opération parité sur la fonction d'onde orbitale. La fonction d'onde est multipliée par  $(-1)^l$ .

Echange des coordonnées de spin: Ici le spin des  $\pi$  est nul. Donc ce terme est  $+1$ .



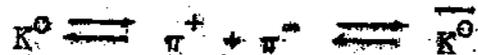
e) Les  $K^0$  et les anti- $K^0$ 

Faisons maintenant les remarques suivantes:

Le  $\pi^0$  est une particule d'une classe telle que l'antiparticule est identique à elle-même.

Le neutron au contraire appartient à une autre catégorie, parce que la charge baryonique de l'anti-neutron est différente. Comme toutes les interactions conservent  $b$ , il ne peut y avoir aucune transition entre un neutron et un antineutron.

Les mésons  $K^0$  ou  $\bar{K}^0$  appartiennent à une catégorie encore différente. Ils sont différents à cause de l'étrangeté qui vaut  $+1$  ou  $-1$ , mais il existe des transitions possibles entre  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ , par l'intermédiaire des interactions faibles. En effet les  $Z$  particules se désintègrent en  $\pi^+ + \pi^-$ .



La raison fondamentale est que  $S$  n'est pas conservé dans les interactions faibles alors que  $b$  est conservé par toutes les interactions.

Le  $K_1^0$  et le  $\bar{K}^0$  ne sont pas fonctions propres de  $C$ .

Recherchons les combinaisons linéaires  $aK^0 - b\bar{K}^0$ , qui seraient fonctions propres de  $C$ , c'est à dire telles que:

$$C|aK^0 + b\bar{K}^0\rangle = \epsilon|aK^0 + b\bar{K}^0\rangle \quad \text{avec} \quad \epsilon = \pm 1$$

On a:

$$c|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad \text{et} \quad c|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

On trouve facilement que ces fonctions sont de la forme  $(K^0 + \bar{K}^0)$  et  $(K^0 - \bar{K}^0)$ .

Pour tenir compte de la normalisation on pose:

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad b = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}$$

On appelle par définition:

$$K_1^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad K_2^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$$

Ces états sont tels que:

$$C|K_1^0\rangle = -|K_1^0\rangle \quad \text{et} \quad C|K_2^0\rangle = +|K_2^0\rangle$$

En fait C n'est pas conservé dans les interactions faibles, puisque T est conservé et que P ne l'est pas (P.C.T. = 1). Cependant P.C. est conservé.

Considérons donc les désintégrations des mésons  $K^0$  en 2 ou 3 mésons  $\pi$ . Ce sont des interactions faibles. Etudions la valeur propre de l'opération PC qui elle, est conservée.

- Pour 2 mésons  $\pi^+ \pi^-$

$$P_{2\pi} = (-1)^l \quad C_{2\pi} = (-1)^l$$

D'où

$$P.C.(2\pi) = +$$

- Pour 3 mésons  $\pi^+ \pi^- \pi^0$

$$P_{3\pi} = (-1)^{l_1+l_2+1} \quad C_{3\pi} = (-1)^{l_1}$$

D'où

$$P.C._{3\pi} = (-1)^{l_2+1} = +1 \text{ pour } 1,3,\dots \\ -1 \text{ pour } 0,2,\dots$$

Donc PC est positif pour 2 mésons  $\pi$  et n'est positif pour 3 mésons  $\pi$  que si  $l_2$  est impair. Comme  $l_1 + l_2$  est pair, on a:  $PC_{3\pi} = +1$ , seulement si  $l_1 = l_2 = 1$  ce qui ralentit fortement la désintégration à cause de la barrière centrifuge.

D'où:

$$PC_{3\pi} = +1 \quad \text{si } l_1 = l_2 = 1 \quad \text{et} \quad PC_{3\pi} = -1 \quad \text{si } l_1 = l_2 = 0$$

Dans l'état initial  $K_1^0$  et  $K_2^0$ , il est facile de voir que  $P = -1$  ( $P_{K^0} = P_{\bar{K}^0} = -1$ ), donc  $PC = +1$  pour  $K_1^0$  et  $-1$  pour  $K_2^0$ .

$$PC_{K_1^0} = +1 \quad PC_{K_2^0} = -1$$

D'où le résultat important;

La désintégration en  $2\pi$  est permise seulement pour la combinaison  $K_1^0$ . La désintégration en  $3\pi$  est permise pour  $K_1^0$  et  $K_2^0$  mais pour  $K_1^0$  elle doit se faire avec un moment angulaire élevé. D'autre part, la probabilité de transition  $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  doit être plus grande que  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  à cause de l'espace des phases. D'où:

$$W(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \gg W(K_2^0 \rightarrow 3\pi) \quad \text{à cause de l'espace des phases}$$

et

$$W(K_2^0 \rightarrow 3\pi) \gg W(K_1^0 \rightarrow 3\pi) \quad \text{à cause de la barrière centrifuge.}$$

Un méson  $K^0$  apparaît donc comme la superposition de 2 particules en quantités égales ayant des vies moyennes très différentes:

$$\tau_{K_1^0} \sim 10^{-10} \text{ sec}$$

$$\tau_{K_2^0} \sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

L'expérience a pleinement vérifié ces conséquences.

f) Systèmes  $K_1^0 K_1^0$  et  $K_1^0 K_2^0$ .

Le  $K_1^0$  et le  $K_2^0$  étant valeurs propres de la conjugaison de charge, la valeur C d'un système  $K_1^0 K_1^0$  ou  $K_1^0 K_2^0$  est le produit des valeurs C des  $K_1^0$  ou  $K_2^0$  composants le système. On a donc.

$$C_{K_1^0 K_1^0} = C_{K_2^0 K_2^0} = +$$

$$C_{K_1^0 K_2^0} = -$$

La désintégration des  $K_1^0$  et  $K_2^0$  ne conservant pas  $C$  mais le produit P.C., il est intéressant de considérer les valeurs propres des opérateurs P.C.

On a:

$$P_{K_1^0 K_1^0} = P_{K_2^0 K_2^0} = P_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^l$$

D'où le résultat important:

$$PC_{K_1^0 K_1^0} = PC_{K_2^0 K_2^0} = (-1)^l$$

$$PC_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^{l+1}$$

Dans le cas  $K_1^0 K_1^0$  ou  $K_2^0 K_2^0$ , on a affaire à 2 bosons identiques donc  $l$  est pair. Donc

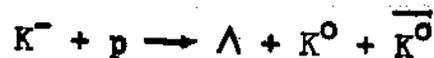
$$PC_{K_1^0 K_1^0} = PC_{K_2^0 K_2^0} = +$$

Examinons le cas  $K_1^0 K_2^0$ .

Supposons que cet état ait été produit dans l'état  $K^0 \bar{K}^0$  dans une interaction forte. Par exemple:



ou encore



On a:

$$C_{K^0 \bar{K}^0} = (-1)^l \quad P_{K^0 \bar{K}^0} = (-1)^l$$

D'où:

$$PC_{K^0 \bar{K}^0} = +$$

Puisque PC est conservé dans la désintégration suivant le mode  $K_1^0 K_2^0$ ,

on a:

$$PC_{K_1^0 K_2^0} = +$$

Comme on a obtenu d'autre part  $PC_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^{l+1}$ , on en déduit que  $l$  donc  $J$  est impair pour le système  $K_1^0 K_2^0$  lorsqu'il a été produit avec  $S = 0$  ( $K^0 \overline{K^0}$ ).

En résumé:

$$PC_{K_1^0 K_1^0} = PC_{K_2^0 K_2^0} = + : \quad J \text{ pair}$$

$$PC_{K_1^0 K_2^0} = +$$

si le système  $K_1^0 K_2^0$  a été produit avec  $S = 0$  ( $K^0 \overline{K^0}$ ). D'où:  $J$  impair. Donc si  $S = 0$  à la production, les systèmes  $K_1^0 K_1^0$  (ou  $K_2^0 K_2^0$ ) et  $K_1^0 K_2^0$  ont des spins différents.

Donc dans tous les cas une particule ne peut avoir simultanément les 2 modes de désintégration:  $K_1^0 K_1^0$  et  $K_1^0 K_2^0$ .

Si  $S = 0$  à la production, les spins sont différents.

Si  $S = 2$  à la production ( $\pi^- + p \rightarrow \Xi^0 + K^0 + K^0$ ), les spins sont les mêmes et sont pairs (Bose):  $PC_{K_1^0 K_1^0} = - PC_{K_1^0 K_2^0}$ .

### 3°) Conservation de C et règles de sélection

Nous avons vu que:

C est conservé dans les interactions fortes et électromagnétiques.

P.C. est conservé aussi dans les interactions faibles (probablement).

On peut en déduire des règles de sélection:

- a)  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  mais  $\pi^0 \nrightarrow 3\gamma$  interdit.
- b) Dipions:  $A \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Exemple:  $\rho_0^+$  ou  $f^0$ .

$$\text{on a: } j_A = l \quad \text{D'où } C_A = (-1)^j$$

$$\text{D'où: } C_A = P_A.$$

Le spin du  $\rho$  est impair ( $J = 1$ ) donc la désintégration en  $2\gamma$  est interdite. Celle en  $3\gamma$  ou  $\pi^0 + \gamma$  est permise.

- c) Tripions: C'est le cas par exemple du  $\omega^0$  ( $\pi^+ \pi^- \pi^0$ ) ou du  $\eta^0$  ( $\pi^+ \pi^- \pi^0$ ). Nous avons vu que  $C$  était égal à  $(-1)^{l_1}$ ,  $l_1$  étant le moment angulaire relatif entre le  $\pi^+$  et le  $\pi^-$ .

#### Cas du $\eta^0$ :

Puisque  $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$  on en déduit que  $C = +1$ , donc  $l_1$  est pair. D'autre part nous avons vu que les règles de sélection du moment angulaire entraînent  $J$  pair. Donc si  $J = 0$ , on a  $l_1 = l_2 = 0$ .

- d) Nous rappelons la règle:  $K_2^0 \nrightarrow \pi^+ + \pi^-$

$$\text{car } C_{K_2^0} = -1$$

- f) Nous avons vu que: une particule ne pouvait se désintégrer simultanément en  $K_1^0 K_1^0$  (ou  $K_2^0 K_2^0$ ) et  $K_1^0 K_2^0$ .

## VI - Symétrie de charge et indépendance de charge spin isotopique

1<sup>o</sup>) Définition: Les forces agissant entre protons et neutrons sont dites:

- a) indépendantes de charge si:

$$\text{forces (p-p)} = \text{forces (n-n)} = \text{forces (p-n)}$$

b) symétriques de charge si:

$$\text{forces (p-p)} = \text{forces (n-n)}.$$

En fait les forces nucléaires sont bien indépendantes de charge et à fortiori symétriques de charge. Cette propriété de l'indépendance de charge se trouve être vérifiée expérimentalement à l'heure actuelle pour toutes les interactions fortes.

Pour rendre compte de cette loi, on introduit une quantité nouvelle  $T$ , appelée spin isotopique, d'une forme mathématique analogue à celle du moment cinétique.

Pour les particules de spin isotopique  $1/2$ , cette quantité est un spineur dans l'espace du spin isotopique (isospineur). Pour les particules de spin isotopique  $1$ , c'est un vecteur (isovecteur).

L'hamiltonien des interactions fortes doit commuter avec l'opérateur spin isotopique.

De même que la conservation du moment cinétique vient de l'invariance du moment cinétique dans les rotations de l'espace ordinaire, de même la conservation du spin isotopique vient de l'invariance du spin isotopique dans les rotations de l'espace du spin isotopique.

La symétrie de charge est assurée par l'invariance par rotation de  $180^\circ$  autour d'un axe perpendiculaire au 3ème axe (l'axe 2 par exemple).

Toujours par analogie avec le spin, la projection sur un axe du spin isotopique  $T$  a  $2T + 1$  valeurs qui décrivent les différents états de charge de la particule.

Ceci permet de déduire la valeur de  $T$  pour les différentes particules :

Nucléon:	proton-neutron	$2T + 1 = 2$	$T = 1/2$
Hypéron $\Lambda$		$2T + 1 = 1$	$T = 0$
Hypéron $\Sigma$		$2T + 1 = 3$	$T = 1$
Hypéron $\Xi$		$2T + 1 = 2$	$T = 1/2$
Méson $\pi$		$2T + 1 = 3$	$T = 1$
Méson $K^0$		$2T + 1 = 2$	$T = 1/2$

On a la relation fondamentale de Gell'Mann, entre la charge  $Q$ , la 3<sup>ème</sup> composante  $T_3$ , le nombre baryonique  $b$  et l'étrangeté  $S$ :

$$Q = T_3 + \frac{b + S}{2}$$

La quantité  $b + S = U$  est souvent appelée l'hypercharge.

On n'attribue pas de spin isotopique au photon ou aux leptons, puisque les interactions électromagnétiques ou faibles ne conservent pas le spin isotopique  $T$ .

## 2<sup>e</sup>) Invariances pas rotation dans l'isoespace

Les interactions fortes conservent le spin isotopique, celui-ci est invariant dans les rotations dans l'espace du spin isotopique.

a) Rotation autour du 3<sup>ème</sup> axe. Cette rotation conserve  $T_3$ . Elle entraîne donc la conservation de la charge  $Q$ , si  $S = 0$ . D'une manière plus générale, lorsque  $S$  est différent de zéro, on peut dire que la conservation de  $Q$ ,  $T_3$  et  $b$  entraîne celle de  $S$ .

b) Rotation autour du 2ème axe de l'isoespace. C'est l'opération symétrie de charge. Cette transformation va changer de signe la composante  $T_3$  du spin isotopique et donc changer le proton et le neutron, le  $K^+$  et le  $K^0$ , le  $\pi^+$  et le  $\pi^-$  etc. ...

Par analogie avec le moment cinétique, les particules de spin isotopique 1/2 ont dans l'espace du spin isotopique, la même forme mathématique que celle d'un spin 1/2.

La partie de la fonction d'onde qui décrit l'état de spin isotopique est donc un spineur, que l'on appelle un isospineur. On dit que ces particules sont des isofermions (exemple: nucléon,  $K$ ,  $\Xi$ ).

De même les particules de spin isotopique égal à 1 sont des isovecteurs. Les particules de spin entier sont des isovecteur (exemple:  $\Lambda$ ,  $\pi$ ,  $\Sigma$ ).

Si l'on appelle  $R$ , l'opérateur rotation de  $180^\circ$  autour du 2ème axe du spin isotopique, on démontre en utilisant les propriétés mathématiques de l'isospineur et de l'isovecteur:

$$R \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n \\ -p \end{pmatrix} \quad R \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^- \\ \pi^0 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \pi^- \\ \pi^+ \\ \pi^0 \end{pmatrix}$$

L'invariance par symétrie de charge entraîne l'égalité de certaines sections efficaces: Par exemple  $K^+ + p$  et  $K^0 + n$  ou  $K^- + p$  et  $\bar{K}^0 + n$ .

c) Rotation autour d'un axe quelconque: Cette transformation assure la conservation de  $T$ . Elle a des applications pratiques importantes: Dans une transition forte, elle veut dire que la décomposition de la fonction d'onde dans les différents états de spin iso-

rique avec certains coefficients est la même dans l'état initial et l'état final.

De plus l'élément de matrice de la transition ne dépend que du spin isotopique  $T$  du système:

Application à la résonance.  $N_{3/2 \ 3/2}$

Considérons l'état  $\pi^+ p$  et  $\pi^- p$ . Le premier est dans un état pur de spin isotopique  $3/2$  puisque  $T_3(\pi^+) = +1$  et  $T_3(p) = +1/2$ . Au contraire l'état  $\pi^- p$  est soit dans un état  $T = 1/2$  soit  $T = 3/2$  puisque  $T_3 = -1/2$  ( $-1 + 1/2$ ). En utilisant les coefficients de Glebsch-Gordan; on a:

$$\pi^+ + p \longrightarrow |T, T_3\rangle = \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle$$

$$\pi^- + p \longrightarrow -\sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$$

L'état  $\pi^- p \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$  comprend l'état final  $\pi^- p$  mais aussi l'état  $\pi^0 n$ . On a:

$$\left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \pi^- p + \sqrt{\frac{2}{3}} \pi^0 n$$

Appelons  $f_1(\theta)$  l'amplitude de diffusion dans l'état  $T = 1/2$  et  $f_3(\theta)$  l'amplitude de diffusion pour  $T = 3/2$ .

A la résonance  $f_3(\theta)$  devient très grande puisque la résonance a lieu pour  $T = 3/2$ . Au contraire,  $f_1(\theta)$  va garder sensiblement la même valeur et donc va être beaucoup plus faible que  $f_3(\theta)$  à la résonance. L'expérience montre que  $f_1(\theta)$  est très petit et nous pouvons le supposer négligeable.

Alors à la résonance toute la section efficace de diffusion des  $\pi$  avec ou sans échange de charge est due à l'état  $T = 3/2$ . La

section efficace différentielle totale est proportionnelle au carré de l'amplitude de diffusion, on a donc:

$$\text{Amplitude } T = 3/2$$

$$\pi^+ + p = f_3(\theta)$$

$$\text{Amplitude } T = 3/2$$

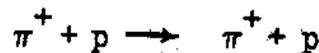
$$\begin{aligned} \pi^- + p &= \sqrt{\frac{1}{3}} f_3(\theta). \text{ Puisque } \pi^- + p = \\ &= -\sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

D'où

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \pi^+ = f_3^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \pi^- = \frac{1}{3} f_3^2$$

La section efficace différentielle totale des  $\pi^-$  (diffusion simple et échange) doit être le tiers de la section efficace de diffusion des  $\pi^+$  à la résonance. C'est bien ce que l'expérience vérifie.

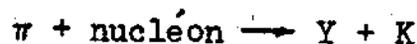
D'une manière plus générale, même en dehors de la résonance, on peut relier les 3 sections efficaces des 3 réactions:



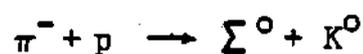
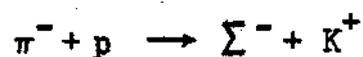
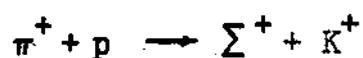
par des relations puisqu'elles ne dépendent que de  $f_1(\theta)$  et  $f_3(\theta)$  amplitudes de diffusion dans l'état  $T = 1/2$ , et  $T = 3/2$ .

L'indépendance de charge (conservation de  $T$ ) permet de relier des sections efficaces pour des processus à interaction forte.

On peut l'appliquer, comme nous l'avons fait aux réactions  $\pi + \text{nucléon} \longrightarrow \pi + \text{nucléon}$ , mais aussi aux réactions:



Y: hyperon



L'expérience a toujours vérifiée la conservation de T.

On peut l'appliquer aussi aux désintégrations des résonances, lorsqu'elles se désintègrent par interaction forte. Nous verrons comment on a étendu ce genre de raisonnement, dans le chapitre sur les  $\Xi$ , aux interactions faibles, bien qu'elles ne conservent pas T, en supposant la règle  $\Delta T = 1/2$  à la place de  $\Delta T = 0$ , pour les interactions faibles.

### 3°) Règles de sélection.

Le spin isotopique d'un système de particules s'obtient en additionnant les spins isotopiques des composantes en utilisant les mêmes règles d'addition que celles du moment cinétique. Ainsi nous avons vu que le système  $\pi$  nucléon avait soit  $T = 1/2$ , soit  $T = 3/2$ .

a) Système  $\pi^+ \pi^-$ . Considérons un système de  $2\pi(\pi^+ \pi^-, \pi^+ \pi^0$  ou  $\pi^- \pi^0)$ , dans un état de spin isotopique T. Nous pouvons appliquer le principe de Pauli généralisé. On suppose que l'on a affaire à 2 particules identiques ( $2\pi$ ) l'une dans un état  $\pi^+$ , l'autre dans un état  $\pi^-$ . On échange ces 2 particules en échangeant, leur 3<sup>ème</sup> composante de spin isotopique, la fonction d'espace (et aussi la fonction de spin, mais ici la spin est nul). La fonction d'onde totale doit être multipliée par +1 (bosons). On doit donc avoir pour un système de  $2\pi$ :

$$+1 = (-1)^T \times (-1)^l$$

↙  
échange de  
T3

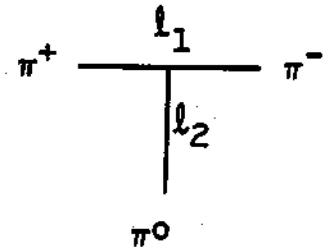
D'où la règle:  $T + l$  pair.

Applications: Le  $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$  a  $T = 1$ , donc  $J$  est impair.

Le  $f^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  a  $T = 0$ , donc  $J$  est pair.

Il faut, bien sur, que la désintégration ait lieu par interaction forte.

b) Système  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ .



Le même raisonnement montre que:

$$T_{\pi^+ \pi^-} + l_1 = \text{est pair.}$$

Si on a un système  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  avec  $T = 0$ , on a  $T_{\pi^+ \pi^-}$  égal à 1. Donc  $l_1$  est impair. Donc:  $C_{\pi^+ \pi^- \pi^0} = (-1)^{l_1} = -1$  si  $T = 0$ . Donc la désintégration en 2 ou 3  $\pi^0$  est interdite. Ceci s'applique à  $\omega$ , mais pas au  $\eta$  car la désintégration du  $\eta$  est électromagnétique.

## VII. - La parité isotopique G.

### 1°) Définition:

Examinons des systèmes tels que  $b = 0$ ,  $S = 0$ . C'est par exemple le méson  $\pi$  ou un ensemble de mésons  $\pi$  ( $\eta$ ,  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $f_0$ ) ou encore le système  $N\bar{N}$ : nucléon, antinucléon ou encore le système  $K\bar{K}$ . Ces systèmes ont tous un spin isotopique entier. Considérons ces systèmes dans l'état  $T = 1$ . Ce sont des isovecteurs dans l'espace du spin isotopique. Ils peuvent avoir la charge +1 ou la charge 0, ou la

charge -1. Lorsqu'ils ont la charge 0, ce sont des états propres de la conjugaison de charge C. Rappelons la valeur de C pour ces systèmes:

$$\begin{aligned} \pi^+ \pi^- \text{ ou } K^+ K^- &\longrightarrow C = (-1)^l \quad l, \text{ moment angulaire} \\ \bar{p} \bar{p} \text{ ou } \bar{n} \bar{n} &\longrightarrow C = (-1)^{l+s} \quad s, \text{ somme des spins de } N \text{ et } \bar{N}. \end{aligned}$$

Lorsque ces systèmes sont dans un état chargé ( $T_3 \neq 0$ ) ils ne sont plus dans un état propre de C.

La parité G est une opération qui a une valeur propre pour ces systèmes même s'ils sont dans l'état chargé.

Par définition la parité G est le produit de l'opération C (conjugaison de charge) par l'opérateur R (rotation de  $180^\circ$  autour du 2ème axe de spin isotopique).

$$G = CR$$

Cet opérateur, contenant R, ne commute qu'avec l'hamiltonien des interactions fortes. Donc G n'est conservé que dans les interactions fortes.

Nous avons vu que l'opération R transformait un isovecteur  $\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$  en  $\begin{pmatrix} \pi^- \\ \pi^0 \\ \pi^+ \end{pmatrix}$ . Puisque la conjugaison de charge transforme  $\pi^+$  en  $\pi^-$  et que le  $\pi^0$  a pour valeur propre +1 pour la conjugaison de charge, on a:

$$G \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} = C R \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} = - C \begin{pmatrix} \pi^- \\ \pi^0 \\ \pi^+ \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$$

Donc le méson  $\pi$  est un état propre de G avec la valeur propre -1. On voit qu'il y a similitude entre le rôle de G dans l'espace du spin isotopique sur l'isovecteur  $\pi$  et le rôle de P

dans l'espace ordinaire sur un vecteur. De là vient le nom de parité  $G$  donnée à cet opérateur.

On en déduit que  $G$  commute avec  $T_3$ . Donc la valeur de  $G$  est indépendante de  $T_3$ .  $G$  a pour fonction propre l'isovecteur avec la même valeur propre quelque soit  $T_3$ .

Donc les systèmes  $b = 0$ ,  $S = 0$  (par exemple: système de  $\pi$ ,  $KK$ ,  $NN$ ) sont valeurs propres de  $G$  et ont la même valeur propre quelque soit leur état de charge.

## 2°) Valeurs de $G$ pour différents systèmes. ( $b = 0$ , $S = 0$ ).

En utilisant la remarque précédente, nous voyons que l'on peut trouver la parité  $G$  d'un système en regardant la parité  $G$  de l'état neutre  $T_3 = 0$ . Ces systèmes ont alors un  $C$  bien déterminé et il suffit de regarder l'effet de l'opérateur  $R$ .

Remarquons également que tous les systèmes avec  $b = 0$  et  $S = 0$  sont de spin isotopique entier. En effet, pour ces systèmes  $Q = T_3$ . Donc  $T_3$  et par suite  $T$  est entier.

a) considérons un système composé de bosons  $A, B, C, \dots$  tels que  $b = 0$ ,  $S = 0$ . Les bosons  $A, B, C, \dots$  composant le système sont donc des états propres de la parité  $G$ . On démontre que la parité  $G$  du système est égale au produit des parités  $G$  de tous les bosons  $A, B, C, \dots$

Application: La parité  $G$  d'un système de  $n$   $\pi$  est  $(-1)^n$

$$G_{n\pi} = (-1)^n.$$

b) Système  $T = 0$ : Nous considérons maintenant des systèmes tels

que les composants ne soient pas états propres de  $G$ ; Ce sont par exemple les systèmes  $K\bar{K}$  ou  $N\bar{N}$ . Pour les systèmes à  $T = 0$ , l'effet de  $R$  est égal à 1 (puisque  $R = e^{i\pi T_2} = e^{i\pi \cdot 0} = 1$ ). On a donc:

$$T = 0 \qquad G = C$$

c) Système  $T = 1$ : Le cas  $T = 1$  est par exemple celui du méson  $\pi$ , isovecteur dans l'espace du spin isotopique. Nous avons vu que dans ce cas  $G = -1$ . Remarquons que nous avons dans ce cas pour l'état neutre  $T_3 = 0$ ,  $G = -C$ . En effet, pour le système  $\pi^+\pi^-$ , on a  $C = (-1)^l$ . Or nous avons vu au paragraphe précédent que  $l + T$  devait être pair, on a donc  $l$  impair d'où  $C = -1$ .

d) Cas général d'un système  $A + \bar{A}$  de spin isotopique  $T$

Nous supposons maintenant que  $A$  n'est pas état propre de  $G$ .  $A$  est par exemple un nucléon  $N$  ou un méson  $K$ . Il faut l'associer à l'antiparticule  $\bar{A}$  pour avoir un système  $b = 0$ ,  $S = 0$ .

Ce sera par exemple le cas d'un système  $N\bar{N}$ , nucléon anti nucléon, ou encore un système  $K\bar{K}$ . Nous n'avons pas besoin de préciser l'état de charge puisque la parité  $G$  ne dépend que de  $T$  et non de  $T_3$ .

On obtient la valeur de  $G$  de ces systèmes en étudiant l'état neutre ( $T_3 = 0$ ).

Nous avons vu que pour  $T = 0$ , on a:  $G = C$

De même pour le méson  $\pi$ ,  $T = 1$ , on a:  $G = -C$ .

La relation est générale. On démontre que pour un système de spin isotopique  $T$ , on a:

$$G = C \times (-1)^T$$

Cette formule découle de la définition de  $G = CR$  et de la propriété de  $R$  (rotation de  $180^\circ$  autour du 2ème axe de l'isoespace) qui a pour effet de multiplier la fonction d'onde par  $(-1)^T$ .

### Cas des bosons

a) Système  $\pi\pi$ . Nous savons déjà que  $G = +1$  pour un système de  $2\pi$ . Retrouvons le:

Le système neutre est  $\pi^+\pi^-$  et on a:

$$C_{\pi^+\pi^-} = (-1)^l$$

D'où

$$G_{\pi^+\pi^-} = (-1)^l \times (-1)^T = (-1)^{l+T}$$

Or nous avons vu que le spin isotopique entraînait que  $l+T$  devait être pair, d'où:

$$G_{\pi\pi} = +1$$

b) Système  $K^+K^-$  ou  $K^0\bar{K}^0$ . On a de même  $G = C \times (-1)^T$ .

Si  $C$  est la conjugaison de charge du système  $K^+K^-$ . On a:

$$C = (-1)^l. \text{ D'où: } G_{K^+K^-} = G_{K^0\bar{K}^0} = (-1)^{T+l}$$

c) Systèmes  $K_1^0 K_1^0$ ,  $K_2^0 K_2^0$  et  $K_1^0 K_2^0$ .

Nous avons vu que pour ces systèmes:  $C_{K_1^0 K_1^0} = C_{K_2^0 K_2^0} = +$

$$C_{K_1^0 K_2^0} = -.$$

On en déduit:

$$G_{K_1^0 K_1^0} = G_{K_2^0 K_2^0} = (-1)^T$$

$$G_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^{T+1}$$

### Cas des fermions

On peut appliquer la relation générale  $G = C \times (-1)^T$  au système  $N\bar{N}$  nucléon-anti nucléon.

Pour les systèmes  $p\bar{p}$  ou  $n\bar{n}$ , on a

$$C = (-1)^{\ell+s}$$

D'où:

$$G_{N\bar{N}} = (-1)^{\ell+s+T}$$

Dans les cas particulier du système  $p\bar{n}$ , on a  $T = 1$ . D'où

$$G_{p\bar{n}} = (-1)^{\ell+s+1}$$

En Resume: Nous avons vu que la parité  $G$  d'un système  $b = 0; S = 0$  était la même quelque soit l'état de charge, lorsque  $T$  était fixe.

La parité  $G$  est donc celle du système neutre ( $T_3 = 0$ ).

On a:

$$G = C \times (-1)^T$$

Cette formule est générale. Tout système  $b = 0, S = 0$  a un spin isotopique entier. Il a donc un état neutre ( $T_3 = 0$ ) qui est état propre de  $C$ . La parité  $G$  est égale à:

$$G = C \times (-1)^T$$

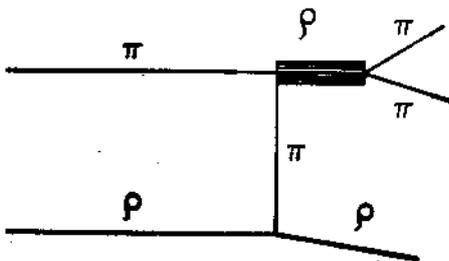
### 3°) Règles de sélection

Rappelons que la parité  $G$  n'est conservée que dans les interactions fortes.

La principale règle la plus utile en pratique est celle qui détermine le nombre de pions qui peuvent être couplés par interaction

forte à un boson ( $S = 0$ ). La parité  $G$  d'un système de  $n \pi$  étant  $(-1)^n$ , on en déduit que le  $\rho$  et le  $f^0$  se désintégrant en  $2\pi$ , ne le peuvent pas en  $3\pi$ . La situation est inverse pour le  $\omega$ .

D'autre part, les dipions tels le  $\rho$  ou le  $f^0$  peuvent être produits dans les collisions périphériques par échange d'un  $\pi$  suivant le schéma suivant:



Enfin, de la même façon, dans les annihilation d'anti nucléons, en  $n\pi$ , la parité  $G$  du système  $NN$  donne des règles de sélection.

APPLICATION DES LOIS DE CONSERVATION

I - Résumé.

Forte: S.I.

3 types d'interactions: Electromagnétique: E.M.

Faible: W.I.

1°) Il y a d'abord les grandeurs qui sont conservées dans toutes les interactions: Ce sont: Energie E, Moment  $\vec{p}$ , Moment cinétique  $\vec{J}$ . Charge baryonique b, charge électrique Q, charge leptonique l. Inversion du temps (non prouvé pour W.I.).

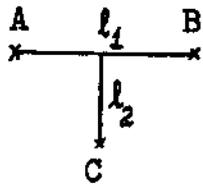
Il y a ensuite, la parité P, l'étrangeté S, la conjugaison de charge C, le spin isotopique T, la parité isotopique G.

	P	S	C	T	G	PC
S.T.	oui	$\Delta S = 0$	oui	oui $\Delta T = 0$	oui	oui
E.M.	oui	$\Delta S = 0$	oui	non	non	oui
W.I.	non	$ \Delta S  = 1, 0$	non	$ \Delta T  = \frac{1}{2}?$	non	oui?

PC est identique à l'inversion du temps  $\mathcal{C}$ , par ce que  $P.C.\mathcal{C} = 1$ .

2°) Règles pour calculer P, S, C, T, G.

a) Parité P:  $P_{\text{Fermion}} = - P_{\text{anti-fermion}}$   
 $P_{\text{Boson}} = P_{\text{anti-boson}}$



$$\begin{aligned}
 P_{\text{Nucléon}} &= P_A = P_B = + & P_C &= ? \\
 P_{\pi} &= P_K = -1 \\
 P_{AB} &= P_A \times P_B \times (-1)^l \\
 P_{ABC} &= P_A \times P_B \times P_C \times (-1)^{l_1+l_2}
 \end{aligned}$$

b) Spin isotopique T.

Nombre d'états de charge =  $2T+1$ .

Les Règles d'addition sont identiques à celles du moment cinétique.

c) Etrangeté S.

$$Q = T_3 + \frac{b+S}{2}$$

d) Conjugaison de charge C.

Etats propres:  $b = 0, l = 0, Q = 0, S = 0$ .

Pour le photon

$$\begin{aligned}
 C_{\gamma} &= -1 \\
 C_{ABC\dots} &= C_A \times C_B \times C_C \times \dots
 \end{aligned}
 \quad \left\{ \begin{array}{l} C_{\pi^0} = 1 \\ C_{n\pi^0} = 1 \\ C_{n\gamma} = (-1)^n \end{array} \right.$$

si A, B, C ... sont états propres de C.

$$C_{\pi^+\pi^-} = C_{K^+K^-} = C_{K^0\bar{K}^0} = (-1)^l = (-1)^J$$

$$C_{\pi^+\pi^-\pi^0} = (-1)^{l+1}$$

$$C_{p\bar{p}} = C_{n\bar{n}} = (-1)^{l+S}$$

$$P_{K_1^0} = P_{K_2^0} = -1$$

$$C_{K_1^0} = -1 \quad C_{K_2^0} = +1$$

$$PC_{K_1^0} = +1$$

$$PC_{K_2^0} = -1$$

e) Parité isotopique G.  $G = G_A \cdot G_B = C \cdot e^{i\pi T_2}$

Etats propres  $b = 0$   $l = 0$   $S = 0$   $Q = \text{quelconque.}$

Tous ces systèmes ont  $T$  entier. Donc il y a un état neutre ( $T_3 = 0$ ), qui est état propre de  $G$ . On a:

$$G = C \times (-1)^T \rightarrow G_\pi = -1$$

$$G_{ABC\dots} = G_A \times G_B \times G_C \times \dots$$

si  $A, B, C, \dots$  sont états propres de  $G$ .

On a donc

$$G_{n\pi} = (-1)^n$$

f) Systèmes  $K\bar{K}$ .

$$C_{K^+K^-} = C_{K^0\bar{K}^0} = (-1)^J \quad C_{K_1^0 K_1^0} = + \quad C_{K_1^0 K_2^0} = -$$

$$P_{K^+K^-} = P_{K^0\bar{K}^0} = (-1)^J \quad P_{K_1^0 K_1^0} = (-1)^J \quad P_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^J$$

$$PC_{K^+K^-} = PC_{K^0\bar{K}^0} = +$$

$$PC_{K_1^0 K_1^0} = (-1)^J \text{ mais } J \text{ pair (Bose), donc: } PC_{K_1^0 K_1^0} = +$$

$$PC_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^{J+1} = + \text{ s'ils ont été produits comme } K^0\bar{K}^0,$$

c'est à dire avec  $S = 0$ . Dans ce cas on a donc:  $J$  impair.

$$G_{K^+K^-} = (-1)^{J+T} \quad G_{K_1^0 K_1^0} = (-1)^T \quad G_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^{T+1}$$

g) Système  $p\bar{p}$  ou  $n\bar{n}$ :

$$P_{\bar{p}p} = (-1)^{l+1}, \quad C_{\bar{p}p} = (-1)^{l+s}, \quad PC_{\bar{p}p} = (-1)^{s+1}, \quad G_{\bar{N}N} = (-1)^{l+s+T}$$

Nous allons appliquer maintenant les règles de sélection à la désintégration de quelques bosons ( $S=0$ ) et à l'annihilation des anti-protons.

## II - Le méson $\rho$ .

Le méson  $\rho$  ayant une largeur importante ( $\sim 100$  Mev) il se désintègre sûrement par interaction forte. Puisqu'il se désintègre en  $2\pi$ , on a  $G = +1$ .

D'autre part son spin isotopique est 1, puisqu'on l'observe sous forme  $\pi^+ \pi^-$ ,  $\pi^+ \pi^0$  et  $\pi^- \pi^0$ .

Or les règles de sélection du spin isotopique ont montré que  $T + J$  était pair. Donc  $J$  est impair. L'expérience montre que  $J = 1$ . La parité  $P$  est elle aussi impaire, puisque  $P = (-1)^L$ .

Le méson  $\rho$  est représenté par

$$\rho = 1^{-+}$$

Ajoutons que  $C = (-1)^L$  est égal à  $-1$ . On vérifie la loi

$$G = C \times (-1)^T$$

Ajoutons que  $\rho$  ne peut pas se désintégrer en  $2\pi^0$ . En effet un système de  $2\pi^0$  a forcément un  $J$  pair (statistique de Bose).

## III - Le méson $\eta$ .

La désintégration du  $\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  est très probablement électromagnétique et ceci pour les raisons suivantes:

En effet, si la désintégration était forte, les nombres quantiques

permis seraient (JPG).

$$0^{--} \quad 1^{--} \quad 1^{+-}$$

En effet  $G = -1$  ( $3\pi$ ) et donc  $C = -1$ , car  $G = C \times (-1)^T$  et expérimentalement  $T = 0$  (on n'observe pas le  $\eta^+$  et le  $\eta^-$ ). Par ailleurs l'état  $0^+$  est interdit, (conservation de la parité).

Dans ces conditions on devrait avoir une largeur importante alors qu'elle est inférieure à quelques Mev. De plus on devrait observer la désintégration  $\rho \rightarrow \eta^0 + \pi$ , qui n'a pas été observée.

Enfin et c'est l'argument le plus fort, on observe un rapport

$$\frac{\eta^0 \rightarrow \text{modes neutres (non visibles)}}{\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0} = 3$$

Ce rapport est très important d'autant plus que la désintégration  $\eta^0 \rightarrow 2\pi^0$  est interdite par conservation de  $G$  et que  $\eta^0 \rightarrow 3\pi^0$  est interdite par conservation de  $C$ . En effet  $C_{3\pi^0} = +1$  et la relation  $G = C \times (-1)^T$  donne  $C = -1$  puisque  $G = -1$  et  $T = 0$ .

Examinons le cas d'une désintégration électromagnétique. Le spin  $J$  est égal à zéro (si l'on exclut les spins 2 et supérieurs) car  $\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  est observé et  $\eta^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$  n'est pas observé. Cette désintégration ( $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ ) entraîne que  $C = +1$ . Il suffit de supposer  $G = +1$  pour expliquer que le  $\eta$  ne se désintègre pas en  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  par interaction forte.

Donc:

$$\eta \rightarrow 0^{++}$$

On comprend alors que  $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  n'a pas lieu ni par interaction forte, ni par interaction électromagnétique. En effet la pa-

rité d'un système  $\pi^+\pi^-$  est paire si  $J = 0$  ( $P = (-1)^L$ ).

Le  $\eta^0$  pourrait se désintégrer en  $4\pi$ , mais sa masse est juste trop faible pour le permettre.

Par contre, le mode électromagnétique  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  est permis et a été récemment observé.

#### IV - Le méson $\varphi$ . $M = 1020$ Mev

Il se désintègre en  $K^+K^-$  ou en  $K_1^0K_2^0$ . Il a été observé dans les réactions:



Rappelons qu'un système  $K_1^0K_1^0$  et un système  $K_1^0K_2^0$  ne peuvent se désintégrer dans les mêmes états.

Revenons au  $\varphi^0$  qui lui est un système  $K_1^0K_2^0$ . On a:

$$PC = (-1)^{J+1}$$

On a  $J$  impair car le système  $K_1^0K_2^0$  a été produit dans un état  $S = 0$  ( $K^0\bar{K}^0$ ).

En eff:

$$C_{K^0\bar{K}^0} = (-1)^J \quad PC_{K^0\bar{K}^0} = (-1)^J (-1)^J = +$$

D'autre part:

$$PC_{K_1^0K_2^0} = (-1)^{J+1}$$

D'où  $J$  impair.

De plus, comme  $C = -1$ , on a  $G = C \times (-1)^T =$

$$+ 1 \text{ si } T = 1$$

$$- 1 \text{ si } T = 0$$

Les nombres quantiques  $J^{PG}$  permis pour le  $\varphi^0$  sont donc:

$$\begin{aligned} \varphi^0: 1^{--}, 3^{--} \dots & \text{ si } T = 0 \\ \varphi^0 \rightarrow 1^{-+}, 3^{-+} \dots & \text{ si } T = 1 \end{aligned}$$

Si  $T = 1$ , cette particule ressemble au  $\rho$  et la désintégration en  $2\pi$  devrait être très fréquente. L'absence de pic dans les masses  $\pi^+\pi^-$  pour  $M = 1020$ , permet probablement d'écartier la solution  $1^{-+}$ .

Il est donc probable que les nombres quantiques du  $\varphi^0$  sont les suivants:

$$\varphi^0: 1^{--} \quad \text{avec } T = 0$$

Remarquons que ce sont les mêmes nombres quantiques que le  $\omega$ .

#### V - Le méson $\omega$ .

Le méson  $\omega$  se désintègre en  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . De plus on a  $T = 0$  car les modes  $\omega^+$  et  $\omega^-$  n'existent pas. La largeur du  $\omega$  étant compatible avec zéro, on n'est pas sûr à priori que la désintégration soit forte.

Si la désintégration est forte, on ne peut pas avoir  $3\pi^0$  si  $T=0$ . En effet dans ce cas,  $C = +1$ , donc  $G = (-1)^T \times C$ , doit être égal à  $+1$  ce qui est impossible puisqu'il se désintègre en  $3\pi$ . De même la désintégration en  $4\pi^0$  ou  $2\pi^0$  est interdite par conservation de  $G$ . Donc si la désintégration est forte, on s'attend à très peu de modes de désintégrations neutres. Le raisonnement est le même que pour le  $\varphi^0$ , mais ici la situation expérimentale est différente. On observe très peu de modes neutres:

$$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 15\%$$

On en déduit que le mode de désintégration principal est l'interaction forte.

Les états possibles  $J^{PG}$  sont donc:

$$0^{--} \quad 1^{--} \quad 1^{+-} \quad \dots$$

L'état  $0^+$  est interdit par la parité.

L'étude du "Dalitz Plot" montre que le seul état correspondant aux distributions expérimentales est le suivant:

$$\omega^0 = 1^{--}$$

Le spin 1 explique la faible largeur de  $1^0$ . La parité entraîne que  $l_1 + l_2$  doit être pair. D'autre part, si on examine le spin isotopique du système  $\pi^+\pi^-$ , on en déduit qu'il doit être égal à 1 pour pouvoir donner  $T = 0$  en se combinant au  $\pi^0$ .

Donc,  $l_1$ , doit être impair. D'où:

$$l_1 = l_2 = 1$$

Puisqu'il existe des modes neutres du  $\omega^0$ , il doit y avoir une probabilité non nulle de désintégration électromagnétique. Le mode  $\gamma + \gamma$  est interdit par le spin 1, Par contre le mode  $\pi^0 + \gamma$  est possible, mais n'a pas encore été observé. Le mode  $\pi^+ + \pi^- + \gamma$  est également possible, mais il est très rare si il existe. Le mode électromagnétique  $\pi^+\pi^-$  est possible et a été récemment observé.

## VI - Annihilation des antiprotons - Spin du $K^*$

Plusieurs expériences sont en cours sur des antiprotons à l'arrêt dans une chambre à bulles à hydrogène liquide. (Ecole Polytechnique)

que - Collège de France - CERN).

1°) L'annihilation a lieu dans un état S. (Argument de D'Espagnat)

Ceci vient de l'absence d'annihilations.

$$p + \bar{p} \rightarrow K_1^0 + K_1^0$$

et de la présence d'annihilations

$$p + \bar{p} \rightarrow K_1^0 + K_2^0$$

En effet on a à la production un état d'étrangeté nulle

$$p + \bar{p} \rightarrow K^0 + \bar{K}^0$$

Donc le spin du système  $K_1^0 K_2^0$  est impair, alors que le spin du système  $K_1^0 K_1^0$  est pair:

En effet

$$P_{K^0 \bar{K}^0} = (-1)^J \quad C_{K^0 \bar{K}^0} = (-1)^J \quad \text{Donc } PC_{K^0 \bar{K}^0} = +$$

D'autre part, on a:

$$PC_{K_1^0 K_1^0} = (-1)^J \quad \text{et} \quad PC_{K_1^0 K_2^0} = (-1)^{J+1}$$

D'où  $J$  pair pour  $K_1^0 K_1^0$  et  $J$  impair pour  $K_1^0 K_2^0$ . Rappelons les nombres quantiques du système  $p\bar{p}$ .

On a:

$$P_{p\bar{p}} = (-1)^{l+1}, \quad C_{p\bar{p}} = (-1)^{l+s}, \quad PC_{p\bar{p}} = (-1)^{s+1}, \quad G = (-1)^{l+s+T}$$

a) Si l'annihilation a lieu dans l'état S, on a  $P_{p\bar{p}} = -$

On a donc:

$$P_{K^0 \bar{K}^0} = (-1)^l = - \quad \text{Donc } l \text{ impair}$$

Donc le spin du système  $K_1^0 K_2^0$  est impair et l'état  $K_1^0 K_1^0$  est interdit.

On vérifie que l'état  $K_1^0 K_2^0$  est possible pour l'état  $3 S_1$

$$(P = -, \quad J = 1, \quad C = -, \quad PC = +)$$

b) Si l'annihilation a lieu dans l'état P, on a  $P_{p\bar{p}} = +$

On a donc:

$$P_{K^0 \bar{K}^0} = (-1)^{\ell} = + \quad \text{Donc } \ell \text{ est pair}$$

Donc le spin du système  $K^0 \bar{K}^0$  est pair et l'état  $K_1^0 K_2^0$  est interdit.

On vérifie que l'état  $K_1^0 K_1^0$  est possible pour les états  $3P_0$  et  $3P_2$ . En effet.

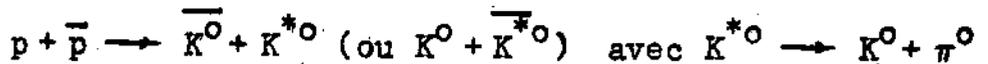
$$3P_0: \quad P = + \quad J = 0 \quad C = + \quad PC = +$$

$$3P_2: \quad P = + \quad J = 2 \quad C = + \quad PC = +$$

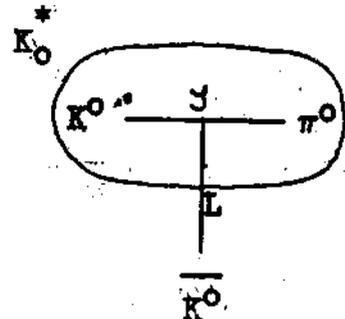
Donc la présence d'annihilations en  $K_1^0 K_2^0$  et l'absence d'annihilations en  $K_1^0 K_1^0$  prouve que l'annihilation a lieu dans l'état S.

2°) Le spin du  $K^*$  est différent de 0. (Argument de Schwartz)

Le  $K^*$  est produit dans la réaction:



Soit  $J$  le spin du  $K^*$  et  $L$  le moment orbital entre le  $\bar{K}^0$  et le  $K^{*0}$ .



a) Puisque l'annihilation a lieu dans l'état S, on a:

$$P_{p\bar{p}} = (-1)^{\ell+1} = -$$

D'autre part on a:

$$P_{K^{*0} K^0} = P_{K^{*0}} \times P_{\bar{K}^0} \times (-1)^L = (-1)^{L+J+1} = -$$

Donc on a :

$$L + J = \text{pair}$$

Comme le moment cinétique total est 0 ou 1 (Etat S) on a :  $L = J$  avec l'annihilation dans l'état  $1S_0$ .

b) Supposons  $J = 0$ . On a  $L = 0$   $PC_{1S_0} = -$

Considérons la valeur de PC pour le système  $K_1^0 K_1^0 \pi^0$  et  $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ .

Dans l'hypothèse  $J = 0, L = 0$ , on a :

$$PC_{K_1^0 K_1^0 \pi^0} = PC_{K_1^0 K_1^0} \times PC_{\pi^0} = -$$

$$PC_{K_1^0 K_2^0 \pi^0} = PC_{K_1^0 K_2^0} \times PC_{\pi^0} = +$$

L'expérience montre que le  $K^*$  n'est vu que dans les annihilations sous la forme  $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ . On en déduit que l'hypothèse  $J = 0$  pour le  $K^*$  est impossible.

Donc le spin du  $K^*$  est différent de 0.

Expérimentalement la méthode consiste à regarder le spectre en moment des événements, où un seul  $K^0$ , est vu. Ce spectre présente une bosse pour  $p = 610 \text{ Mev}/c$ , qui correspond à une réaction en 2 corps, la masse manquante ayant la valeur 880 du  $K^*$ . Cette bosse est absente dans les annihilations où  $2K^0$ , sont visibles.

## LES HYPERONS $\Xi$

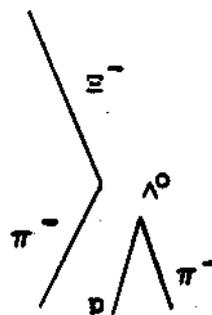
### I - Historique

La découverte de cette particule est due à l'équipe de Manchester du Professeur Blackett en 1951 au Pic du Midi. (Armenteros, Barker, Butler ... Phil. Mag. 43 p 597, 1952).

Elle a été découverte dans une chambre de Wilson, sous la forme d'un  $V^-$  suivi d'un  $V^0$ . D'où son nom de désintégration cascade (cascade decay) qui lui fut donné.

Quelques autres exemples furent trouvés par les différentes équipes.

- Leighton, Anderson, Cowan à Col. Tech.
- Ecole Polytechnique au Pic du midi.
- Fretter, Berkeley.
- etc ...



Le nombre total des  $\Xi^-$  trouvés dans les rayons cosmiques était de l'ordre de la dizaine seulement. Ils ont permis cependant d'établir quelques propriétés fondamentales.

- Ils étaient tous négatifs.
- Le secondaire chargé était un méson  $\pi^-$ .
- Le secondaire neutre était un  $\Lambda^0$ .
- La désintégration était probablement en 2 corps.

Un cas favorable a notamment permis à Fretter de mesurer sa mas

se à 4 Mev près.

Toutes les désintégrations étaient compatibles avec le schéma:



Ces propriétés ont suffi à Gell'mann en 1954, à donner une place toute particulière à cette particule dans sa classification.

La relation fondamentale qui lie l'état de charge d'une particule  $Q/e$ , la composante  $T_3$  du spin isotopique et l'étrangeté  $S$ , s'écrit:

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{b+S}{2}$$

dans laquelle  $b$  est le nombre baryonique de la particule (ou du système).

Trois hypothèses sont envisagées pour  $T$ :  $T = 0, 1$  ou  $2$ .

<u>Singulet</u>	$T = 0$	$T_3 = 0$	$Q = -1$	$S = -3$	d'où	$\Delta S = -2$
<u>Doublet</u>	$T = \frac{1}{2}$	$T_3 = -\frac{1}{2}$	$Q = -1$	$S = -2$	d'où	$\Delta S = 1$
<u>Triplet</u>	$T = 1$	$T_3 = -1$	$Q = -1$	$S = -1$	d'où	$\Delta S = 0$

La troisième hypothèse est immédiatement rejeté par 2 arguments: il n'existe pas de  $\Xi^+$ ; ensuite, la désintégration devrait avoir lieu par interaction forte puisque  $\Delta S = 0$ . Dans ce cas, la vie moyenne devrait être beaucoup plus courte  $10^{-22}$  sec. au lieu de  $10^{-10}$  sec.

La première hypothèse n'est rejetée que par l'argument  $|\Delta S| = 2$ . Bien qu'il n'y ait aucune objection théorique à une telle transition, Gell'Mann a utilisé cette hypothèse qui s'est trouvée confirmée expérimentalement par la suite. De plus, le choix de  $T = 0$  entraînerait qu'il n'existe pas de  $\Xi^0$ . Cette particule a été découverte depuis et

impose donc le choix  $T = 1/2$ , doublet, qui entraîne  $S = -2$  pour le  $\Xi$ .

Les rayons cosmiques devaient donner d'ailleurs une remarquable confirmation de ce choix par un cliché de chambre de Wilson de Cal. Tech. montrant la production associée d'un  $\Xi^-$  avec deux  $K^0$ .

Ajoutons que depuis l'an passé, des centaines de désintégrations  $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$  ont été observées et que pas une seule désintégration  $\Xi^- \rightarrow p + \pi^-$  n'a été vue. La règle  $\Delta S = 1$  semble donc bien valable pour les désintégrations des particules étranges.

Voyons maintenant comment se présente à l'heure actuelle la situation expérimentale pour les  $\Xi$  avec les grands accélérateurs.

La section efficace de production des  $\Xi$  par des faisceaux de mésons  $\pi$  même très énergiques ne dépasse pas une dizaine de microbarns. Il a donc fallu attendre que soient disponibles des faisceaux de mésons  $K^-$  séparés, suffisamment énergiques pour pouvoir commencer une étude sérieuse des propriétés des  $\Xi$ .

Cette étude a commencé en 1958 grâce au faisceau de  $K^-$  de 1,15 Gev/c à Berkeley qui a fourni 18  $\Xi^-$  et un  $\Xi^0$ .

En fait ce n'est qu'en 1962 que les  $\Xi$  ont pu être produits abondamment. Les faisceaux utilisés ont été les suivants:

$K^-$ 1,2 à 1,9 Gev/c	Berkeley
$K^-$ 2,2 à 2,4 Gev/c	Brookhaven
$K^-$ 1,5 Gev/c	CERN

Plus récemment un faisceau de 2,5 à 3,5 Gev/c fonctionne au CERN. Des faisceaux analogues ou plus énergiques vont bientôt mar-

cher à Berkeley à Brookhaven et au CERN.

Les groupes expérimentaux auxquels nous nous référerons dans la suite sont au nombre de 5. Ils travaillent sur des photos prises en 1962 à Berkeley, Brookhaven et au CERN. Ce sont:

Berkeley:

U.C.L.A.: Los Angeles.

Brookhaven: (Brookhaven Syracuse)

CERN:

Ecole Polytechnique: + CERN + University College (London)

+ Rutherford Laboratory + Bergen (Norvège).

Les 4 premières groupes travaillent avec une chambre à bulles à hydrogène liquide, le dernier avec la chambre à liquides lourds de l'Ecole Polytechnique.

Les  $\Xi$  sont produits dans l'hydrogène par les réactions suivantes:



Dans la chambre à liquides lourds, il convient d'ajouter la réaction:



La section efficace de ces réactions est de l'ordre de 200  $\mu$  barns.

Le nombre de  $\Xi$  disponibles varie entre 100 et 500 suivant les groupes.

II - Masse des  $\Xi$ 

- a)  $\Xi^-$  : L'observation complète d'un  $\Xi^-$  permet de mesurer le moment et l'angle du  $\pi^-$ , le moment et l'angle du  $\Lambda^0$ . Pour ce dernier, les données sont surabondantes et donc il y a un "fit". Ensuite ces données permettent de déterminer le "fit" du  $\Xi^-$  lui-même. Les résultats sont les suivants:

Brookhaven  $M = 1321,0 \pm 0,5$

CERN  $M = 1321,1 \pm 0,5$

Ecole Polytechnique  $M = 1321,0 \pm 0,5$

Ces valeurs préliminaires vont se préciser dans les mois qui viennent, conduisant à une valeur de la masse aussi précise que celle des autres hyperons.

- b)  $\Xi^0$  : L'observation d'un  $\Xi^0$  est très différente suivant qu'il s'agit d'une chambre à hydrogène ou d'une chambre à liquides lourds.

On a:

$$\Xi^0 \rightarrow \pi^0 + \Lambda^0$$

Dans l'hydrogène le  $\Xi^0$  se reconnaît par la production simultanée d'un  $\Lambda^0$  et d'un  $K^0$ . Cet événement peut être confondu avec la production  $\Lambda^0 + K^0$  par un méson  $\pi^-$  parasite du faisceau de  $K^-$ . Ces cas peuvent être éliminés en principe, parce que la ligne de vol du  $\Lambda^0$  ne pointe pas vers l'interaction lorsqu'il provient d'un  $\Xi^-$ . En fait ce critère n'est pas excellent, car la masse du  $\Lambda$  est grande devant celle du  $\pi^-$ , ce qui entraîne que le  $\Lambda$  est émis avec un angle faible par rapport au  $\Xi^-$ . L'étude cinématique

à la production donne également des informations pour identifier les  $\Xi^0$ .

Dans la chambre à liquides lourds, au contraire, le méson  $\pi^0$  est directement observé grâce à la matérialisation des  $\gamma$  du  $\pi^0$  en 2 électrons. Ainsi le point de désintégration du  $\Xi^0$  peut être facilement reconstitué par l'interaction dans l'espace des lignes de vol des  $\gamma$  et du  $\Lambda^0$ . Malheureusement les mesures sont imprécises à cause de la courte longueur de radiation utilisée, nécessaire pour matérialiser les  $2\gamma$ .

Les résultats des mesures de masse sont les suivantes:

Berkeley:  $M_{\Xi^0} = 1311 \pm 8$

CERN:  $M_{\Xi^0} = 1318 \pm 3,5$

Ecole Polytechnique:  $M_{\Xi^0} = 1316 \pm 4$

Ces résultats sont compatibles avec une différence de masse entre le  $\Xi^-$  et le  $\Xi^0$  du même ordre de grandeur que celle entre proton et neutron,  $\pi^+$  et  $\pi^0$  ou  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ .

### III - Vie moyenne des $\Xi$

a) La règle  $\Delta T = 1/2$ : Nous nous limitons pour l'instant aux désintégrations non leptonique, c'est à dire ne produisant pas d'électrons ou de mésons  $\mu$ , qui sont environ cent fois plus fréquentes et donc déterminent principalement la valeur de la vie moyenne.

Le relation:

$$Q/e = T_3 + \frac{b+S}{2}$$

montre que  $|\Delta T_3|$  est égal à  $1/2$  lors des désintégrations des parti

cules étranges puisqu'elles obéissent à la règle de sélection  $|\Delta S| = 1$ .

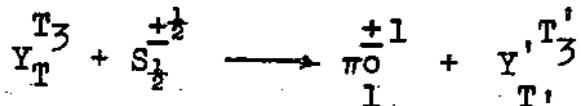
Il a été émis l'hypothèse que la règle  $\Delta T = 1/2$  pouvait suffire à expliquer tous les faits relatifs aux désintégrations des particules étranges. Cette loi est évidemment plus restrictive que la règle  $\Delta T_3 = 1/2$ . Elle implique certaines conséquences expérimentales que l'on peut tester. Ainsi elle montre que la vie moyenne du  $\Xi^0$  doit être double de celle du  $\Xi^-$ .

Au point de vue du calcul, on utilise l'artifice du "spurion". La désintégration (interaction faible) d'une particule étrange ne conserve pas T. On la décompose formellement en 2 réactions.

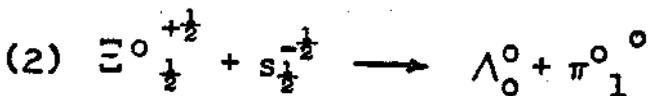
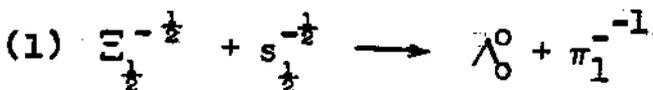
- Une absorption par la particule étrange d'un objet le spurion  $s_{\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}}$  qui transporte un spin isotopique ( $T = 1/2$ ) mais pas d'énergie, ni moment, ni moment cinétique.

- Désintégration de ce système avec conservation du spin isotopique.

Dans le cas des hyperons on a la désintégration:



Pour les  $\Xi$  on a:



L'état initial de la réaction (1) est dans un état pur de spin isotopique  $T = 1$  avec  $T_3 = -1$ ; nous notons un tel état  $|1, -1\rangle$ .

L'état initial de la réaction (2) est un mélange des 2 états  $|1, 0\rangle$  et  $|0, 0\rangle$ . La proportion des 2 états est donné par les coefficients de Glebsch-Gordan. On a:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} |1, 0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |0, 0\rangle.$$

Les états finals de (1) et (2) sont des états purs, respectivement  $|1, -1\rangle$  et  $|1, 0\rangle$ .

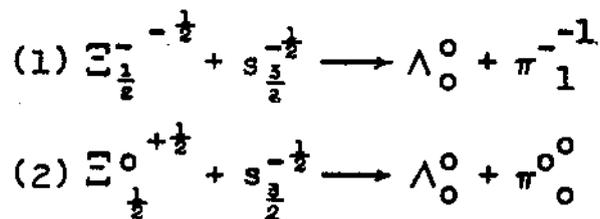
Dès lors si nous posons:  $M_1 = \langle 1, -1 | T | 1, -1 \rangle = \langle 1, 0 | T | 1, 0 \rangle$ , T étant l'élément de matrice de la transition qui ne dépend que du spin isotopique, les probabilités de transition  $\Gamma_{(1)}$  et  $\Gamma_{(2)}$  pour les 2 réactions (1) et (2) sont égales à:

$$\Gamma_1 = M_1^2 \quad \Gamma_2 = \left( \frac{1}{\sqrt{2}} M_1 \right)^2$$

Le rapport des vies moyennes est égal à l'inverse du rapport  $\Gamma_1/\Gamma_2$  soit:

$$\tau_{\Sigma^0} = 2 \tau_{\Sigma^-}$$

Montrons que ce résultat est bien caractéristique de la règle  $\Delta T = 1/2$ . Supposons en effet que nous ayons une transition  $\Delta T = 3/2$  pure. On a alors:



Les états initials de (1) et (2) sont respectivement les mélanges:

$$(1) \quad \frac{1}{2} |1, -1\rangle + \frac{\sqrt{3}}{2} |2, -1\rangle$$

$$(2) \quad -\frac{1}{\sqrt{2}} |1, 0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |2, 0\rangle$$

Seul le premier terme contribue à la transition. Si on pose:

$$\langle 1, -1 | T | 1, -1 \rangle = \langle 1, 0 | T | 1, 0 \rangle = M_3$$

On a:

$$\Gamma_1 = \left( \frac{1}{2} M_3 \right)^2 \quad \Gamma_2 = \left( -\frac{1}{\sqrt{2}} M_3 \right)^2$$

D'où:

$$\tau_{\Xi^0} = \frac{1}{2} \tau_{\Xi^-}$$

Le résultat s'inverse. Une mesure précise du rapport de ces vies moyennes permet donc un test sensible de la validité de la règle  $\Delta T = 1/2$ .

b) Résultats expérimentaux: Malheureusement, la question reste ouverte à l'heure actuelle, car les résultats expérimentaux ne sont pas définitifs.

Le groupe de l'Ecole Polytechnique et ses collaborateurs trouvent, par observations directe des  $\Xi^0$  dans la chambre à liquides lourds, un résultat compatible avec la règle  $\Delta T = 1/2$ . Au contraire, les groupes de Berkeley et de U.C.L.A. trouvent une vie moyenne trop courte pour le  $\Xi^0$  ce qui indiquerait la présence d'une part importante de  $\Delta T = 3/2$ .

Les résultats sont les suivants:

Groupes:

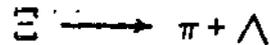
	$\tau_{\Xi^-}$	$\tau_{\Xi^0}$	$\tau_{\Xi^0}/\tau_{\Xi^-}$
Brookhaven	$1,16 \pm 0,26$ $0,17$		
Berkeley *	$1,74 \pm 0,07$		
U.C.L.A.*	$1,72 \pm 0,12$	$2,2 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,3$
CERN	$1,55 \pm 0,3$		
Ecole Polytech.	$1,91 \pm 0,17$ $- 0,15$	$3,6 \pm 0,9$ $- 0,6$	$2,0 \pm 0,4$

Dès que les statistiques de  $\Xi^0$  seront plus importantes il ne semble pas qu'il y ait d'obstacles majeurs à une mesure correcte du rapport  $\tau_{\Xi^0}/\tau_{\Xi^-}$ .

IV - Les paramètres d'assymetrie dans la desintegration des  $\Xi$ .

Dans ce paragraphe, nous supposerons le spin du  $\Xi$  égal à 1/2. Ce résultat est maintenant très probable, mais on ne peut pas complètement éliminer la possibilité d'un spin 3/2. Nous en reparlerons d'ailleurs plus loin.

Tout ce qui va être exposé est valable pour tout hyperon de spin 1/2 se désintégrant en  $\pi^-$  et en autre hyperon de spin 1/2; Nous prenons comme exemple la désintégration:



mais tout peut être facilement transposé pour les réactions:

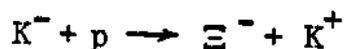


\* Résultats préliminaires non publiés.

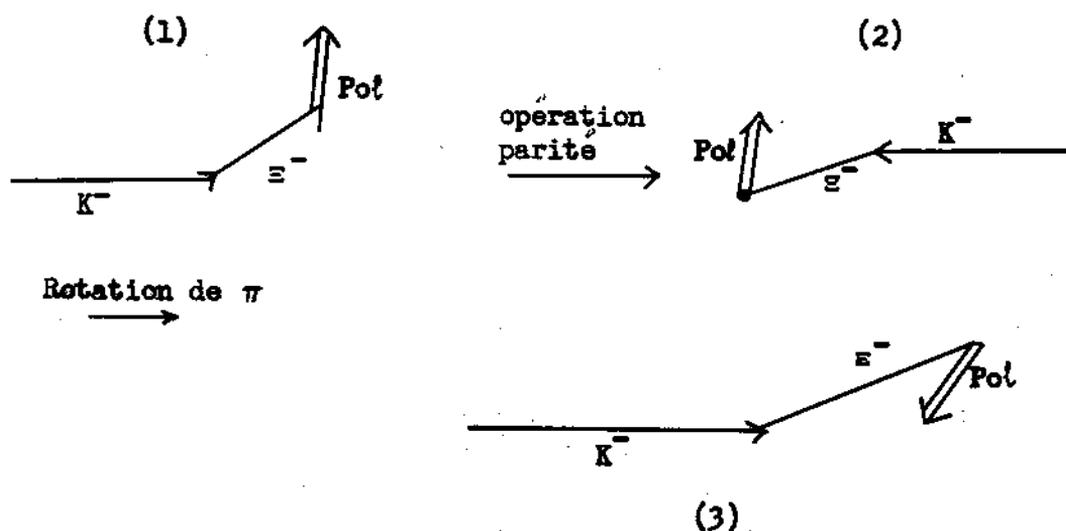
1°) Etude théorique:

a) La parité étant conservée à la production des  $\Xi$  (interactions fortes), démontrons que la polarisation du  $\Xi$  est perpendiculaire au plan de production.

Prenons le plan du tableau comme plan de production dans la réaction;



Supposons qu'il y ait une composante de la polarisation dans ce plan. Faisons l'opération parité suivie d'une rotation de  $\pi$  par rapport à un axe perpendiculaire au tableau:



La parité étant conservée, l'état (1) est aussi probable que l'état (3), donc il ne peut pas y avoir de composante de la polarisation dans le plan de production.

Donc, si les  $\Xi$  sont polarisés, la polarisation est perpendiculaire au plan de production.

b) Le paramètre  $\alpha$ : Désintégrations des  $\Xi$ .

$$\begin{array}{ccc} \Xi & \longrightarrow & \Lambda + \pi \\ \frac{1}{2} & & \frac{1}{2} \text{ et } 0 \end{array}$$

Si le spin du  $\Xi$  est  $1/2$ , l'état de moment angulaire  $l$  entre le  $\Lambda$  et le  $\pi$  doit être 0 ou 1. On a une onde S ou une onde P. Ces deux ondes ont une parité opposée. Si la parité était conservée dans la désintégration des  $\Xi$ , on aurait une onde pure S ou P. La parité n'étant pas conservée (interaction faible) on a un mélange des 2 ondes S et P.

Le but de l'expérience est de déterminer ces amplitudes qui sont en général complexes.

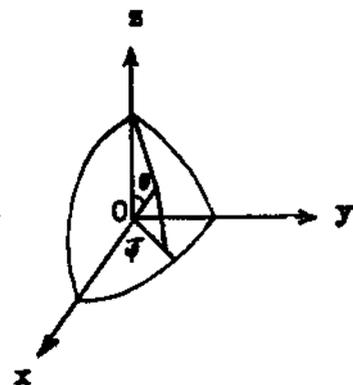
Prenons un axe de quantification OZ tel que la projection du spin du  $\Xi$  soit  $+1/2$ .

Soient  $Y_0^0$ ,  $Y_1^0$  et  $Y_1^{+1}$  les harmoniques sphériques de l'état S et des états P:

$$Y_0^0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad Y_1^0 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta \quad Y_1^{+1} = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} e^{i\varphi} \sin \theta$$

Pour l'état S, la fonction du système s'écrit  $SY_0^0 \uparrow$  (la flèche dirigée vers le haut représente la fonction d'onde du spin  $\Lambda$  dans l'état  $sZ = +1/2$ ).

Pour l'état P, la fonction d'onde est un mélange de l'état  $Y_1^0 \uparrow$  et de l'état  $Y_1^{+1} \downarrow$ . On a:



$$\psi = P \left( \sqrt{1/3} Y_1^0 \uparrow - \sqrt{2/3} Y_1^{+1} \downarrow \right)$$

La fonction d'onde du système s'écrit donc:

$$\psi = S Y_0^0 \uparrow + P \left( \sqrt{1/3} Y_0^1 \uparrow - \sqrt{2/3} Y_1^{+1} \downarrow \right)$$

D'où

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left[ (S + P \cos \theta) \uparrow - P e^{i\varphi} \sin \theta \downarrow \right]$$

S et P sont les amplitudes (complexes) des états S et P. On a:

$$\begin{aligned} |\psi|^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[ |S + P \cos \theta|^2 + |P|^2 \sin^2 \theta \right] \\ &= \frac{1}{4\pi} \left[ |S|^2 + |P|^2 + 2 \operatorname{Re} S^* P \cos \theta \right] \\ &= \frac{1}{4\pi} (|S|^2 + |P|^2) \times \left[ 1 + \frac{2 \operatorname{Re} S^* P}{|S|^2 + |P|^2} \cos \theta \right] \end{aligned}$$

Si l'on pose:

$$\alpha = \frac{2 \operatorname{Re} S^* P}{|S|^2 + |P|^2}$$

On a:

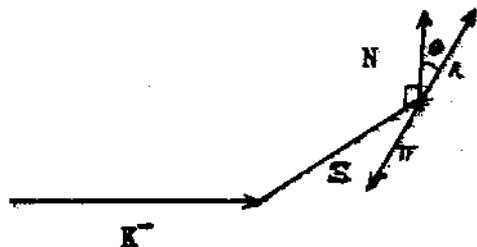
$$|\psi|^2 = \frac{1}{4\pi} (|S|^2 + |P|^2) (1 + \alpha \cos \theta)$$

D'où:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{dN}{d(\cos \theta) d\varphi} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \cos \theta)$$

$$\frac{dN}{d(\cos \theta)} = \frac{1}{2} (1 + \alpha \cos \theta)$$

Donc expérimentalement, on trouve une assymétrie hautbas (up-down) dans la désintégration du  $\Xi$  par rapport au plan de production. L'angle  $\theta$  est l'angle de désintégration dans le système du  $\Xi$ , par rapport à la normale  $\bar{N}$  orientée au plan de production. On choisit généralement la direction du  $\Lambda$ .



On a:

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \cos \theta (1 + \alpha \cos \theta) d \cos \theta = \frac{1}{3} \alpha$$

D'où:

$$\alpha = 3 \langle \cos \theta \rangle$$

D'autre part, si  $N^+$  est le nombre de désintégrations vers le haut et  $N^-$  vers le bas, on a:

$$\alpha = 2 \frac{(N^+ - N^-)}{N^+ + N^-}$$

Dans la pratique, les  $\Xi$  n'ont pas tous la composante  $s_z$  sur  $z$  égale à  $+1/2$ . En d'autres termes ils ne sont pas polarisés à 100%. Soit  $p_1$  et  $p_2$  les nombres de  $\Xi$  avec  $s_3 = +1/2$  et  $-1/2$ .

On a alors:

$$\frac{dN}{d(\cos \theta)} = \frac{1}{2} (1 + \alpha (p_1 - p_2) \cos \theta)$$

Mais  $p_1 - p_2$  n'est pas autre chose que la polarisation  $P_0$  des  $\Xi$ .

D'où la formule importante:

$$\frac{dN}{d(\cos \theta)} = \frac{1}{2} (1 + \alpha P_0 \cos \theta)$$

Le résultat est donc le suivant: la mesure de l'assymétrie haut-bas permet de mesurer le produit  $\alpha P_0$ , mais non de mesurer  $\alpha$ .

Remarquons que le résultat exprimé par la formule ci-dessus est vrai quelque soit l'axe choisi. Si donc les hyperons ont une direction de polarisation qui n'est pas perpendiculaire au plan de production, le résultat reste vrai. C'est le cas des  $\Lambda$  qui proviennent des désintégrations des  $\Xi$ . Nous verrons que dans ce cas, la polarisation des  $\Lambda$  est purement longitudinale et égale à  $\alpha_{\Xi}$ , si les  $\Xi$  ne sont pas polarisés. L'étude de la distribution en  $(1 + a \cos \theta)$  dans le système du  $\Lambda$  en prenant l'axe OZ le long de la ligne de vol du  $\Lambda$ , permet alors de déterminer  $a$ . On a évidemment:

$$a = \alpha_{\Lambda} P_{O\Lambda} = \alpha_{\Lambda} \alpha_{\Xi}$$

Cette assymétrie s'appelle "avant-arrière" (forward-backward). D'une manière générale, si  $P_{OZ}$  est la composante de la polarisation d'un hyperon Y sur un axe OZ, la distribution angulaire de l'hyperon Y' provenant de la désintégration de Y avec la direction OZ est donnée par la formule:

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_Y P_{OZ} \cos \theta) \text{ si } Y = Y' + \pi$$

$\theta$  est l'angle entre OZ et Y' dans le système de Y.  $\alpha$  est le paramètre correspondant à la désintégration de l'hyperon Y (supposé de

spin 1/2 ainsi que  $Y^+$ ).

c) Etude de la polarisation du  $\Lambda$ .

Nous allons appliquer le résultat précédent à l'étude de la polarisation des  $\Lambda$  provenant des  $\Xi$ . En vue de déterminer les amplitudes des ondes S et P dans la désintégration des  $\Xi$ , nous avons introduit la quantité  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{2 \operatorname{Re} S^* P}{|S|^2 + |P|^2}$$

Introduisons 2 nouvelles quantités:  $\beta$  et  $\gamma$ .

$$\beta = \frac{2 \operatorname{Im} S^* P}{|S|^2 + |P|^2}$$

$$\gamma = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2}$$

On a:

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$$

Si il y a invariance par rapport au renversement du temps ( $T^{-1}$ ), on montre que S et P peuvent s'écrire:

$$S = |S| e^{i\delta_s} \quad P = |P| e^{i\delta_p}$$

dans lesquels  $\delta_s$  et  $\delta_p$  sont les déphasages dans la diffusion  $\pi\Lambda$  à l'énergie du centre de masse du  $\Xi$  pour les ondes S et P. En posant  $\delta_p - \delta_s = \theta$ , on a alors pour  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ .

$$\alpha = \frac{2 SP}{S^2 + P^2} \cos \theta \quad \beta = \frac{2 SP}{S^2 + P^2} \sin \theta \quad \gamma = \frac{S^2 - P^2}{S^2 + P^2}$$

On voit que si les déphasages sont petits, on a:  $\beta = 0$ , S et P

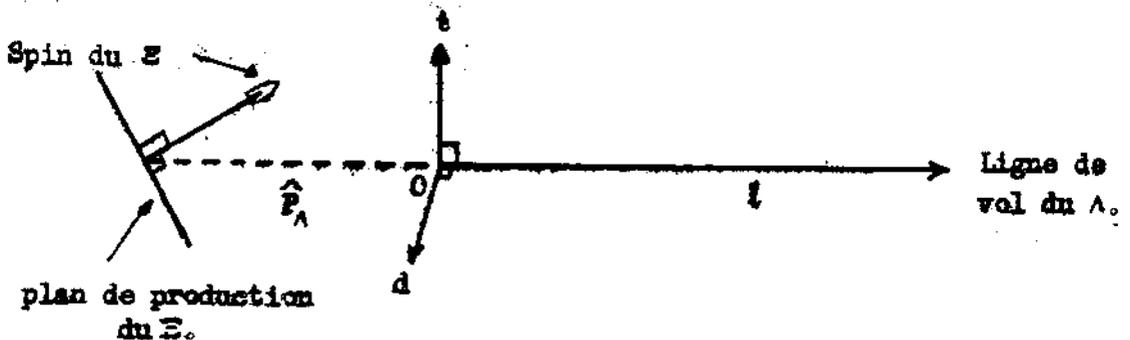
riels. Nous reviendrons sur ce point.

Nous nous proposons de déterminer  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ , paramètres caractéristiques de la désintégration du  $\Sigma$ . Pour cela, nous allons relier ces paramètres à la polarisation du  $\Lambda$  sur 3 directions perpendiculaires.

La première  $O_l$  est la ligne de vol du  $\Lambda$  dans le système du  $\Sigma$ . Ceci nous permettra de déterminer  $\alpha$ .

La deuxième  $O_d$  est la perpendiculaire à la ligne de vol du  $\Lambda$  et à la direction de polarisation des  $\Sigma$ . Ceci nous permettra de mesurer  $\beta$  ( $O_d$  est dans le plan de production).

La troisième  $O_t$  est la perpendiculaire aux 2 premières directions  $O_l$  et  $O_d$ . Elle détermine  $\gamma$ .



soient  $P_{of}$ ,  $P_{ot}$  et  $P_{od}$  les composantes de la polarisation du  $\Lambda$  sur chacun de ses axes. Plaçons nous maintenant dans le système du  $\Lambda$ . Soit  $\theta_l$ ,  $\theta_t$ ,  $\theta_d$  l'angle du proton de désintégration du  $\Lambda$  avec les axes  $O_l$ ,  $O_t$ ,  $O_d$ . Le nombre d'événements ayant un  $\theta_l$  déterminé est donné par la formule que nous avons vu précédemment:

$$\frac{dN}{d \cos \theta_l} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_\Lambda P_1 \cos \theta_l) \quad l = l \text{ ou } t \text{ ou } d.$$

$\alpha_\Lambda$  est le paramètre  $\alpha$  du  $\Lambda$ .

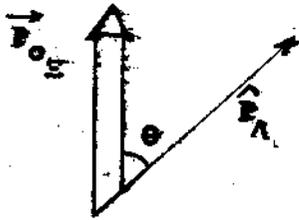
Donc la mesure de l'assymétrie du proton dans la désintégration du  $\Lambda$ , par rapport aux plans perpendiculaires à  $O\hat{l}$ ,  $O\hat{t}$ ,  $O\hat{d}$ , permet de déterminer  $P_{o\hat{l}}$ ,  $P_{o\hat{t}}$  et  $P_{o\hat{d}}$ .

Il nous reste à montrer que  $P_{o\hat{l}}$ ,  $P_{o\hat{t}}$  et  $P_{o\hat{d}}$  s'expriment en fonction des paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  relatifs aux  $\Xi$ .

Donnons tout de suite la formule générale:

Soit  $\vec{P}_{o\Xi}$  la polarisation du  $\Xi$  (elle est perpendiculaire au plan de production).

Soit  $\hat{P}_\Lambda$  un vecteur unitaire de la direction  $O\hat{l}$  (direction du  $\Lambda$  dans le système du  $\Xi$ ).



Un vecteur qui définit la direction  $O\hat{d}$  est  $\hat{P}_\Lambda \wedge \vec{P}_{o\Xi}$ . Un vecteur qui définit la direction  $O\hat{t}$  est  $\hat{P}_\Lambda + (\hat{P}_\Lambda \wedge \vec{P}_{o\Xi})$ . Soit  $\theta$  l'angle entre  $\vec{P}_{o\Xi}$  et  $\hat{P}_\Lambda$  dans le système du  $\Xi$ . La polarisation  $\vec{P}_{o\Lambda}$  du  $\Lambda$  est donné par la formule:

$$\vec{P}_{o\Lambda} = \frac{(\alpha + P_{o\Xi} \cos \theta) \hat{P}_\Lambda + \beta \hat{P}_\Lambda \wedge \vec{P}_{o\Xi} + \gamma \hat{P}_\Lambda \wedge (\hat{P}_\Lambda \wedge \vec{P}_{o\Xi})}{1 + \alpha P_{o\Xi} \cos \theta}$$

On voit que les 3 composantes  $P_{o\hat{l}}$ ,  $P_{o\hat{t}}$ ,  $P_{o\hat{d}}$  de  $\vec{P}_{o\Lambda}$  s'expriment en fonction de  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . Donc leur mesure par la méthode des assymétries permet de déterminer  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ .

Nous allons démontrer la formule précédente dans certains cas

particuliers.

d) Cas des  $\Xi$  non polarisés.

Dans ce cas particulier la formule donnant  $\vec{P}_{O\Lambda}$  se simplifie.

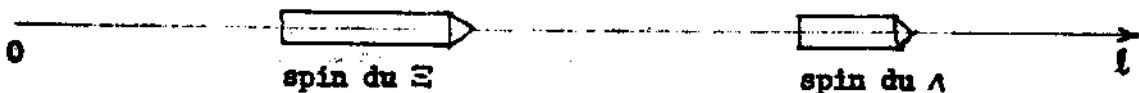
On a:

$$\vec{P}_{O\Lambda} = \alpha \hat{P}_\Lambda$$

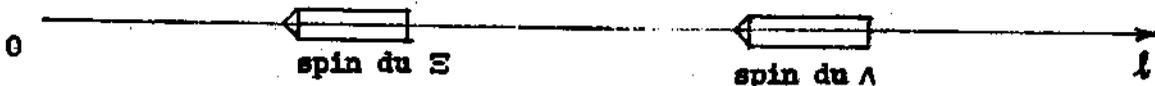
La polarisation du  $\Lambda$  est longitudinale et égale à  $\alpha$ . Démontrons ce résultat:

On prend comme axe de quantification  $OZ$ , la ligne de vol  $O\ell$  du  $\Lambda$ . La projection sur cet axe du moment cinétique orbital du  $\Lambda$  et du  $\pi$  est nulle (en effet  $\vec{\ell} = \vec{r} \wedge \vec{p} \parallel \ell_3 = \vec{\ell} \times \vec{p} = 0$ ). Donc le spin du  $\Lambda$  en projection sur cet axe a la même direction que le spin du  $\Xi$  en projection.

La configuration suivante a la probabilité  $K_1(1+\alpha)$  d'exister, si  $K_1$  est la probabilité que le spin du  $\Xi$  soit de même direction que  $O\ell$ .



$\alpha$  est le paramètre du  $\Xi$ :  $\frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{1}{2} (1 + \alpha \text{Pol}_\Xi^0 \cos \theta)$ . La configuration suivante a la probabilité  $K_2(1-\alpha)$  d'exister si  $K_2$  est la probabilité que le spin du  $\Xi$  soit de direction opposé à  $O\ell$ .



Donc la polarisation longitudinale du  $\Lambda$  est égale à:

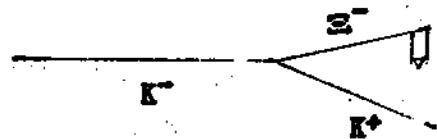
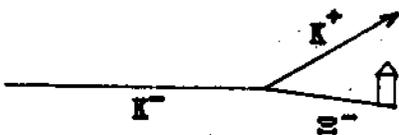
$$\text{Pol}_{\Lambda} = \frac{K_1(1+\alpha) - K_2(1-\alpha)}{K_1(1+\alpha) + K_2(1-\alpha)}$$

Dans le cas particulier où  $K_1 = K_2 = 1/2$ , c'est à dire où les  $\Xi$  ne sont pas polarisés, on a:

$$\text{Pol}_{\Lambda} = \frac{(1+\alpha) - (1-\alpha)}{(1+\alpha) + (1-\alpha)} = \alpha$$

D'où le résultat annoncé: Si les  $\Xi$  ne sont pas polarisés, la polarisation longitudinale du  $\Lambda$  est égale à  $\alpha$ . Donc pour mesurer  $\alpha$ , il suffit de mesurer l'assymétrie avant-arrière (forward-backward) dans la désintégration du  $\Lambda$ .

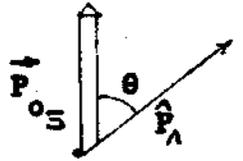
Il est indispensable que les  $\Xi$  ne soient pas polarisés. Pour cela il suffit de prendre un lot complet de  $\Xi$  sous référence au plan de polarisation, puisque ceux-ci sont polarisés perpendiculairement au plan de production. On voit par exemple qu'il suffit d'avoir autant de  $\Xi$  produits à droite qu'à gauche:



e) Cas où les  $\Xi$  sont polarisés.

Dans ce cas,  $K_1$  est différent de  $K_2$ . On a  $K_1 + K_2 = 1$  et  $K_1 - K_2 = \text{Pol}_{\Xi} = P_{\Xi} \cos \theta$ .

$\theta$  étant toujours l'angle entre  $\vec{P}_{O_{\Xi}}$  et  $\hat{P}_{\Lambda}$ .



La formule précédente:

$$Pol_{\Lambda} = \frac{K_1(1+\alpha) - K_2(1-\alpha)}{K_1(1+\alpha) + K_2(1-\alpha)} \mp \frac{K_1 - K_2 + \alpha(K_1 + K_2)}{K_1 + K_2 + \alpha(K_1 - K_2)}$$

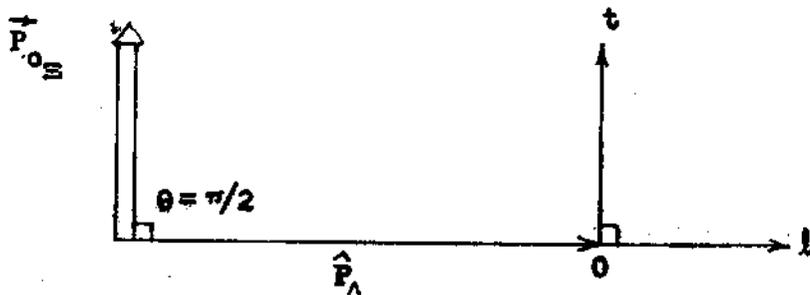
donne alors:

$$\vec{Pol}_{\Lambda} = \frac{\alpha + P_{O_{\Xi}} \cos \theta}{1 + \alpha P_{O_{\Xi}} \cos \theta}$$

ce qui est bien le premier terme de la formule générale donnant  $\vec{P}_{O_{\Lambda}}$ .

f) Composante de  $P_{O_{\Lambda}}$  suivant  $ot$ . Paramètre  $\gamma$

Nous démontrerons d'abord la formule dans le cas où  $\theta$  est égal à  $\pi/2$ , c'est à dire le cas où le  $\Lambda$  part dans le plan de production du  $\Xi$ .



La fonction d'onde du  $\Lambda$  et du  $\pi$  dans la désintégration du  $\Xi$  s'écrit:

$$\Psi = S \uparrow + P e^{i\theta} \downarrow$$

$\uparrow$  et  $\downarrow$  représente les fonctions propres relatives au spin du  $\Lambda$ , lorsqu'il est parallèle ou anti-parallèle au spin du  $\Xi$ .

La polarisation  $P_{ot}$  du  $\Lambda$  le long de l'axe  $ot$  est alors donné par la formule:

$$P_{ot} = \frac{s^2 - p^2}{s^2 + p^2} \times P_{o\Xi} = \gamma \times P_{o\Xi}$$

ce qui est bien le 3<sup>ème</sup> terme de la formule donnant dans le cas général lorsque  $\theta = \pi/2$ .

Dans le cas où  $\theta$  est différent de  $\pi/2$ , il faut intégrer sur les angles  $\theta$ .

Nous pouvons appliquer la formule précédente valable pour  $\theta = \pi/2$  en la modifiant légèrement. Dans le cas où  $\theta$  est différent de  $\pi/2$ , on a:



$$P_{ot} = P_{o\Xi} \sin \theta \times \gamma$$

La probabilité d'un angle  $\theta$  est donnée par l'expression:

$$(1 + \alpha P_{o\Xi} \cos \theta) \sin \theta d\theta$$

D'où:

$$P_{ot} = \frac{P_{o\Xi} \gamma \int_0^{\pi} \sin \theta (1 + \alpha P_{o\Xi} \cos \theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} (1 + \alpha P_{o\Xi} \cos \theta) \sin \theta d\theta} = P_{o\Xi} \times \frac{\gamma \pi}{4}$$

On peut démontrer qu'il s'agit bien du 3<sup>ème</sup> terme de la formule générale donnant  $\overrightarrow{P_{o\Lambda}}$ .

g) Composante de  $\vec{P}_{O\Lambda}$  suivant od. Paramètre  $\beta$ .

Il reste à déterminer la composante de  $\vec{P}_{O\Lambda}$  sur le deuxième axe Od (direction  $\hat{P}_\Lambda \wedge \vec{P}_{O\Sigma}$ ). C'est le 2ème terme de la formule générale donnant  $P_{O\Lambda}$ .

Nous ne démontrerons pas le résultat. Indiquons seulement que  $P_{O\Lambda}$  est égal à  $P_{O\Sigma} \times \frac{\pi}{4} \beta$ .

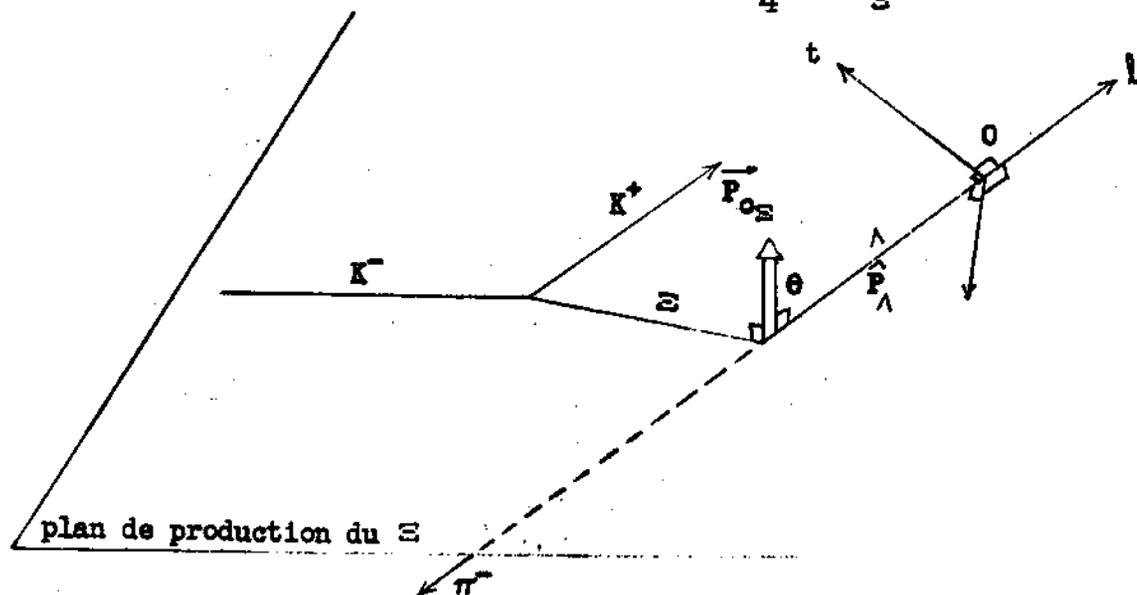
On voit donc que les 3 composantes de la polarisation du  $\Lambda$  : Pol, Pod, Pot sont en relation directe avec les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  du  $\Sigma$ .

En résumé récrivons ces formules:

$$\begin{cases} \text{Pol} \\ \text{Pod} \\ \text{Pot} \end{cases} \quad \text{Pol} = \frac{\alpha + P_{O\Sigma} \cos\theta}{1 + \alpha P_{O\Sigma} \cos\theta} \quad \text{Pol} = \alpha \text{ si } \langle P_{O\Sigma} \rangle = 0$$

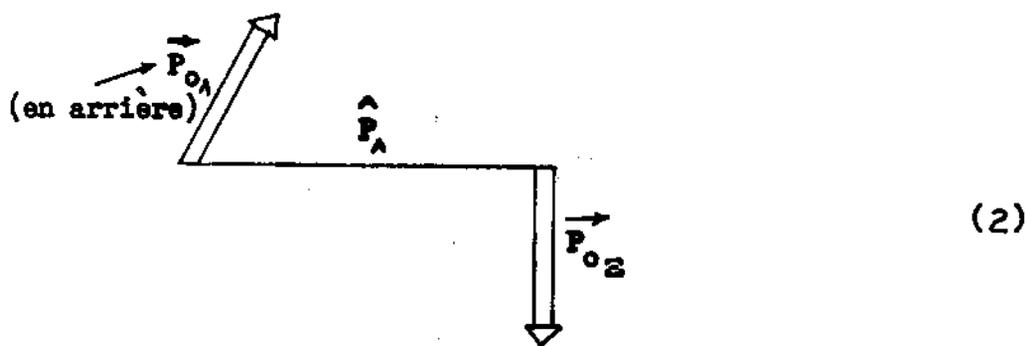
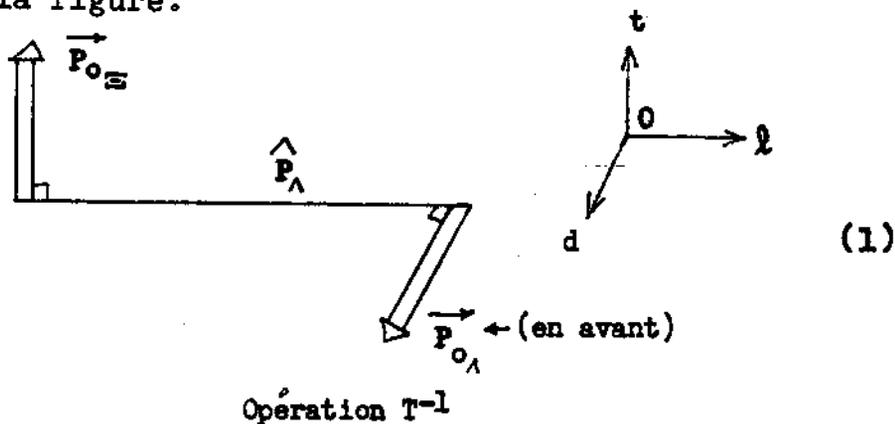
$$\text{Pod} = \frac{\pi}{4} \beta P_{O\Sigma}$$

$$\text{Pot} = \frac{\pi}{4} \gamma P_{O\Sigma}$$

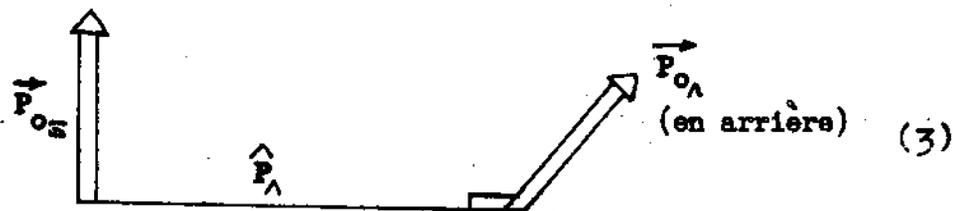


Il est facile de voir que s'il n'y a pas d'interaction dans l'état final, l'invariance par rapport au renversement du temps ( $T^{-1}$ ) entraîne que  $\beta$  est nul.

Nous allons faire successivement sur une configuration, les opérations renversement du temps et rotation de  $\pi$  autour d'un axe perpendiculaire à la figure.



Rotation de  $\pi$  autour d'un axe perpendiculaire au plan de la figure.



Si la désintégration est invariante par rapport au temps et s'il n'y a pas d'interaction dans l'état final, les configurations (1) et (3) sont équiprobables. Donc il ne peut y avoir de polarisation transverse pour les  $\Lambda$ :  $\text{Pod}_\Lambda = 0$ . Donc  $\beta = 0$ .

S'il y a une interaction dans l'état final entre le  $\Lambda$  et le  $\pi$ , celle-ci est équivalente à un scattering du  $\pi$  sur le  $\Lambda$ , qui donne à ce dernier une composante de la polarisation suivant  $od$ .

## 2°) Etude expérimentale

Nous supposons que le paramètre  $\alpha$  relatif au  $\Lambda$  est bien connu. Il a été mesuré effectivement 1/2 (au passé par Cronin et Overseth (Proc. Genève Conf. 1962)). On a:

$$\alpha_\Lambda = -0,61 \pm 0,05$$

Pour mesurer les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  relatifs au  $\Xi$ , on commence par étudier la distribution en  $\cos\theta$  du  $\Lambda$  dans le système du  $\Xi$  relatif à la perpendiculaire au plan de polarisation. Cela fournit la quantité:

$$\alpha \text{Po}_\Xi \cos \frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{2} (1 + \alpha \text{Po}_\Xi \cos\theta)$$

Ensuite en moyennant sur tous les  $\Xi$  de façon à avoir une polarisation nulle pour le  $\Xi$ , on mesure la polarisation longitudinale du  $\Lambda$ , qui est justement égale à  $\alpha$ . Pour cela on étudie la distribution en  $\cos\theta$  du proton de désintégration du  $\Lambda$  dans le système du  $\Lambda$ , relatif à la direction du  $\Lambda$ . Cela donne la quantité:

$$\alpha \times \alpha_\Lambda \cos \frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{2} (1 + \alpha \times \alpha_\Lambda \cos\theta)$$

On en déduit donc  $\alpha$  et  $Po_{\Xi}$  en combinant avec le résultat précédent. Ensuite pour chaque  $\Xi$ , on mesure le  $\cos\theta$  du proton du dans le système du  $\Lambda$ , relatif aux directions  $Od$  et  $Ot$ . On fait la moyenne des  $\cos\theta$ . Cela fournit les quantités:

$$\alpha_{\Lambda} Po_{\Lambda} \cos \frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_{\Lambda} Po_{\Lambda} \cos\theta)$$

D'où les valeurs de  $Po_{d\Lambda}$  et  $Po_{t\Lambda}$  qui sont égales respectivement à:

$$Po_{d\Lambda} = Po_{\Xi} \times \frac{\pi}{4} \times \beta \quad \text{et} \quad Po_{t\Lambda} = Po_{\Xi} \times \frac{\pi}{4} \times \gamma$$

D'où les quantités  $\beta$  et  $\gamma$  puisque  $Po_{\Xi}$  a été déterminé. On voit que pour mesurer  $\alpha$ , on n'a pas besoin que les  $\Xi$  soient polarisés à la production. Au contraire, pour déterminer  $\beta$  et  $\gamma$  on doit avoir un lot de  $\Xi$  polarisés.

Les différents groupes ont produits jusqu'à maintenant quelques résultats sur les  $\Xi^-$ , mais pas sur les  $\Xi^0$ .

Groupes *	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
Brookhaven	$1 \pm 0,0$ $- 0,35$	$- 0,4 \pm 0,2$	
Berkeley	$+ 0,49 \pm 0,14$		$+ 0,63 \pm 0,31$
U.C.L.A.	$+ 0,85 \pm 0,23$	$- 0,85 \pm 0,53$	
C.E.R.N.	$+ 0,73 \pm 0,21$	$- 0,44 \pm 0,36$	$+ 0,52 \pm 0,44$
Ecole Polytech ?	$+ 0,53 \pm 0,16$	$- 0,88 \pm 0,8$	

\* Plusieurs de ces résultats sont préliminaires.

La valeur de  $\beta$  est mal déterminée, mais semble être différente de 0. Ce résultat peut être expliqué en sauvegardant l'invariance par rapport au renversement du temps, par les considérations suivantes. La masse du  $\Xi$  est proche de celle de la résonance  $Y_1^*$  qui a une demi-largeur de 25 Mev, et se désintègre en  $\Lambda + \pi$ . Le spin du  $\Xi$  étant vraisemblablement  $1/2$ , on s'attend à une forte interaction  $\Lambda\pi$  dans l'état final. Il serait souhaitable d'avoir des mesures nettement plus précises de ces quantités pour être sûr que les résultats peuvent être expliqués en gardant l'invariance par rapport à  $T^{-1}$ .

#### V - Spin du $\Xi$

Dans tout le paragraphe précédent, nous avons supposé que le spin du  $\Xi$  était  $1/2$ . Ce résultat est à peu près sûr maintenant. Voyons comment il a été obtenu.

Supposons un lot de  $\Xi$  complètement polarisé. Supposons également que la désintégration viole la parité au maximum, alors on a un mélange égal d'ondes de parités opposées (S et P dans le cas où  $J = 1/2$ ). Dans ce cas le paramètre  $\alpha$  est égal à 1 et l'assymétrie dans la désintégration est maximum:  $(1 + \cos \theta)$ .  $\theta$  est toujours l'angle du  $\Lambda$  avec la direction de la polarisation du  $\Xi$  dans le système du  $\Xi$ . Si le spin est  $3/2$ , on a un mélange d'ondes P et D, si le spin est  $5/2$ , un mélange d'ondes D et F etc...

Dans le cas général d'un spin  $J$ , le moment angulaire entre le  $\Lambda$  et le  $\pi$  est égal à  $J \pm 1/2$ . La distribution angulaire en  $\theta$  n'est plus linéaire en  $\cos \theta$ . C'est un polynome en  $\cos^n \theta$  limité à  $n = 2J$ .

Négligeons pour l'instant les termes en  $\cos\theta$  de degré supérieur à 1. On a alors:

$$dN = (1 + a \cos\theta) d \cos\theta$$

Dans le cas où  $J = 1/2$ ,  $a$  est le paramètre  $\alpha$  du paragraphe précédent. On démontre que pour  $P_{0z} = 1$ , on a

$$a \leq \frac{1}{2J}$$

Donc pour un spin  $1/2$ , on a  $a_{\max} = 1$ , pour un spin  $3/2$ , on a  $a_{\max} = 1/3$ .

Ce résultat s'explique bien qualitativement si on compare un  $\Xi$  polarisé à un objet tournant sur lui-même et se brisant en 2 morceaux (le  $\Lambda$  et le  $\pi$ ). Plus le spin est élevé, plus les produits de désintégration sont rabattus dans le plan équatorial.

Si donc la mesure de  $a$  fournit un résultat nettement plus grand que  $1/3$ , les spins  $3/2$  et supérieurs sont éliminés et on en conclue  $J = 1/2$ . C'est bien ce que semble indiquer les résultats. Cependant cette analyse n'est pas absolument correcte, car on a négligé les termes d'ordre supérieurs en  $\cos\theta$  dans l'expression de  $\frac{dN}{d \cos\theta}$ .

La méthode de Lee et Yang consiste à ne pas négliger ces termes d'ordre supérieurs. La distribution  $dN/d \cos\theta$  est un polynôme en  $\cos\theta$ . On définit une fonction test, fonction des valeurs moyennes des termes en  $\cos^n\theta$  (avec  $n \leq 2J$ ) qui satisfait à certaines inégalités.

Les résultats les meilleurs jusqu'à maintenant semblent être ceux de U.C.L.A. Ils éliminent le spin  $3/2$  à 40 chances contre 1.

LES ACCÉLÉRATEURS DE PARTICULES  
LE SYNCHROTRON À PROTONS DU CERN

L'élément de base dans l'étude des particules élémentaires est la particule énergétique, (proton ou électron) qui par choc sur un nucléon cible produira les particules élémentaires à étudier. On obtient ces particules de la façon suivante:

- a) rayons cosmiques (jusqu'à  $10^{19}$  ev.).
- b) accélérateurs à électrons.
- c) accélérateurs à protons.

Nous donnerons ici quelques indications sur les accélérateurs de grande énergie en général et décrirons plus spécialement le synchrotron à protons du CERN.

I - Les rayons cosmiques.

Ils ont joué un rôle considérable dans les 10 années qui ont suivi la fin de la guerre. C'est grâce à eux qu'on a découvertes de nombreuses particules mésons  $\mu$ ,  $\pi$ , particules étranges  $K$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^-$  ...

Les principales caractéristiques des rayons cosmiques sont les suivantes:

- Flux constant.
- Spectre d'énergie extrêmement étendu: on a détecté des énergies jusqu'à  $10^{19}$  ev., c'est à dire à

des énergies près d'un milliard de fois plus grandes que les énergies atteintes avec les machines les plus récentes.

- Rareté: Au niveau de la mer, le flux est d'environ une particule par  $\text{cm}^2$  et par minute. Le maximum des spectre d'énergie est de l'ordre du Gev et décroît ensuite rapidement.

- Grande abondance de mésons  $\mu$  et d'électrons au niveau de la mer. Le flux de protons est faible. Il augmente d'un facteur 10 entre le niveau de la mer et l'altitude de 3.000 mètres ce qui explique les nombreuses recherches dans les labos de montagne.

A l'heure actuelle, les rayons cosmiques n'ont plus d'intérêt que pour les interactions de très grande énergie (plus de  $10^{12}$  ev., groupe de Rossi au M.I.T., groupe de C.F. Powell à Bristol etc...).

## II - Les Accélérateurs Linéaires.

Tous les accélérateurs sont basés sur le fait qu'un champ électrique communique de l'énergie à une particule chargée. A l'heure actuelle, les machines les plus grandes sont, soit du type linéaire, soit du type circulaire.

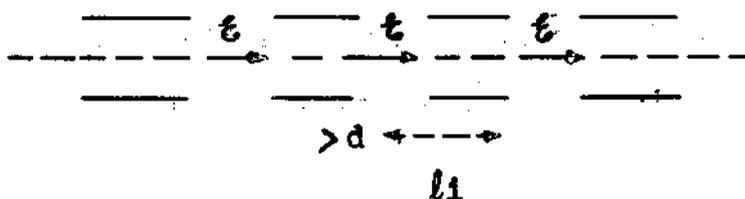
Dans les accélérateurs linéaires, les régions d'accélération sont échelonnées le long d'une ligne droite. Ce dispositif a deux avantages sur les accélérateurs circulaires, que nous verrons plus loin: la facilité d'injection et d'extraction des particules, l'absence de pertes par radiation, (très importantes pour les électrons).

Par contre il conduit à des appareils très longs et les problèmes de stabilité sont délicats. Des accélérateurs ont été construits avant la guerre en disposant le long d'un axe des électrodes tubulaires reliées alternativement aux 2 pôles d'un oscillateur; si la particule passe entre deux électrodes successives au moment où la différence de potentiel est dans le bon sens, il y a accélération. Faute d'oscillateurs suffisamment puissants, on n'avait pu atteindre que des énergies de l'ordre du MeV.

a) L'Accélérateur de protons d'ALVAREZ.

1) Description.

Après la guerre, Alvarez, à l'Université de Californie (Berkeley) a pu disposer d'oscillateurs de radar de fréquence  $\nu = 200$  Mc/s et de grande puissance (2500 Kw de puissance de crête), et les a couplés à une cavité de 13 mètres de long; le mode de vibration de la cavité est tel que le champ électrique est parallèle à l'axe, oscille à la fréquence  $\nu$  et est le même en tout point de l'axe à un instant donné.



Si l'on dispose le long de l'axe des électrodes tubulaires (champ nul à l'intérieur) il suffit que le champ soit positif et le même à chaque passage d'une électrode à l'autre pour que la particule soit accélérée en résonance. Pour cela, la condition de résonance est:

$$\frac{l_1}{v_1} = \frac{l}{v} (v_1, \text{ vitesse dans le tube de longueur } l_1)$$

Alvarez obtient ainsi 1  $\mu$ A de protons d'énergie 32 Mev constante à 0,3 % près. L'injection est fournie par un Van de Graff de 4 Mev. Le linac du CERN qui sert de pré-accélérateur au synchrotron à protons atteint un courant de 25 ma.

### III - Les accélérateurs linéaires d'électrons

#### 1) Principe.

Le problème de l'accélération linéaire des électrons se résout de façon différente, car les électrons de plus d'1 Mev ont une vitesse très proche de la vitesse de la lumière: l'effet de "l'accélération", aux énergies élevées, est d'accroître l'énergie, mais la vitesse reste pratiquement constante.

Dès lors, il suffit de faire voyager l'électron de vitesse  $c(1-\epsilon)$  avec un champ électromagnétique longitudinal se déplaçant à la même vitesse. De tels champs peuvent être créés dans les guides d'onde (Nubes à ondes progressives).

#### ii) Réalisations.

Ainsi, à l'Université de Stanford, le tube est un guide d'onde circulaire ( $\Phi = 8$  cm), de longueur 70 m, ce qui permet d'obtenir un faisceau intense d'électrons de 1 Gev (60 impulsions par seconde). Cette intensité est, avec la bonne définition de l'énergie, le gros avantage de l'accélérateur linéaire sur les accélérateurs circulaires.

Un accélérateur analogue a été construit à l'Université de Paris (Orsay). Son énergie dépasse le Gev. Une machine de ce type est aussi en construction à Karkhov en U.R.S.S.

iii) Le "Stanford two Mile Linear Accelerator".

La construction d'un accélérateur gigantesque de ce type a commencé à Stanford en Californie. Sa longueur (2 mile) dépasse les 3 km. Il est situé dans un tunnel, ayant parallèlement un autre tunnel qui comprend l'alimentation (tubes Klystrons) et un service de transport pour le personnel et l'appareillage. La construction se fait en 2 étapes. La première doit permettre d'atteindre une énergie de 24 Gev et la seconde de 48 Gev. L'augmentation d'énergie se fera en gardant la longueur constante, mais en quadruplant le nombre de Klystrons, (augmentation du champ électrique).

Voici quelques caractéristiques de cet appareil:

Energie	Etape I 24 Gev	Etape II 48 Gev
Longueur	10.000 feet	10.000 feet
Nb de Klystrons	240	960
Puissance de pic par Klystrons	24 Mw	24 Mw
Taux de répétition	360 pulse p. sec.	360 pulse p. sec.
Puissance pour les Klystrons	20,9 Mw	83,6 Mw
Autres besoins (expériences)	24,7 Mw	35,9 Mw
total	45,6 Mw	119,5 Mw

Intensité moyenne du faisceau	30 $\mu$ a	60 $\mu$ a
Longueur de chaque pulse	2,1 $\mu$ s	2,1 $\mu$ s

Il faut remarquer que le nombre d'électrons accélérés par seconde est de l'ordre de  $3 \times 10^{14}$ . Ceci est considérable, à peu près 1000 fois plus que le nombre de protons accélérés au CERN ou à Brokhaven à 24 Gev. C'est là l'intérêt de cette machine qui, pense - t - on, pourra fournir des faisceaux plus intenses.

#### IV - Les Accélérateurs circulaires

##### a) Généralités sur les accélérateurs circulaires.

L'idée de faire tourner les particules sous l'effet d'un champ magnétique et de leur faire traverser au bon moment un champ électrique accélérateur est due à LAWRENCE (1932). Il imagina ainsi la machine la plus simple et encore la plus répandue, le cyclotron, dont les machines les plus modernes dérivent.

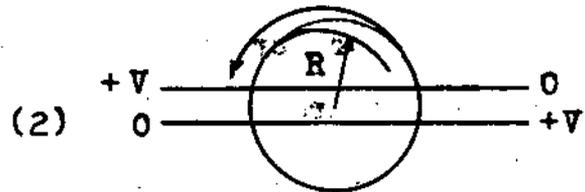
L'ion chargé décrit une orbite circulaire dans un plan perpendiculaire à un champ magnétique B, constant le long de l'orbite. Sa quantité de mouvement P est reliée au rayon de courbure R de la trajectoire par

$$P = e BR \quad (1)$$

Tous les tours, l'ion traverse un ou 2 espaces accélérateurs dans lesquels il acquiert une énergie. Supposons pour simplifier qu'il y ait 2 espaces accélérateurs, disposés comme le montre de schéma.

Soit  $\nu$  la fréquence des oscillations électriques; la condition de synchronisme entre le passage de la particule et une valeur fixée du potentiel accélérateur est:

$$\frac{1}{\nu} = \frac{2\pi R}{v}$$



$v = \beta c$  étant la vitesse de la particule.

Ecrivons les équations V1.1 et V1.2 sous la forme relativiste explicite:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{M \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} = e B R \quad (1') \\ \beta c = 2\pi R \nu \quad (2') \end{array} \right.$$

d'où la période de révolution

$$T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi M}{e B} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3)$$

### b) Energies faibles - Principe du cyclotron.

Lorsqu'on veut accélérer des protons à une énergie maximum  $E_n$  assez inférieure à leur énergie de masse ( $M c^2 = 938 \text{ Mev}$ ), alors on a toujours  $\beta < \beta_m \ll 1$  et l'équation (1') peut s'écrire:

$$M \beta c = e B R \quad (1'')$$

L'équation (2') est inchangée, la période de révolution est maintenant:

$$T = \frac{1}{\nu_0} = \frac{2\pi M}{eB}$$

Une solution possible est d'opérer à  $B$  et  $\nu$  constants: c'est le cyclotron.

Cette propriété remarquable provient tout simplement du fait que, si une particule décrit un cercle dans un champ magnétique constante, le temps de révolution  $T$  est indépendant de l'énergie et du rayon, tant que la mécanique classique s'applique.

Dans un cyclotron, les ions, injectés continuellement au centre, et accélérés chaque demi-tour, décriront donc des cercles de rayons de plus en plus élevés. Le champ magnétique et la fréquence de révolution (égale à la fréquence des oscillations électriques) sont constants.

Les énergies que l'on peut atteindre sont limitées par les effets relativistes que nous allons étudier ci-dessous.

c) Energies moyennes - Principe du cyclotron à fréquence modulée ou synchrocyclotron.

Lorsque  $\beta^2 = \frac{2}{100}$ , c'est à dire lorsque  $E = \frac{Mc^2}{100}$ , (environ 10 Mev pour un proton), la période de révolution  $T = \frac{T_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$  est supérieure de 1% à la période  $T_0$ , pour les énergies très faibles. Or, dans le cyclotron, la période du champ électrique accélérateur est constante et égale à  $T_0$ . Par suite, si on veut, en augmentant simplement le rayon, augmenter l'énergie des ions, ceux-ci seront à chaque tour successif de plus en plus en retard sur le champ électrique, et bientôt ne seront plus accélérés.

Pour tourner cette difficulté et atteindre des énergies plus élevées, une possibilité est de diminuer progressivement la fréquence des oscillations électriques suivant la relation:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

Alors l'ion et le champ seront toujours en phase. Notons une autre différence avec le cyclotron: les ions doivent être injectés par bouffées, au début de chaque cycle d'accélération. Cette idée, due à WEKSLER et Mac MILLAN, a été appliquée dans le synchrocyclotron de 184 pouces de Berkeley, qui a fourni dès 1947 des protons de 350 Mev. Cet appareil a des pièces polaires de 184" = 4,60 m de diamètre et 48 cm d'entrefer; c'est déjà une grosse machine et en particulier la quantité de fer est énorme, puisque les pièces polaires couvrent, comme pour le cyclotron, toute la surface du cercle.

#### d) Grandes énergies - Les synchrotrons à protons

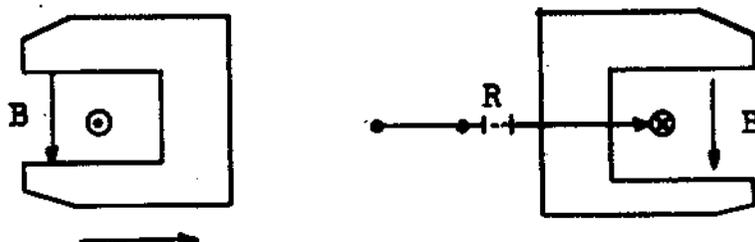
La quantité de mouvements maximum est toujours relié au rayon extrême par la relation (1)

$$P_m = e B R_m \quad \text{pour les protons.}$$

Le champ B ne pouvant guère dépasser 15.000 Gauss, on ne peut augmenter les énergies qu'en augmentant le rayon. Dans le synchrocyclotron, la masse de fer augmente alors comme le carré du rayon, alors que seules les trajectoires extrémales sont intéressantes.

D'où l'idée (appliquée auparavant dans les synchrotrons à électrons) d'opérer à rayons fixes. En coupe, les pièces polaires font par exemple un C autour d'une chambre à vide de dimensions aussi

petites que possible, compatible avec la section et les oscillations radiales du faisceau.



Les équations (1') et (2') montrent alors qu'il faut faire croître à la fois le champ magnétique proportionnellement à la quantité de mouvement  $P$ , la fréquence des oscillations proportionnellement à la vitesse  $\beta c$ .

Or l'énergie cinétique est proportionnelle au nombre de tours, si l'énergie fournie à chaque tour est constante d'où les lois de variation.

Les problèmes techniques de synchronisation sont difficiles mais pas insolubles.

De tels accélérateurs fonctionnent depuis quelques années à Birmingham (1 Gev), et Brookhaven U.S.A., (le "Cosmotron" : 3 Gev) à Berkeley, (le "Bevatron" 6,5 Gev), Dubna, U.R.S.S. (9 Gev), Saclay ("Saturne" 3 Gev). En 1960, sont entrés en service les deux géants de 25 - 30 Gev, (P S de Genève - A G S de Brookhaven U.S.A.).

La découverte du principe de la focalisation forte, a permis de réduire dans ces machines (CERN, Brookhaven) la section du tube à des dimensions de  $7 \times 14,5$  cm et donc de construire des machi

nes plus grandes pour le même prix.

La méthode consiste à utiliser alternativement des sections très fortement focalisantes et defocalisantes. Pour ces sections l'indice du champ est très grand, soit positif soit négatif. On peut être surpris qu'une suite d'éléments d'effet opposés finalement être focalisant. En fait, le résultat est bien connu en optique. L'ensemble de deux lentilles, l'une convergente, l'autre divergente de distance focale  $f$ , distante de  $x$ , forment un système focalisant de distance focale:  $f^2/x$ . Un tel doublet peut être très focalisant.

#### V - Le P. S. du C.E.R.N.

Donnons une brève description du synchrotron à protons du CERN (P.S.).

Le taux de répétition est de 5 secondes à 28 Gev et descend à 1,8 secondes à 19 Gev.

A la sortie de la source de protons (source d'ionisation à haute fréquence) les protons sont accélérés à une énergie de 500 KeV. Ils entrent ensuite dans un accélérateur linéaire (Linac) de 30 mètres de long, du type Alvarez, qui porte leur énergie à 50 Mev. Le linac est en lui-même un appareil très compliqué. Il fonctionne toutes les secondes et consomme une puissante haute fréquence de crête (pic) de 3,4 Mw.

Un autre problème délicat est celui de l'injection. Les particules sont injectées en un seul tour, grâce à une succession d'aimants, de lentilles quadrupolaires, et de déflecteurs élec-

trostatiques fixes ou pulsés. Un des grands succès de la machine du CERN est d'avoir réussi à injecter les protons avec des pertes faibles.

L'anneau magnétique est enfermé dans un tunnel à température constante. Le problème des fondations est très important, car le positionnement des 100 aimants, qui forment l'anneau, les uns par rapport aux autres, doit être réalisé à quelques dizaines de millimètres près. L'anneau magnétique est fixé sur une poutre annulaire en béton, qui repose par des joints flexibles sur des piliers enfoncés profondément. Le diamètre de l'anneau est de 200 mètres.

La chambre à vide torique où circule les protons a une section elliptique de  $7 \times 14,5$  cm. Ces faibles dimensions ont été rendus possibles grâce au principe de la focalisation forte. A l'intérieur la pression résiduelle est plus petite que  $10^{-5}$  mm de mercure.

Les aimants sont en forme de C. Ils ont 4,9 m de long et pèsent 33 tonnes. Il y en a 100. De place à place, des sections droites entre aimants de 3 m de long sont disposés afin de permettre l'extraction des faisceaux secondaires.

L'accélération se fait au moyen de 16 cavités qui fournissent au moment du passage des protons un champ électrique axial. Il y a 16 cavités donnant un accroissement d'énergie de 54 Kev par tour. Ceci nécessite donc un nombre de tours de 500.000 environ. La longueur parcourue par les protons est donc environ 300.000 Kilomètres.

Les problèmes de focalisation sont très importants. Un dispositif d'autoguidage permet d'ajuster la tension accélératrice en fonction de la position du faisceau. Ce système automatique tend à ramener les protons sur l'orbite d'équilibre.

De nombreuses lentilles quadrupolaires, ainsi que des enroulements connecteurs dans les aimants tendent à accroître la focalisation et à corriger les défauts locaux des aimants et ceux dus à la saturation du fer.

A la fin de l'accélération, le diamètre du faisceau est de quelques mm.

Les problèmes de cibles sont compliqués. Afin d'obtenir des images très petites dans l'optique des faisceaux secondaires, on utilise des cibles très petites (quelques mm). Il existe 3 types de fonctionnement des cibles.

a) pour les expériences de compteurs et de spark chamber.

Les particules ne doivent pas saturer les compteurs. De plus elles doivent arriver à des instants séparés par un temps supérieur au pouvoir séparateur des circuits d'électroniques ( $10^{-9}$  sec. nanosecondes) ou des spark chambers (environ  $1 \mu s$ ). On fait donc arriver les particules lentement sur la cible. Le champ magnétique reste constant (flat top) et on arrête la H.F. d'accélération. La durée est de 100 à 200 millisecondes.

b) pour les expériences de chambres à bulles.

La durée du choc du faisceau sur la cible doit être beaucoup plus court (inférieur à la milliseconde). En effet, le grossisse-

ment des bulles est très rapide et il faut éclairer les chambres à bulles avec un retard qui n'excède pas 1 à 2 millisecondes.

c) pour les expériences avec faisceau externe (expérience neutrino).

Le faisceau est sorti de la machine en un tour, c'est à dire que la durée du choc sur une cible (externe) est de l'ordre de la micro-seconde.

La machine du CERN possède à l'heure actuelle le record pour l'intensité des protons accélérés par pulse. Il atteint  $8 \times 10^{11}$  protons par pulse.

Voici la liste des grandes machines circulaires à protons en fonctionnement ou en construction.

Nom	lieu	Energie	Date de fonction	Taux de repetition
Cosmotron	Brookhaven U.S.A.	3 Gev	1953	3 sec.
Bevatron	Berkeley U.S.A.	6 Gev	1954	6 sec.
Synchro- phasotron	Dubna URSS	9 Gev	1957	12 sec.
Saturne	Saclay France	3 Gev	1959	3 sec.
C.P.S.	CERN Europe	24 Gev	1959	3 sec.
A.G.S.	Brookhaven U.S.A.	30 Gev	1960	3 sec.
P.P.A.	Princeton U.S.A.	3 Gev	1963	0,05 sec
Z.G.S.	Argonne USA	12,5 Gev	1963	4 sec
Nimrod	Harwell England	15 Gev	1964	2 sec
Synchro- phasotron	Moscou URSS	7 Gev	1963?	5 sec
Synchro- phasotron	Leningrad URSS	70 Gev	1966?	12 sec

#### IV - Les machines circulaires à électrons.

##### Le Synchrotron à électrons

###### a) Principe:

Le problème de l'accélération d'électrons décrivant des trajectoires circulaires peut se résoudre suivant le même principe général que pour les protons. En pratique la grande différence de masse entre électron et proton introduit une simplification considérable.

Les électrons ont une vitesse très proche de  $c$  dès que leur énergie atteint plusieurs Mev ( $0,99 c$  pour 3 Mev d'énergie cinétique) alors que ceci n'est obtenu pour les protons qu'aux énergies de plusieurs Gev. Donc, si on injecte les particules à une énergie de plusieurs Mev, les électrons iront dès le début à une vitesse voisine de  $c$ . Ceci simplifie beaucoup la solution type synchrotron: en effet, puisque les électrons vont à une vitesse  $c(1 - \epsilon)$  pratiquement constante, la fréquence de révolution sur une orbite de rayon constant  $R$  sera constante.

Donc dans le synchrotron à électron, les électrons seront accélérés avec une fréquence constante; un champ magnétique que l'on fera croître proportionnellement à la quantité de mouvement (c'est à dire pratiquement à l'énergie, donc au nombre de tours) les maintiendra sur une orbite de rayon constant.

###### b) Réalisation - Difficultés.

Les synchrotrons à électrons sont assez nombreux; leurs énergies sont en général de plusieurs centaines de Mev et peuvent at-

teindre 1 Gev (California Institut of Technology, Cornell, Frascati) et même 7 Gev (M.I.T.) et 6 Gev (Hamburg).

A ces énergies, la perte d'énergie par rayonnement devient grande. Il faut évidemment que la perte d'énergie par tour soit plus petite que l'énergie fournie par les cavités.

La perte d'énergie par rayonnement vient de l'accélération de l'électron. C'est l'accélération radiale qui est importante. Le calcul se fait en tenant compte de la vitesse de l'électron qui n'est pas négligeable devant  $c$ . La perte d'énergie est proportionnelle à  $\frac{1}{R} \frac{E^4}{(mc^2)^4}$ . Elle augmente considérablement avec l'énergie et n'est appréciable que pour les électrons (terme en  $1/m^4$ ). Le rayon  $R$  des machines est à peu près proportionnel à l'énergie. La radiation est donc proportionnelle à  $E^3$ . Cela limite l'énergie possible des accélérateurs circulaires à électrons.

Ainsi, l'accélérateur à électrons de 6 Gev de Cambridge (Massachusetts) qui vient d'entrer en fonctionnement a, en fin d'accélération, une perte d'énergie par radiation de 4,3 Mev par tour, c'est à dire 90% de l'accélération à chaque tour.

## V - Les Faisceaux séparés de particules.

### a) Principe

Lorsqu'un proton du faisceau heurte la cible, un nombre considérable de particules sont produites. D'autre part, elles partent avec des énergies et des directions très variables. De plus, d'autres particules sont produites au voisinage de la cible par désintégration des particules à vies moyennes courtes. (ex.  $\sum^{\pm}$ ,  $\Lambda$ , etc.)

L'intérêt des faisceaux de particules est de ramener au point où se trouve le détecteur, un seul type de particule avec un moment déterminé.

La sélection en moment est faite avec un champ magnétique et des collimateurs.

La sélection en masse est faite en combinant un champ électrique et un champ magnétique (séparateur de masses). Ce système agit sur la vitesse  $\beta$ .

En fin un nombre suffisant de particules est obtenue grâce à l'emploi de systèmes focalisant. Le principal est le quadrupole magnétique.

L'ensemble de ces systèmes est très analogue à un spectrographe de masse. Cependant à ces grandes énergies, la taille est beaucoup plus grande (plus de 100 mètres parfois) et le prix plus élevé. Il faut remarquer que la séparation devient vite très difficile lorsque l'énergie augmente, puisque la différence des vitesses de 2 particules de masses différentes tend vers zéro quand l'énergie tend vers l'infini.

L'ensemble de ces systèmes est souvent appelé une "optique de particules". Il y a en effet une grande analogie avec un faisceau de lumière. Les quadrupoles jouent un rôle de lentilles et les aimants de prismes. Les collimateurs sont les fentes, mais leur épaisseur doit être de plusieurs dizaines de centimètres. La différence essentielle est qu'il faut un élément de plus, le séparateur de masses, qui n'est évidemment pas nécessaire dans l'optique des photons.

On retrouve tous les problèmes de l'optique géométrique: distances focales, images, objets, grandissement, dispersion, aberrations (chromatiques ou non). La seule différence est qu'il n'y a pas lieu d'envisager les problèmes de diffraction, puisque à ces énergies, la longueur d'onde est tout à fait négligeable devant la taille des images.

La diffusion à travers le milieu est aussi à considérer que ce soit la diffusion dans l'air, dans des tubes à hélium, ou sur les parois en mylar des enceintes à vide. Une diffusion supplémentaire est importante. C'est celle causée par la désintégration des mésons  $\pi$  du faisceau (toujours très nombreux) en mésons  $\mu$ . Il existe une source diffuse tout le long du faisceau si on veut obtenir des particules à vies moyennes courtes, des mésons K, par exemple.

La vie moyenne du méson  $K^+$  est de  $1,22 \times 10^{-8}$  secondes en moyenne. Donc dans le système du laboratoire, la longueur moyenne est de:  $l = ct \times \frac{P}{M} = 3.7 \times \frac{P}{M}$  metres.

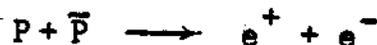
Il s'ensuit qu'un faisceau de K de 800 Mev/c par exemple, a le nombre de K réduit de moitié tous les 4 mètres environ. La moitié des mésons  $\pi$  du même faisceau disparaissent en donnant des mésons  $\mu$  tous les 30 mètres ( $\tau_{\pi} = 2,55 \times 10^{-8}$  sec).

#### b) Le problème de l'intensité.

Il est essentiel. C'est lui qui en fin de compte détermine la possibilité d'une expérience.

Pour les expériences de compteurs, une intensité suffisante est nécessaire pour que le phénomène à mesurer puisse se distinguer du background, toujours présent. Par exemple, l'expérience P.A.P.E.P.

au CERN (Proton Antiproton Electromagnetic Process) qui consiste à étudier la réaction



dont le section efficace très faible est la limite des possibilités d'intensité.

Pour les expériences de chambres à bulles, le problème se pose d'une manière un peu différente. Le nombre de particules à admettre dans la chambre est toujours de l'ordre d'une dizaine au maximum. Cependant, si cela peut être obtenu avec une petite fraction de l'intensité totale de la machine, l'expérience pourra être faite en parallèle avec une autre expérience sans la perturber.

De plus une intensité importante permet d'augmenter les performances du faisceau: séparation à plus haute énergie en utilisant la queue des images, plus petits angles solides donc meilleures images (moins d'aberrations) et meilleure séparation etc...

L'angle du faisceau au départ avec la direction des protons a une grande importance. Aux hautes énergies, les particules sont émises dans un petit angle et leur nombre décroît vite lorsque l'angle augmente. Ainsi au CERN, lorsque l'angle passe de  $9^\circ$  à  $12^\circ 1/4$ , l'intensité des  $K^-$  de 3 Gev est réduite par un facteur environ 7. Un tel facteur est suffisamment important pour rendre impossible une expérience.

Or il n'est pas facile de partir de la cible à un angle faible à cause de l'encombrement des aimants du PS et de l'influence des champs de fuite.

Une loi expérimentale très importante et utile est que le plupart des particules sont émises avec un moment transverse, quel que soit l'énergie du proton incident ou de la particule. Ce moment transverse est de 0.5 Gev/c environ.

\* \* \*

jamais été capable de fonctionner de façon stable, plus d'une fois toutes les 3 ou 5 minutes. Ce gain d'un facteur 100 à 200 dans la cadence de répétition de chambres à bulles, est la raison fondamentale qui a provoqué le remplacement des chambres de Wilson par les chambres à bulles.

- b) Un autre avantage de la chambre à bulles est la qualité des photos obtenues et surtout la régularité de fonctionnement. Une aussi bonne qualité a sans doute été atteinte avec certaines chambres de Wilson, mais ceci n'a été possible qu'au prix de beaucoup de soins et grâce au talent de certains bons expérimentateurs. Pour la chambre à bulles au contraire, on peut, sans trop de difficulté, obtenir au bon fonctionnement régulier.
- c) Un autre avantage considérable de la chambre à bulles est la haute densité du fait qu'elle opère à l'état liquide. Comme la plus part du temps on est intéressé par des réactions avec des nucléons, le nombre des événements utiles est accru par un facteur qui correspond au rapport de densité entre l'état liquide et l'état gazeux, si on compare à la chambre de Wilson.

Cette haute densité n'est pas toujours un avantage: par exemple, si on veut étudier les désintégrations de particules rares dans la chambre comme le  $K^0_2$ , on risque de les confondre avec des étoiles de neutrons, on, préférera une matière ayant une densité la plus faible possible, de façon à diminuer le background dû aux étoiles de neutrons.

- d) Enfin, l'un des principaux avantages, vient de ce que le noyau

cible peut être un simple proton, pour cela, il suffit d'utiliser, doit un liquide très hydrogéné, comme le propane ( $C_3 H_8$ ) ou l'iodure de méthyle ( $ICH_3$ ), soit directement de l'hydrogène liquide.

La chambre à bulles à hydrogène liquide est un outil qui permet donc de photographier à haute cadence des réactions de particules élémentaires sur protons. La chambre à bulles permet aussi des mesures précises. Elle a deux inconvénients:

- De ne pas permettre la détection des particules neutres et
- de nécessiter des mesures fastidieuses, longues et coûteuses.

Il existe cependant un avantage qui reste aux chambres de Wilson:

C'était que leur construction était beaucoup plus facile et moins onéreuse. La construction des chambres à bulles a été une opération difficile nécessitant des moyens industriels, mais cette entreprise a été couronnée de succès. Il existe deux groupes de chambres à bulles. Les chambres à bulles à éléments légers comme l'hydrogène, le deutérium et l'hélium. Ensuite les chambres à bulles à liquides lourds utilisant des liquides variés et souvent des mélanges de ces liquides, le propane  $C_3 H_8$ , fréons  $CF_3 Br$ ,  $C_2 F_5 Cl$ , iodure de méthyle  $CH_3 I$ , Xénon etc...

Les premières chambres à bulles ont beaucoup utilisé le propane dont la propriété principale était d'être riche en hydrogène. Depuis l'avènement des chambres à hydrogène liquide, l'intérêt du propane pur a beaucoup diminué et l'intérêt de ces chambres s'est déplacé vers les liquides lourds qui par la courte longueur de ra-

diation permet une détection facile des mésons  $\pi^0$  et d'identification directe au dépouillement des photos des électrons (scanning).

### Les Principales Chambres a Bulles

- a) BERKELEY:
- |            |                            |      |
|------------|----------------------------|------|
| Alvarès    | $H^2$ : $\emptyset = 15''$ | 1957 |
|            | $H^2$ : L = 72''           | 1960 |
|            | $H^2$ : $\emptyset = 30''$ | 1963 |
| W. Powel   | Propane 30" x 8" x 15"     | 1956 |
|            | Fréon 30" x 20" x 15"      | 1963 |
| D. Glaser: | Xénon 10"                  | 1959 |
| M. Block : | He: 20 x 10 x 10 cm        | 1958 |
- b) BROOKHAVEN:
- |                |                          |      |
|----------------|--------------------------|------|
| J. Steinberger | $H^2$ : $\emptyset 30''$ | 1962 |
| Shutt          | $H^2$ : 50 x 20 x 20 cm  | 1960 |
|                | $H^2$ : L = 200 cm       | 1963 |
| J. Steinberger | Propane $\emptyset 30''$ | 1961 |
|                | Fréon                    |      |
- c) C. E. R. N. : Peyrou
- |  |                             |      |
|--|-----------------------------|------|
|  | $H^2$ : $\emptyset = 30$ cm | 1960 |
|  | $H^2$ : L = 200 cm          | 1964 |
- (Ecole Polytechnique Saclay):
- |           |                             |      |
|-----------|-----------------------------|------|
| Gregory   | $H^2$ : 81 x 30 x 30        | 1961 |
| Berthelot | $H^2$ : $\emptyset = 50$ cm | 1961 |
- (British National Bubble Chamber):
- |        |                    |      |
|--------|--------------------|------|
| Butler | $H^2$ : L = 150 cm | 1963 |
|--------|--------------------|------|
- (Ecole Polytechnique)
- |             |                       |      |
|-------------|-----------------------|------|
| Lagarrigue: | Propane 100 x 50 x 50 | 1960 |
|             | Fréon                 |      |
- (C E R N)
- |       |                         |      |
|-------|-------------------------|------|
| Ramm: | Fréon $\emptyset = 100$ | 1961 |
|-------|-------------------------|------|
- d) U.R.S.S. Une petite chambre à hydrogène et une petite chambre à propane fonctionne à Dubna, depuis plusieurs années. Des plus grandes chambres sont annoncées.

## II - Mesures

Une donnée fondamentale des chambres à bulles est la précision avec laquelle on peut mesurer les moments, les angles et l'ionisation.

### a) - Mesures de courbures

Le moment est donné par: 
$$P = \frac{300 \text{ BR projeté}}{\cos \theta}$$

B est la valeur du champ magnétique en Weber/m<sup>2</sup>.

R est la rayon projeté sur un plan perpendiculaire au champ magnétique, exprimé en mètres.

La flèche de courbure de la trajectoire est donné par la formule:

$$f = \frac{L^2}{8R} \quad \text{où } L \text{ est la longueur de la trajectoire.}$$

La précision avec laquelle on mesure une trajectoire est limitée par la mesure de la position des traces, par la déformation des traces, provoquée, soit des mouvements du liquide, soit par des différences d'indice de réfraction du liquide ou des glaces, soit par le phénomène de diffusion multiple (scattering multiple).

### b) - Mesures de position

Voici quelques données relatives à la chambre à bulles à hydrogène (Saclay-Ecole Polytechnique). On démontre que la diffraction des objectifs photographiques donne, d'un point, une image qui est un cercle dont le diamètre D exprimé en micron est égale à l'ouverture numérique  $O = \frac{F}{d}$  de l'objectif photographique.

Dans cette chambre, l'objectif qui est fermé à 30, à cause de

la profondeur de champ nécessaire, indique donc des images de bulles de 30 microns de diamètre.

Ceci suppose, ce qui est vrai, que la taille de la bulle est au moment de la photographie suffisamment petite pour qu'on la considère comme ponctuelle.

Les mesures permettent de pointer le centre de la bulle, c'est à dire que celui-ci peut être repéré sur le film, à une position de 3 microns environ. Le grandissement étant de  $1/10$ , le centre de l'image de la bulle est donc repéré, vraie grandeur, à 30 microns.

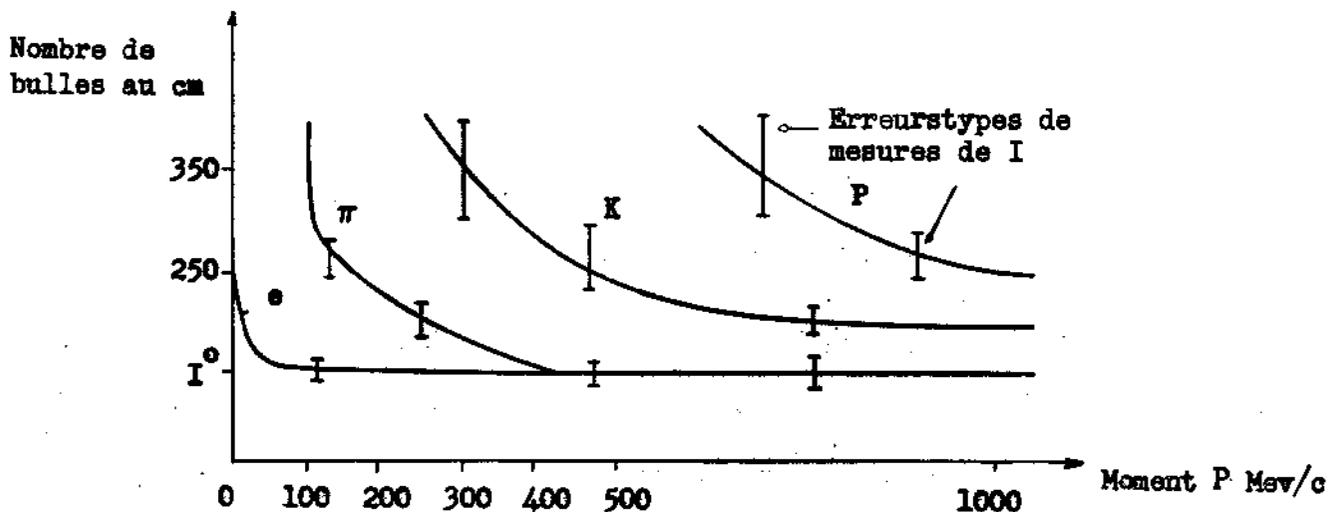
Ceci ne veut pas dire que la position de la trajectoire a été mesurée avec une telle précision. En effet, le point lumineux n'est autre que l'image dans la bulle de la source lumineuse, et elle n'est généralement pas au centre de la bulle. De plus, la bulle ne se forme pas exactement à l'endroit où est passé la trajectoire, si l'échauffement est dû par exemple à un microscopique rayon  $\delta$ . Enfin, toutes les distorsions optiques (variation d'indice du liquide de la glace) changent la position de la bulle. L'étude de la distribution des bulles le long de la trajectoire moyenne, montre que la position de la trajectoire peut être reconstituée en vraie grandeur avec une précision variant entre 60 et 100 microns.

La meilleure façon de mesurer la précision avec laquelle on mesure la courbure des trajectoires et donc leur moment, consiste à prendre des photographies de traces sans champ magnétique ayant une énergie telle que le phénomène du scattering multiple est négligeable. Les grandes énergies des faisceaux de mésons  $\pi$  disponibles au Cern, permettent de le faire. Le résultat de ces mesures montrent

que la flèche parasite  $\Delta f$  était de l'ordre de 0,1 à 0,05 millimètre. On peut en déduire ce que l'on appelle de "Maximum detectable momentum", il est de 300 Gev.

c) - Mesures d'ionisation

La variation de la densité des bulles le long des traces permet de mesurer la vitesse des particules. L'expérience a montré que la densité des bulles était, grossièrement, inversement proportionnelle au carré de la vitesse. Ceci montre, comme il fallait s'y attendre, que cette méthode ne peut donner d'indications, que lorsque la vitesse est suffisamment différente de la vitesse de la lumière  $C$ . Elle est toutefois très utile pour distinguer les mésons  $\pi$  rapides des protons, jusqu'à une valeur de moment de l'ordre de 1,2 Gev/c. La figure suivante permet de voir comment on peut utiliser cette méthode pour distinguer les électrons, les mésons  $\pi$ , les mésons K et les protons.



- Courbes théoriques donnant le nombre de bulles par centimètre dans la chambre en fonction du moment de la particule et de sa nature: électron (e), méson  $\pi$  (masse 140), méson K (masse 500), proton (masse 938).

On voit l'intérêt et les limitations de cette mesure: un électron sera identifié entre 0 et 180 Mev/c; un méson K entre 100 Mev/c et 800 Mev/c; etc...

### III - L'analyse des photos de chambres à bulles

Les photos de chambres à bulles sont prises à un rythme très élevé. Pour de bonnes chambres, il n'est pas rare maintenant que l'efficacité totale d'un run pendant plusieurs semaines soit de l'ordre de 70 à 80%. Le rythme d'accélération des machines varie de une impulsion toutes les 6 secondes à Berkeley, à une toutes les secondes au CERN ou à Brookhaven (au minimum, avec une énergie finale moindre, 10 Gev environ au lieu de 25 ou 30). Certains accélérateurs, tels ceux à électrons (Cambridge) ou à protons (Pennsylvanie Princeton) ont un rythme plus élevé, mais la cadence de prise des photos ne va pas au dessus de une par seconde pour les grandes chambres. De toute façon le nombre de photos prises en une semaine est facilement de l'ordre de 100.000; la plupart des expériences comporte quelques unités de 105 photos.

Bien sur, toutes les traces photographiées n'ont pas à être étudiées et mesurées, mais en principe, on peut être amené à étudier toutes les interactions. Si l'on prend une chambre à H<sub>2</sub> de 1 mètre, et des particules ayant 35 mb de section efficace ( $\pi^+$ ,  $K^-$ ) on

a une interaction tous les 10 m environ.

$$\text{En effet: } = \frac{A}{N_{\text{od}}} = \frac{1}{6 \times 10^{23} \times 35 \times 10^{-27} \times 0,06} = 10^5 \text{ cm}$$

Si donc on envoie 10 particules en moyenne par impulsion de machine, c'est à dire par photo, on aura environ une interaction par photo.

Donc en principe, le nombre d'interactions à mesurer peut être de l'ordre de quelques  $10^5$  par expérience, c'est à quelques  $10^6$  par an pour la physique de chambre à bulles auprès d'un accélérateur du type CERN. On est loin à l'heure actuelle d'une telle efficacité. Mais ces chiffres expliquent pourquoi tant d'efforts et d'argent sont dépensés pour accroître la rapidité et l'automatisme des mesures.

Heureusement beaucoup de sujets d'intérêt et parmi les meilleurs correspondent à des événements ayant une section efficace beaucoup plus faible. Par exemple la section efficace de production des  $\Xi^-$  par des  $K^-$  est de l'ordre de 200  $\mu\text{b}$ . Si ces événements peuvent être repérés directement au scanning, sans qu'il soit la peine d'effectuer des mesures, le nombre de mesures nécessaires décroît beaucoup et se trouve être de l'ordre de quelques centaines ou quelques milliers pour une expérience.

La mesure de quelques milliers d'événements par an, par un groupe d'expérimentateurs correspondant à un laboratoire normal d'université est une performance maintenant habituelle. Des grands centres comme celui de Berkeley traitent quelques dizaines de milliers de mesures par an.

La nécessité de l'automatisme dans l'analyse des photos de chambres à bulles est évidente. La technique évoluée à partir des anciennes méthodes de la chambre de Wilson des rayons cosmiques où tout était fait à la main: mesures de courbure par calibres (temples), dessins précis de reconstruction géométriques à la main, calculs à la règle à calculer ou à la calculatrice de table. Le stade final de l'automatisme consiste à mettre la photo dans un appareil qui fait un scanning automatique, mesure ensuite les traces, enfin calcule tous les éléments des traces (masses, énergies, directions). A l'heure actuelle la technique est intermédiaire. Il y a essentiellement 3 stades: Scanning - mesure - calculs:

Le scanning est fait entièrement à la main (ou plutôt à l'œil) par des physiciens ou des techniciens spécialement éduqués.

La mesure est semi-automatique. C'est à dire qu'elle se fait au moyen d'appareils compliqués qui digitisent les coordonnées en les transformant en cartes perforées (Frankenstein, IEPS etc...).

Le calcul est automatique grâce aux puissantes calculatrices électroniques (IBM 7090 etc...).

On peut penser que dans un très proche avenir, la mesure deviendra entièrement automatique (H.P.D. - F.S.D. etc...). Des études pour un scanning automatique ont commencé (PEPR etc...).

Avant de décrire un peu ces différents stades de l'analyse, nous allons donner quelques indications sur les principales lois physiques qui servent de base à l'analyse des photos.

#### IV - Lois physique utilisées

Il est utile de bien préciser ce que l'on cherche. Une particule incidente fait une interaction sur un noyau et en général plusieurs particules sont émises. Certaines sont neutres et ne sont pas visibles directement, les autres sont chargées, mais la plupart du temps leur nature ne peut être connue à priori. Le but est de déterminer toutes les quantités relatives à ces particules: Masse, énergie, direction, c'est à dire leur quadrivecteur énergie moment. Eventuellement on peut vouloir déterminer l'état de polarisation des particules: On y peut arriver si la particule fait une diffusion sur un analyseur (carbone par exemple) ou se désintègre (hypérons  $\Xi$ ,  $\Sigma$ ,  $\Lambda$  etc...). On peut aussi déterminer d'autres quantités comme la vie moyenne ou la section efficace d'interaction de ces particules.

#### 1<sup>o</sup> - Identification directe des particules

L'intérêt d'une identification directe des particules au scanning est du plus haut intérêt. En effet très souvent cela permet de réduire considérablement le nombre de mesures à effectuer ou encore de réduire les calculs sur l'évènement.

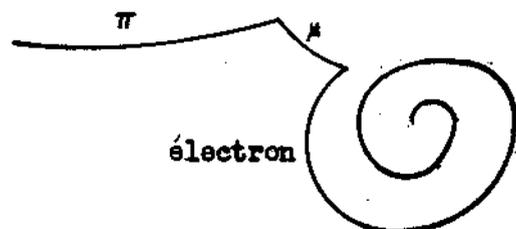
a) Particules qui s'arrêtent: Lorsque la particule s'arrête dans la chambre, on peut très souvent l'identifier. Donnons quelques exemples:

L'électron de faible énergie a un parcours restant très long, car il est au minimum d'ionisation: la trace spiralise de façon très caractéristique.

6

Le proton est la seule particule positive (à part l'électron) qui soit stable. On n'observe aucune particule émise à l'arrêt. D'autre part, sa courbure très faible le distingue de l'électron.

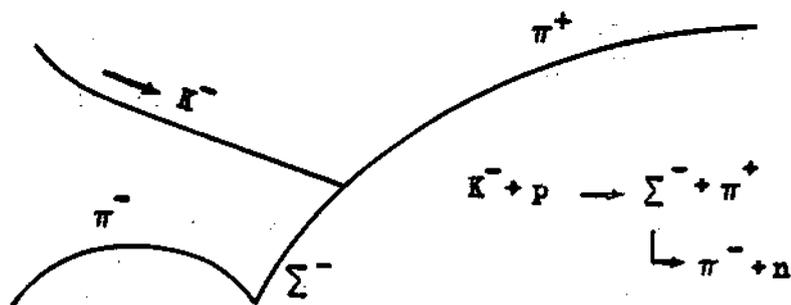
Le méson  $\pi^+$  donne à l'arrêt un  $\mu$  court qui s'arrête et se désintègre en électron.



Le méson  $\pi$  négatif est capturé et donne souvent à l'arrêt une étoile caractéristique, ( $\sigma$  star). Le méson  $\mu$  négatif au contraire se désintègre en électron lorsqu'il s'arrête dans l'hydrogène.

Les mésons  $K^+$  s'identifient en général aussi par leurs produits de désintégration.

Les mésons  $K$  négatifs s'identifient souvent à l'arrêt par la particule étrange (hyperon  $\Sigma^+$  ou  $\Lambda^0$ ) qu'ils créent après interaction avec un proton.



Evidemment le nombre de particules qui s'arrêtent est très faible dans les chambres à hydrogène à cause du faible pouvoir d'arrêt de l'hydrogène. Ce nombre est beaucoup plus grand dans les chambres à liquides lourds, mais l'analyse est un peu plus complexe pour les particules négatives car la capture a lieu en général par un noyau.

b) Identification par parcours et ionisation: L'ionisation dépendant uniquement de la vitesse c'est à dire du moment réduit  $P/mc$ , les particules lourdes sont ionisantes (c'est à dire au dessus du minimum d'ionisation) sur un parcours plus long que les particules légères. Ainsi un électron est pratiquement toujours au minimum d'ionisation, tandis que le proton a une trajectoire épaisse et continue sur plusieurs dizaines de centimètres, même dans une chambre à liquides lourds. Comme il existe une grande différence de masse entre le méson  $\pi$ , le méson K et le proton, il est souvent facile de les distinguer par ionisation surtout dans une chambre à liquides lourds. Avec de l'habitude, la courbure en fin de parcours aide beaucoup.

c) Particules neutres: Elles peuvent souvent se détecter par leur interaction ou leur ionisation.

Les photons se matérialisent en paires d'électrons caractéristiques. Même si l'énergie des électrons est trop grande pour qu'ils spiralisent de façon caractéristique, l'angle entre les 2 électrons permet de reconnaître une paire d'électrons car il est toujours nul (de l'ordre



de  $\frac{mc^2}{E}$ ).

Les neutrons peuvent rarement être identifiés directement. Dans certains cas cependant ils heurtent un proton et le recul de celui-ci permet de l'identifier.

Les mésons  $\pi^0$  se désintègrent très vite en 2 photons ( $\tau \sim 10^{-16}$  sec). Si les photons se matérialisent en paires d'électrons on peut facilement les identifier. Dans les chambres à hydrogène il est très rare d'avoir une matérialisation pour les 2 photons à cause de la grande longueur de radiation ( $X_0 = 10$  m). Au contraire dans les chambres à liquides lourds ( $X_0 = 3,5$  cm à 30 cm) le phénomène est très fréquent.

Les particules étranges ont des vies moyennes de l'ordre de quelques  $10^{-10}$  sec ou  $10^{-8}$  sec. Les premières se désintègrent donc presque tout le temps dans la chambre à bulles et les secondes de temps en temps. Elles apparaissent donc sous la forme  $V_{\pm}$  pour les particules chargées ou sous la forme  $V^0$  pour les particules neutres. C'est de cette manière qu'elles furent découvertes et classées à l'origine.



On peut ainsi les repérer facilement au scanning. Ce point est très important car il permet de séparer certains types d'événements au scanning et de réduire le nombre de mesures, par exem

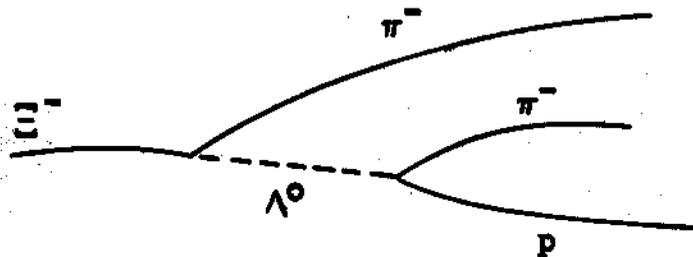
ple si on s'intéresse uniquement aux réactions de mésons  $\pi$  produisant des particules étranges.

Les mésons  $V^0$  se distinguent des paires d'électrons car la probabilité que l'angle soit nul est très faible en général, le moment transverse étant de l'ordre de 150 Mev/c.

Si la branche positive d'un  $V^0$  est identifiée comme un proton, on a sûrement affaire à un hyperon  $\Lambda$ .

Il faut noter que le méson  $K^0_2$  a une vie moyenne longue ( $6 \times 10^{-8}$  sec. environ) et donc est rarement identifié par sa désintégration dans une chambre à bulles.

L'hyperon  $\Xi^-$  est très caractéristique grâce à sa double désintégration (cascade).



## 2<sup>e</sup> - Lois de conservation du quadrivecteur énergie-moment

La base de l'analyse des photos de chambre à bulles est l'utilisation des lois de conservation d'énergie et de moment que ce soit à l'interaction de production des particules ou à la désintégration.

L'état d'une particule en un point est défini par 4 paramètres

indépendants (les 4 composantes du quadrivecteur). En pratique les 4 paramètres sont: la masse, le moment, l'angle azimutal et le l'angle de profondeur (angle de dip).

Prenons le cas d'une chambre à hydrogène où une particule incidente connue, un méson  $\pi$  par exemple, a produit une interaction à  $n$  particules. Supposons que  $p$  particules parmi ces  $n$  sont visibles dans la chambre (particules chargées) et que l'on a pu mesurer leurs directions et leur moment. Supposons que  $q$  particules parmi ces  $p$  ont leur masse connue par identification directe.

Le nombre d'inconnues est  $4 \times n$ .

Le nombre de quantités connues par mesure est  $3 p$  (moment et directions).

Le nombre de quantités connues par identification est  $q$  (masse).

Le nombre d'inconnues restant est donc:  $i = 4n - 3p - q$ .

Le nombre d'équations reliant ces quantités est 4.

Il peut arriver 3 cas: Si  $i$  est plus petit que 4, le problème est surdéterminé: il y a  $4 - i = c$  contraintes. On détermine les valeurs les plus probables des  $4n$  inconnues au moyen d'un fit. Nous verrons comment, plus loin en parlant des calculs.

Si  $i$  est égal à 4, la résolution des équations permet de trouver les inconnues.

Si  $i$  est plus grand que 4, on ne peut pas étudier complètement l'évènement.

Exemples:

a) Réaction à 2 corps: Exemple:  $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$

On a:  $n = p = q = 2$  D'où  $i = 0$   $c = 4$

Il y a 4 contraintes. En pratique elles permettent de vérifier qu'il n'y a pas de particules neutres invisibles émises en même temps. En pratique, le test de coplanarité entre les 3 traces visibles est un bon test pour montrer qu'il n'y a pas de particules neutres émises.

b) Détermination de la masse manquante:

Exemple:  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \pi^0$

En général les  $\gamma$  du méson  $\pi^0$  ne se matérialisent pas dans une chambre à hydrogène.

On ne connaît donc rien sur le  $\pi^0$ .

$$n = 3, \quad P = 2, \quad q = 2, \quad i = 4, \quad c = 0$$

Les équations de conservation permettent de déterminer complètement, mais contraintes, toutes les quantités relatives au  $\pi^0$ . Si la masse trouvée est compatible avec celle d'un  $\pi^0$ , on a une contrainte en prenant cette masse exactement égale à celle du  $\pi^0$ .

Dans la pratique, si l'énergie du  $\pi$  n'est pas inférieure au seuil de production de 2  $\pi^0$ , on ne sait pas s'il y a une ou plusieurs particules neutres manquantes. Dans ce cas les équations de conservation permettent seulement de déterminer la masse et la direction ainsi que le moment du système neutre. Si la masse est nulle, mais pas le moment, on a affaire à un photon émis. Si la masse est celle d'un  $\pi^0$ , le problème est déterminé. Si la masse manquante est plus

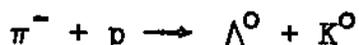
grande que  $2 \pi^0$ , on a au moins  $2 \pi^0$  émis et on peut seulement avoir la masse et le moment du système neutre.

Le cas important est donc celui où la masse des neutres manquant est toujours la même. Ou bien il s'agit de particules connues,  $\gamma$ ,  $\pi^0$ ,  $K^0$ , neutrons, ou bien il s'agit de nouvelles particules. On a mis ainsi en évidence le  $\eta^0$  et le  $\omega^0$  dans des réactions du type:



Dans la pratique le problème n'est pas aussi simple car les quantités mesurées ne sont connues qu'avec des erreurs et il arrive souvent que le nombre de contraintes soit trop faible pour trancher entre plusieurs possibilités.

c) Chambre à propane: Ce type de considérations est très utilisé pour trier les événements sur hydrogène dans les chambres à propane. Supposons une réaction à 2 corps avec des  $\pi^-$  de 1,1 Gev/c.



On sait que la réaction ne comporte pas de  $\pi^0$ , car on est audessous du seuil. La longueur d'onde associée au méson  $\pi$  étant beaucoup plus petite que le rayon du noyau de carbone, la réaction a lieu sur un seul proton du noyau. Mais ce proton n'est pas au repos, il a un certain moment dans le noyau (Fermi momentum). Il y a donc 3 inconnues de plus que dans le cas étudié en a). Il y a donc une seule contrainte. En pratique la coplanarité indique si la réaction a bien eu lieu sur un proton d'une molécule d'hydrogène.

d) Mesure des masses des  $V^0$ . Valeurs Q. Paramètre  $\alpha$ :

Très souvent une particule V neutre ne peut pas être identifiée

directement, car les branches sont des particules au minimum. Il arrive aussi que l'on ne connaisse pas l'origine.

Comment identifier alors la particule  $V^0$ , c'est à dire savoir si on a affaire à un  $\Lambda^0$  un  $K^0_1$  ou un  $K^0_2$  ?

Les 3 quantités mesurées sont l'angle au sommet  $\theta$ , et les 2 moments  $P_1$  et  $P_2$ . Supposons que l'on ait affaire à un  $K^0_1$  ou à un  $\Lambda^0$  qui sont les cas les plus fréquents. La particule négative est alors un méson  $\pi^-$  et la positive un méson  $\pi^+$  ou un proton. Montrons qu'on peut calculer la masse de la particule dans chacune des hypothèses:

On a:

$$\begin{aligned} M^2 &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - (P_1^2 + P_2^2 + 2 P_1 P_2 \cos \theta) \end{aligned}$$

Les hypothèses de masse permettent de calculer  $E_1$  et  $E_2$  à partir de  $P_1$  et  $P_2$ . On en déduit donc la masse. La paramètre souvent utilisé est la valeur  $Q$  de la particule, c'est à dire la quantité  $M - m_1 - m_2$ .

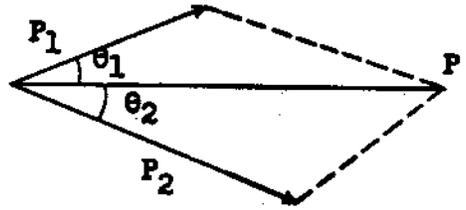
Si la précision des mesures est assez bonne, on peut en général distinguer un hyperon  $\Lambda$  d'un méson  $K^0$ , car les valeurs  $Q$  sont très différentes (respectivement 38 Mev et 218 Mev) mais il arrive que suivant l'hypothèse de masse choisie pour la particule positive, on trouve une valeur  $Q$  correcte dans les 2 hypothèses. Dans ces cas là, on ne peut pas décider.

Une représentation souvent très utile pour les  $V^0$  sans origine est celle de R. Armenteros et Podolanski, qui utilise un paramètre

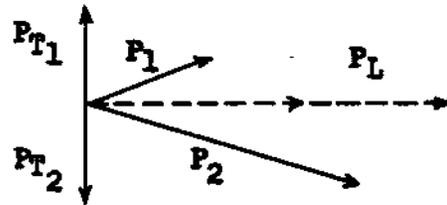
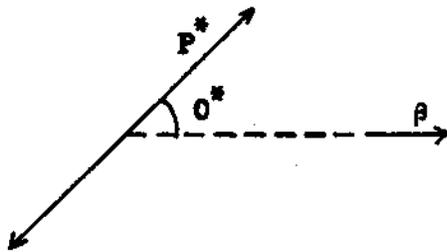
tre  $\alpha$  défini comme suit:

$$\alpha = \frac{p_1^2 - p_2^2}{p^2} = \frac{\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}$$

Que l'on mesure soit  $p_1$  et  $p_2$ , soit  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , on en déduit  $\alpha$ , sans hypothèse de masse sur les 2 branches du  $V^0$ .



Calculons  $\alpha$  à partir des éléments de la désintégration dans le centre de masse.



On a:  $p_{T1} = p_{T2} = p^* \sin \theta^*$

$$p_{L1} = \frac{p^* \cos \theta^* + \beta E_1^*}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$p_{L2} = \frac{-p^* \cos \theta^* + \beta E_2^*}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$P = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \frac{0 + \beta(E_1^* + E_2^*)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

D'où:

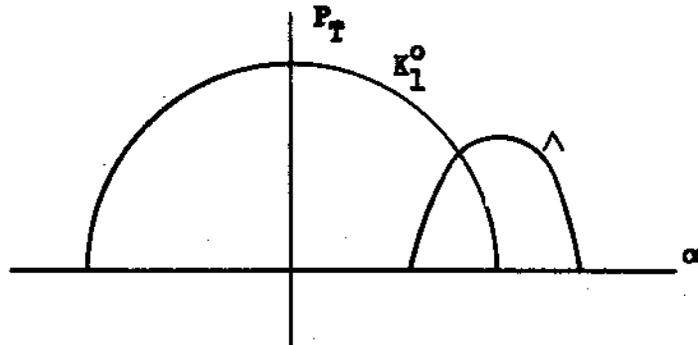
$$\alpha = \frac{\beta^2(E_1^{2*} - E_2^{2*}) + 2P^* \beta \cos \theta^* (E_1^* + E_2^*)}{\beta^2(E_1^* + E_2^*)^2} = \frac{E_1^* - E_2^*}{E_1^* + E_2^*} + \frac{2P^* \cos \theta^*}{\beta(E_1^* + E_2^*)}$$

Soit:

$$\alpha = \frac{E_1^* - E_2^*}{E_1^* + E_2^*} + \frac{2P^* \cos \theta^*}{\beta(E_1^* + E_2^*)}$$

Dans chacune des hypothèses p, E1, E2 sont bien déterminés. La plupart du temps  $\beta$  est très voisin de 1. La mesure de  $\alpha$  permet souvent par la relation précédente de différencier un  $\Lambda$  d'un  $K^0$ . On emploie souvent la représentation de  $\alpha$  en fonction de  $P_T = P^* \sin \theta^*$ .

On a alors, lorsque  $\beta = 1$ , 2 ellipses comme l'indique la fig. ci-dessous.



$P_T$  et  $\alpha$  sont connus si on a mesuré P1 et P2 et l'angle au sommet du  $V^0$ . On peut alors mettre sur ce diagramme le point représentatif du  $V^0$  avec ses erreurs en  $\alpha$  et en  $P_T$ , sans avoir fait aucune hypothèse de masse. On voit alors si le  $V^0$  est compatible avec la courbe du  $K_1^0$  ou celle du  $\Lambda^0$ . Puisque les 2 courbes se coupent, il y a une région où les 2 particules ne peuvent se distinguer par cette méthode.

On peut voir que dans le cas d'un  $K_2^0$ , la particule est à l'intérieur de l'ellipse du  $K_1^0$ . La courbe des anti  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  est symétri-

que de celle du  $\Lambda$  par rapport à l'axe de  $P_T$ .

### 3° Loi de désintégration. Mesure de vies moyennes.

Les particules instables ayant une vie moyenne  $\tau$ , ont des fréquences de désintégration dans un parcours compris entre  $x$  et  $x+dx$ , qui suivent la loi:

$$N(x)dx = e^{-\frac{Mx}{P\tau}} \frac{M}{P\tau} dx$$

où  $M$  est la masse de la particule,  $P$  son moment et  $\tau$  sa vie moyenne.

Donc la mesure des fréquences de désintégration à diverses distances permet de déduire la vie moyenne.

Si la particule a plusieurs modes de désintégration (comme le  $K^+$  par exemple) de taux de désintégration respectifs  $a_1, a_2 \dots a_i$ , on a:

$$\frac{1}{\tau} = a_1 + a_2 + \dots + a_i$$

Il faut bien remarquer que l'on obtient toujours la vie moyenne totale  $\tau$ , même si on n'observe que la fréquence de désintégration particulière, par exemple le taux  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ .

En pratique on utilise une méthode statistique due à Bartlett dont nous donnons le principe:

Cette méthode est une estimation statistique de la vie moyenne par la méthode du "maximum de vraisemblance" (maximum likelihood).

Les quantités mesurées dans une chambre à bulles sont d'abord la longueur de désintégration  $x$  entre le point de production et le point de désintégration. Il faut remarquer qu'il n'est pas nécessaire de mesurer  $x$  à partir du point de désintégration, il suffit de me

surer  $x$  à partir d'une origine quelconque, pourvu que ce point ne soit pas corrélé avec le temps de vie de l'évènement considéré.

Ainsi si le point de production est en dehors de la chambre à bulles, on mesure  $x$  à partir du bord de la chambre. La deuxième quantité mesurée est la longueur potentielle  $X$ , c'est à dire la longueur visible qu'aurait parcouru la particule si elle n'était pas désintégrée.

Il est facile, connaissant la masse et le moment de cette particule, de convertir  $x$  et  $X$  en temps  $t$  et  $T$ . Dès lors la probabilité qu'a eu un évènement de se désintégrer entre  $t$  et  $t + dt$  est:

$$dP_1 = \frac{e^{-\frac{t_1}{\gamma}} \frac{dt_1}{\gamma}}{1 - e^{-\frac{T_1}{\gamma}}}$$

Si on a observé  $n$  évènements numérotés 1, 2, 3 ... 1, ..., n, la probabilité de l'ensemble est:

$$dP = \prod_{i=1}^{1\dots n} \frac{e^{-\frac{t_i}{\gamma}} \frac{dt_i}{\gamma}}{1 - e^{-\frac{T_i}{\gamma}}} = F(t_i, T_i, \gamma) dt_i$$

La méthode du maximum de Likelihood indique que la meilleure valeur de  $\gamma$  est celle qui rend maximum la quantité  $F(t_i, T_i, \gamma)$ . Il suffit donc de dériver  $F$  par rapport à  $\gamma$  et de résoudre l'équation en  $\gamma$ . Dans la pratique, il est plus simple de dériver  $\text{Log. } F$ . On obtient l'équation suivante:

$$\sum_{i=1}^{1\dots n} \left( \frac{t_i}{\gamma} - 1 + \frac{T_i e^{-\frac{T_i}{\gamma}}}{\left(1 - e^{-\frac{T_i}{\gamma}}\right)} \right) = 0$$

Telle est l'équation qui donne la meilleure valeur de la vie moyenne de  $\tau$ .

La méthode de Barklett permet de calculer la loi de probabilité de  $\tau$  et donc de donner des limites de confiance à la valeur trouvée.

#### 4° Lois à la production: Mesure des sections efficaces.

Une loi très employée à la production est celle relative à la conservation de l'étrangeté. En effet à moins d'avoir affaire à un faisceau de mésons  $\mu$ , de photons ou de neutrinos, pratiquement les réactions de production conservent l'étrangeté.

Par exemple dans un faisceau de mésons  $\pi$ , si on a identifié une particule étrange, on est sur qu'il y en a une autre d'étrangeté opposée. Cela sert à réduire le nombre d'hypothèses pour les autres particules.

De même dans un faisceau de mésons  $K^-$ , la présence d'un méson  $K^+$ , indique qu'il y a une particule d'étrangeté - 2 produite. Il s'agit alors d'un  $\Xi^-$  (ou d'un hyperon avec un méson d'étrangeté -1).

La mesure des sections efficaces peut se faire de 2 manières:

- a) en comptant le nombre de réactions et le nombre de particules ayant traversé la chambre. Si  $L$  est la longueur moyenne des traces,  $N$  le nombre de particules et  $n$  le nombre de celles ayant réagi, on a pour le libre parcours moyen  $\Lambda$ :

$$\Lambda = \frac{NL}{n}$$

Cette méthode suppose que l'on a soustrait les particules de fond (mésons  $\mu$ , par exemple) c'est à dire que l'on connaît la propor

tion de particules de fond. La méthode suppose ainsi que l'on a compté toutes les réactions sans en oublier aucune. On peut mesurer ainsi des sections efficaces partielles pour un type d'évènement que l'on sait reconnaître.

b) On peut aussi mesurer la longueur  $l$  de la trace jusqu'à la réaction, ainsi que la longueur potentielle  $L$ . On peut alors déduire le libre parcours moyen d'interaction par la méthode analogue à celle de la mesure des vies moyennes.

Cette méthode nécessite un grand nombre d'évènement et un libre parcours d'interaction de l'ordre de grandeur des dimensions de la chambre. Elle n'est donc applicable que dans les chambres à liquides lourds.

Elle a l'avantage d'être indépendante du fond de particules parasites du faisceau, mais elle ne peut donner que la section efficace totale (même si on observe qu'un type de réaction). Par contre il suffit d'observer un type d'évènement.

## V - Les méthodes d'analyse

Une fois que l'on a décidé le type d'évènements à étudier, l'analyse des photos de chambres à bulles comprend 3 parties:

- 1<sup>o</sup>) Le scanning (dépouillement).
- 2<sup>o</sup>) Les mesures.
- 3<sup>o</sup>) Les méthodes de calcul et de programmation des machines à calculer.

### 1<sup>o</sup>) Le Scanning

C'est une opération longue et délicate. Il faut regarder atten-

tivement chaque photo pour repérer les événements. Le temps nécessaire au scanning dépend évidemment des expériences. Pour des cas extrêmement simples par exemple: scanning simple, on peut aller jusqu'à 100 photos à l'heure. Pour la recherche des  $V^0$  dans les jets de grande énergie, ou encore des  $\Xi^0$  dans une chambre à liquides lourds dans un faisceau de  $K^-$  énergiques, on peut être amené à passer plusieurs minutes sur chaque photo.

Généralement, le scanning se fait sur plusieurs tables de projection (3 à 4 en général) et le scanning d'une expérience de 100.000 à 200.000 photos prend en général de 3 mois à 1 an. Ce temps est long. C'est un des goulots d'étranglement possible d'une expérience de chambres à bulles.

Un point important est celui de l'efficacité du scanning. Il est évidemment primordial s'il s'agit de mesurer une section efficace ou un rapport de branchement dans une désintégration (par exemple le mode  $\Lambda \rightarrow \beta + \nu + p$ ). Il est aussi important pour d'autres mesures, car l'efficacité de scanning peut être moindre pour certaines configurations d'événements, ce qui introduit des biais dans les spectres. Citons un exemple.

Les hyperons  $\Lambda$  sont produits dans des interactions fortes qui donc conservent la parité. On en déduit que le nombre de protons émis vers l'avant dans le centre de masse du  $\Lambda$  lors de sa désintégration doit être égal au nombre de ceux émis vers l'arrière. Or ces derniers sont plus lents dans le système du laboratoire, donc ionisants en général et par conséquent les  $V^0$  sont plus facilement repérables. Dans chaque cas il est nécessaire de faire une analyse cri-

tique des conditions de scanning pour éviter les biais possibles, ce qui n'est pas toujours facile.

On essaie de mesurer l'efficacité du scanning au moyen d'un double scanning, qui ne peut porter que sur un lot partiel des photos. Soit A et B, deux opérateurs de scanning ayant une efficacité de scanning  $P_A$  et  $P_B$ . Soit N le nombre total d'évènements:

Soit  $n_A$  le nombre d'évènements vus par A et non par B.

Soit  $n_B$  " " " " B " " " A.

Soit  $n_{AB}$  " " " " A " par B.

Si  $P_A$  et  $P_B$  sont des constantes indépendantes des évènements,

on a:

$$n_{AB} = P_A P_B N$$

$$n_B = P_B (1 - P_A) N$$

$$n_A = P_A (1 - P_B) N$$

D'où

$$P_A = \frac{n_{AB}}{n_B + n_{AB}}$$

$$P_B = \frac{n_{AB}}{n_A + n_{AB}}$$

On voit qu'avec un double scanning on peut déduire le nombre vrai d'évènements contenus dans les photos, ainsi que l'efficacité du scanning.

Toutefois cette méthode suppose que tous les évènements ont la même probabilité d'être découverts par un observateur. Cette hypothèse est malheureusement fautive la plupart du temps: En effet il n'est pas rare que des évènements soient très difficiles à voir, soit à cause de leur configuration particulière, soit à cause d'au tres traces parasites.

## 2°) Les Mesures

Le problème consiste à digitiser les coordonnées des points des traces, de façon à pouvoir entrer cette information dans une machine à calculer électronique. En pratique la plupart du temps on utilise le système des cartes perforées, ou des rubans magnétiques.

Les coordonnées doivent être mesurées avec une précision de quelques microns à l'échelle du film. En plus les coordonnées, on inscrit sur les cartes perforées toutes les indications relatives à la trace que l'on a pu trouver au scanning (nature de la particule etc ...).

Les appareils utilisés sont de plusieurs types: le premier bon appareil est celui de Franck à Berkeley (Le Frankenstein) Les groupes de Brookhaven utilisent dans appareils fabriqués industriellement par le firme "Hermes Electronics Company". En Europe, ces appareils de mesure s'appellent des IEP's; ils sont fabriqués industriellement ou en laboratoire.

Tous ces appareils ont leur particularité et nous ne les décrirons pas en détail. Généralement la croix de mesure est fixe et le film mobile. Ceci présente l'avantage d'avoir une optique qui travaille toujours sur l'axe et donc d'être à l'abri de beaucoup de défauts optiques en particulier de la distorsion. C'est alors le mouvement du film sur 2 axes rectangulaires qui est digitisé.

La croix de mesure peut tourner autour de son axe de façon à amener une flèche tangente à la trace, ce qui améliore le pointé de mesure. Le mouvement du film est commandé par 2 moteurs

agissant sur les mouvements. Le long de  $Ox$  et  $Oy$ . Une synchronisation des 2 moteurs entraine automatiquement un mouvement le long de la flèche de la croix de mesure, c'est à dire le long de la trace.

Un autre raffinement consiste à utiliser un photomultiplicateur pour améliorer le pointé, la trace absorbant la lumière. L'indication de photomultiplicateur est envoyé sur l'écran d'un oscilloscope et l'opérateur voit plus aisément le pointé optimum.

En fin on peut utiliser cette indication électronique pour piloter le mouvement du film. Dans ce cas la croix suit automatiquement la trace et le relevé des coordonnées par les codeurs se fait en vol.

Après le scanning, les événements sélectionnés pour la mesure doivent être préparés par des physiciens ou des techniciens de qualité avant d'être envoyé sur les appareils de mesure, qui eux sont utilisés par un personnel de production, qui doit suivre des règles très strictes.

Le plus long est le temps de mesure lui-même. Pour un événement qui n'est pas très simple (par exemple avec un  $V^0$  ou un  $V^+$ ) le temps moyen de mesure est de l'ordre de 15 minutes. Il varie suivant les laboratoires et l'efficacité d'organisation de l'usine à mesure. C'est là un des principaux goulots d'étranglement des expériences de chambres à bulles.

### 3°) Les appareils de mesure automatique

La lenteur des mesures par les procédés actuellement utilisés a conduit les physiciens à réfléchir sur les méthodes automatiques de

mesures qui augmenteraient par un facteur important la rapidité des mesures. Divers appareils sont en étude, en construction ou dans la phase finale de mise au point. Il existe 3 types:

- a) H.P.D. (Hough-Powelle Device) ou F.S.D. (Flying spot digitizer).
- b) S.M.P. (Scanning Measuring, Projector).
- c) P.E.P.R. (Precision Encoder and Pattern Recognition).

Décrivons brièvement ces 3 appareils.

a) F.S.D.

L'idée et l'étude viennent du CERN. La photo est explorée par un spot lumineux qui est reçu sur une cellule photoélectrique. Donc, en principe, chaque image de bulle obscurcit le faisceau et donne une information sous la forme d'une impulsion électrique.

Le balayage dans la direction transversale du film ( $Oy$ ) se fait à l'aide d'un disque rotatif à fente; le balayage le long du film ( $Ox$ ) se fait par déplacement de la platine porte-film. Le déplacement est codé. Le codage du balayage en  $Oy$  se fait en envoyant une partie du faisceau lumineux sur une grille étalon.

Si on voulait ainsi enter les coordonnées digitisées de toutes les bulles, la quantité d'informations à emmagasiner serait trop grande. Il faut donc au préalable avoir fait une pré-mesure très grossière pour indiquer à l'appareil les "routes" qu'il a à étudier. La mesure grossière est rapide et consiste à mesurer 3 points de chaque trace courbée. Une bande magnétique indique à un computer connecté avec le F.S.D. que celui-ci a à prendre en compte seulement les coordonnées des bulles au voisinage du cercle (la route) déterminé par les 3 points.

Ainsi toutes les coordonnées des bulles, correspondant aux traces étudiées, sont mises en mémoire et prêtes à être étudiées par un programme de géométrie d'un computer qui permet de reconstituer tous les éléments de la trajectoire dans l'espace.

Le temps de mesure d'une photo est de 15 secondes environ. Si l'on compte 3 vues par événement et le temps de mouvement du film, on doit en moyenne mesurer environ une photo par minute. Cet appareil devrait donc permettre un gain de temps d'un facteur 20 environ sur les anciens appareils.

b) S.M.P.

C'est un appareil construit à Berkeley.

L'appareil est connecté directement à une grande machine (IBM 709). L'idée est d'avoir presque instantanément le résultat de la mesure (géométrie et cinématique). L'opérateur peut donc juger la valeur de la mesure en ayant toujours l'évènement sous les yeux. Si le résultat n'est pas clair, il refait la mesure en indiquant à la machine quelques modifications dans les programmes de géométrie ou de cinématique. Finalement, l'opérateur doit être capable de mesurer et classer définitivement l'évènement. L'opérateur peut en quelque sorte, converser avec la calculatrice.

Au point de vue technique, l'opérateur amène grossièrement une petite surface de mesure sur la trace. Sur la table de projection se trouve plusieurs croix de références de cotes bien précises et connues. Un système de prismes tournants mesure avec précision les coordonnées du segment de trace par rapport à la croix de référence.

L'inconvénient de l'appareil est d'être relativement lent. Son gros avantage est d'avoir la réponse instantanément et de permettre la discussion complète de l'évènement.

c) P.E.P.R.

Appareil en étude au M.I.T.

La mesure d'une trace sur le film se fait d'une manière analogue à l'appareil de mesures automatiques du CERN (F.S.D.) en balayant le film avec un point lumineux (flying spot).

Toutefois, alors que dans l'appareil du CERN le point lumineux est obtenu par un dispositif mécanique, il est ici obtenu électriquement sur la face d'un tube cathodique. On forme simultanément une image de ce point lumineux sur le film et sur deux réseaux (x et y). Les coordonnées du point lumineux sont obtenues avec une précision de  $4 \mu$  par comptage des pulses fournis par des photomultiplicateurs placés derrière les réseaux. Lorsque le point lumineux traverse une trace sur le film, un photomultiplicateur placé derrière le film fournit un pulse et les coordonnées de ce point de la trace sont déversées dans une mémoire rapide.

De plus, la position du point lumineux sur la face du tube cathodique est contrôlée par un cerveau électronique très rapide appelé PDPI produit commercialement. Ceci permet la possibilité d'un dépouillement automatique de la photo de la façon suivante.

On divise la photo en petite éléments (par exemple 1mm/1mm) dont les coordonnées du centre sont données par les réseaux x et y suivant un programme fourni par le cerveau électronique. Au

lieu de balayer ces éléments de surface par un point lumineux on balaye avec un segment de droite (obtenu électroniquement) d'angle variable. Lorsque ce segment coïncide (en position et en angle) avec une trace dans l'élément de photo on obtient évidemment sur le photomultiplicateur du film un pulse beaucoup plus important que lorsque le segment lumineux intersecte la trace en faisant un angle avec elle. On obtient alors non seulement la position mais aussi l'angle de toutes les traces se trouvant dans l'élément de photo exploré. Cette information simplifie beaucoup la reconnaissance d'événements bien définis (pattern recognition).

A titre d'exemple voyons comme on peut suivre une trace du faisceau. On explore mm<sup>2</sup> par mm<sup>2</sup> dans l'entrée du faisceau dont les limites sont données au cerveau électronique qui contrôle le segment lumineux. Quand une trace est trouvée, cette exploration s'arrête et grâce à la position et l'angle obtenus, le cerveau de contrôle calcule la position extrapolée de l'élément de surface adjacent ainsi que l'angle le plus probable. Il suffit alors de quelques essais autour de cet angle pour voir si la trace continue et passer à l'élément suivant. Si la trace s'arrête dans la chambre on connaîtra la position de l'arrêt à 1mm près. On recommence la procédure en diminuant (électroniquement) la taille de l'élément de photo exploré jusqu'à localisation à 4 μ près. A partir de ce point on peut suivre les traces des produits de la réaction et ainsi de suite. Tout type d'événement ne rentrant pas dans des critères donnés au cerveau électronique peut être rejeté et effacé de la mémoire. Les mesures précises (avec un point lumineux de 2 μ de diamètre) ne sont alors effectuées que pour les événements intéressants.

Voici quelques temps d'opération typiques:

- 1) Trouver et enregistrer tous les segments d'une photo: environ 5 secondes. Ceci est le cas extrême où l'on emmagasine toute l'information (avec une résolution de  $1\text{mm}^2$ ) se trouvant sur la photo.
- 2) Trouver une interaction à  $n$  branches: environ 10 millisecc.
- 3) Trouver un  $V^0$ : environ 8 millisecc.
- 4) Faire une mesure précise sur une trace: 3 millisecc.

On voit tout l'intérêt de l'appareil. Non seulement il est capable d'enregistrer rapidement toutes les coordonnées des traces (c'est la fonction mesure) mais il est capable en principe de faire du scanning automatique. En effet à l'aide d'un programme compliqué, on doit pouvoir sélectionner certaines configurations typiques (Pattern recognition), par exemple un  $V^0$ .

Si la construction de cet appareil réussit, l'étude des photos de chambres à bulles pourrait s'affranchir pour certains types d'expérience des servitudes longues du scanning et des mesures.

#### 4°) Les calculs

C'est une des étapes les plus importantes, car si les programmes de calculs ne sont pas bien écrits, ils peuvent modifier de façon subtile le résultats sans que l'on s'en doute. Nous distinguerons 3 étapes: les calculs de géométrie, les calculs de cinématique, et les calculs d'analyse proprement dite.

a) Programme de géométrie: le problème consiste à transformer les coordonnées des bulles sur le film en coordonnées dans l'espace par

rapport à un système de référence. De plus, le programme doit reconstituer les éléments géométriques de la trace, c'est à dire les paramètres de l'hélice et les directions aux points d'interaction ou de désintégration.

Pour faire ces opérations on utilise la méthode des moindres carrés, soit pour adapter une parabole (ou un cercle) sur les bulles dans chaque projection, soit pour adapter une hélice sur les bulles directement dans l'espace.

Nous ne décrivons pas les différentes étapes d'un programme de géométrie. Nous donnerons simplement la liste de quelques points importants qui rendent difficile ce problème:

- Il faut tenir compte des réfractions dans le liquide, la glace principale et les différents hublots. L'approximation de l'optique de Gauss ne suffit pas.
- On ne peut pas directement mesurer les bulles correspondantes sur chaque vue. Il faut chercher le point correspondant par interpolation.
- Le champ magnétique est inhomogène: la trajectoire dans l'espace n'est donc pas exactement une hélice.
- Les angles de scattering simple ne sont pas toujours faciles à repérer.
- L'énergie des particules varie à cause de la perte par ionisation dans le liquide: même avec un champ homogène, les traces ne sont pas des hélices. La perte d'énergie varie avec la masse.

- Il en résulte que la direction de la tangente au début de la trajectoire dépend de la masse.
- Il y a une corrélation entre l'erreur sur la direction de la tangente et le rayon de courbure de l'hélice.
- etc. ...

Tous ces facteurs rendent le problème très difficile. Il est pourtant essentiel d'avoir les bonnes valeurs des courbures et des angles avec des erreurs correctes que l'on doit d'ailleurs supposer gaussiennes dans la suite. Ces éléments jouent en effet un rôle capital dans le programme de cinématique pour les "fits".

Si  $R$  est le rayon de courbure,  $\varphi$  l'angle azimutal dans le plan parallèle à la glace, et  $\lambda$  l'angle en profondeur, on a des variables à peu près gaussiennes en choisissant:

$$\frac{l}{R \cos \lambda}, \quad \text{tg } \lambda, \quad \varphi$$

Ces variables ne sont pas indépendantes; elles ont des corrélations entre elles.

b) Programmes de cinématique: C'est la partie la plus délicate de la programmation. Le problème se présente de la façon suivante. On a mesuré une série de valeurs (moments et énergie) à un vertex avec leurs erreurs:  $x_i \pm \Delta x_i$ . Ces variables sont liées par les relations de conservations de l'énergie et du moment: ce sont les contraintes. Elles s'expriment sous la forme:

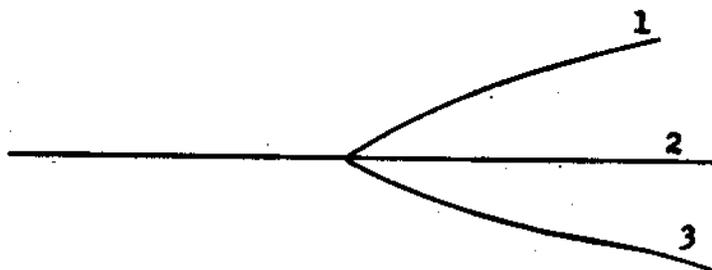
$$f_j(x_i) = 0$$

Le problème est de déterminer la série de valeurs  $x_i$  la plus proba-

ble et de voir de combien la série de valeurs mesurées s'écarte de cette série de valeur fittée. On emploie pour cela la méthode dite du " $\chi^2$ ".

Exposons cette méthode sur un exemple: Soit une particule incidente (un méson  $\pi^-$ ) produisant sur un proton d'une chambre à bulles à H<sub>2</sub>, un jet à 3 branches, que l'on suppose sans production de particules neutres. Supposons que l'on reconnaisse la masse des 3 particules produites, par exemple un proton et 2 mésons  $\pi$ .

Supposons que l'on connaisse exactement le moment de la particule incidente. On a alors 9 variables (3 moments projetés pour chacune des branches), soit  $x_i \pm \Delta x_i$  avec  $1, 2, \dots, 9$ .



On a 4 contraintes  $F_1(x_i) = 0$ ,  $F_2(x_i) = 0$ ,  $F_3(x_i) = 0$ ,  $F_4(x_i) = 0$  qui sont les 4 lois de conservation de l'énergie et du moment.

La méthode du  $\chi^2$  suppose que les erreurs sont gaussiennes. La fonction  $\chi^2$  a alors pour expression:

$$\chi^2(x_n, x_i, \alpha_j) = \sum_{i=1}^{i=9} \frac{(x_n - x_i)^2}{\sigma_n^2} + \sum_{j=1}^{j=4} \alpha_j F_j(x_i)$$

Dans cette expression,  $x_i$  sont les inconnues à déterminer,  $x_m$  sont les valeurs mesurées pour les 9 variables  $x$ . Les  $\sigma_m$  sont les variances de chacune des variables.

$$\sigma_m^2 = \langle \Delta x_m^2 \rangle$$

Les  $\alpha_j$  sont les multiplicateurs de Lagrange.

Les  $F_j(x_i)$  égales à zéro, sont les 3 équations de contrainte.

Si les erreurs sont effectivement gaussiennes, la meilleure série de valeurs des  $x_i$  est celle qui rend minimum la fonction

$$\chi^2(x_m, x_i, \alpha_j)$$

Pour trouver ce minimum, il faut donc résoudre le système formé par les 13 équations suivantes:

$$9 \text{ équations } \frac{\partial \chi^2}{\partial x_i} = 0 \qquad 4 \text{ équations } \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = 0$$

On démontre que le minimum de  $\chi^2$  auquel on peut s'attendre est égal au nombre de contraintes, c'est à dire ici 4.

Dans la pratique, on calcule le  $\chi^2$  pour différentes hypothèses de masse pour les secondaires et aussi pour le primaire (un faisceau de K peut contenir quelques mésons  $\pi$  de contamination). En principe on doit obtenir une valeur de  $\chi^2$  faible (de l'ordre de grandeur de 4) pour les seules hypothèses de masse correctes. Pour les autres hypothèses on doit trouver des valeurs de  $\chi^2$  beaucoup plus grandes.

Il existe des tables de  $\chi^2$  donnant la probabilité de vraisemblance d'une série de mesure fittée. Cette probabilité diminue ra-

pidement lorsque la valeur de  $\chi^2$  éloigne du  $\chi^2$  minimum théorique.

En fait le problème est un peu plus compliqué en général, car on n'est pas sûr qu'il n'existe pas de particules neutres émises invisibles. Cela diminue le nombre de contraintes, mais le principe de la méthode reste le même. Si on suppose qu'il n'y a qu'une particule neutre émise, un méson  $\pi^0$  par exemple, on peut alors déterminer son moment et sa direction d'émission. La méthode ainsi exposée suppose les variables et les erreurs indépendantes. Lorsqu'elles ne le sont pas, l'expression du  $\chi^2$  est plus compliquée et fait intervenir les matrices d'erreurs.

Cette méthode du  $\chi^2$  est très employée, à la fois pour déterminer le quadrimoment des particules invisibles et pour avoir les meilleures valeurs avec les erreurs des quadrimoments de toutes les particules produites à un vertex (visibles et invisibles).

On conçoit que ces programmes soient très compliqués. Il ne faut pas oublier que le résultat de la méthode est très sensible à la valeur des erreurs  $\sigma_m$  que l'on entre dans la fonction  $\chi^2$ . Il ne faut donc pas oublier les 3 hypothèses de bases:

- Les erreurs sont gaussiennes.
- Les valeurs des  $\sigma_m$  doivent être exactes et donc connues.
- Les corrélations entre les  $\sigma_m$  sont connues.

Il est souvent difficile d'être sûr que l'on vérifie les 3 hypothèses, et il arrive que l'on trouve de mauvaises séries de valeurs  $x_1$ , ou même que l'on arrive pas à en trouver une qui donne un  $\chi^2$  suffisamment bas.

c) Programmes d'analyse: Nous en sommes arrivés au point où tous les évènements ont été classés et déterminés. On connaît, aussi bien que l'on peut, l'énergie, la masse et les directions de toutes les particules émises dans les réactions.

On s'intéresse alors à un type particulier d'évènement, par exemple la masse d'un dipion dans la réaction:



Souvent le nombre d'évènement est très élevé et on ne peut pas calculer à la main, les éléments nécessaires ni même faire en un temps raisonnable tous les histogrammes désirés.

Ces opérations se font en général à l'aide de programmes spéciaux d'analyse. Ces programmes calculent ces divers éléments: masse relative entre particules, énergie et quantité de mouvement dans le système du centre de masse, angle d'émission dans un système particulier, paramètres caractéristiques dans une distribution (par exemple, moyenne, moments de second ordre d'une distribution, paramètre d'asymétrie  $\alpha$  d'une distribution en  $1 + a \cos \theta$  etc ...).

Souvent le problème se présente de la façon suivante: On a mesuré un certain nombre d'évènements ayant une valeur donnée pour une variable  $x$ . Par exemple on a obtenu un spectre expérimental d'énergie ou de masse. On découpe le domaine de la variable  $x$  en intervalles. Soient  $N$  le nombre d'intervalles et  $y$  la fréquence relative des évènements dans cet intervalle. On a donc mesuré une suite  $y_i$  de nombres  $y_i$  variant de 0 à  $N$ .

Supposons que l'on ait à comparer ce spectre expérimental à

un spectre théorique à  $p$  paramètres  $p_j$ :

$$y = f(x, p_j)$$

Par exemple on veut déterminer la masse la plus probable d'une particule et son erreur. Alors on a obtenu un spectre expérimental de masse et on veut le comparer à une gaussienne théorique:

$$y(m) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} \quad m = x$$

Il y a dans ce cas, 2 paramètres  $p_j$ :  $p_1 = m_0$   $p_2 = \sigma$ . On emploie encore la méthode du  $\chi^2$ , sous une autre forme. Soit  $y_i$  les valeurs expérimentales du nombre relatif d'événements dans chaque intervalle. On forme la fonction:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=N} \frac{(y_i - y)^2}{\sigma_i^2}$$

$y$  est la fonction ci-dessus, de  $x$  et des  $p_j$ .

$\sigma_i$  est l'écart type dans chaque intervalle:  $\sigma_i = \sqrt{y(1-y)}$ .

Lorsque  $y$  est petit (beaucoup d'intervalles) on a la loi de Poisson:  $\sigma \sim \sqrt{y}$ .

Les meilleures valeurs des paramètres  $p_j$  sont celles qui rendent la fonction  $\chi^2$  minimum.

On les obtient en résolvant le système des équations:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial p_j} = 0$$

Dans notre exemple il y a 2 équations:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial n_0} = 0 \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \sigma} = 0$$

qui permettent de déterminer la masse et son erreur. La valeur minimum pour le  $\chi^2$  est égale à  $N$  (nombre d'intervalles) moins le nombre de paramètres  $p_j$ , moins 1. Ce dernier terme -1, vient de ce que l'on a pris des variables  $y$  normalisées; si on opère sur les nombre d'évènements  $n_i$ , dans chaque intervalle, il n'y a pas ce terme.

Le résultat est d'autant plus vraisemblable que la valeur de  $\chi^2$  ne s'éloigne pas trop de la valeur minimum théorique. Des tables de  $\chi^2$  permettent dans chaque cas de chiffrer la vraisemblance du résultat.

Il existe d'autres méthodes pour adapter une courbe théorique avec paramètres à une distribution expérimentale. Dans l'étude des mesures des vies moyennes, nous avons indiqué la méthode du maximum de vraisemblance (maximum Likelihood).

On emploie aussi des méthodes beaucoup plus simple, comme celle qui consiste à déterminer le paramètre unique d'une distribution théorique, en égalant la moyenne des valeurs expérimentales au moment du 1er ordre de la distribution.

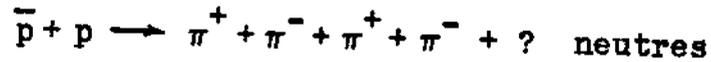
#### VI - Exemple d'expériences: La découverte de la particule $\omega$

(B.C. Maglic, L.W. Alvarez, A.H. Rosenfeld, M.L. Stevenson, P. R. L. 7, Sept. 61 p. 178).

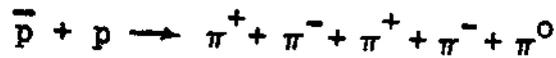
La découverte de la particule  $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  est un exemple typique du succès des méthodes modernes d'analyse des clichés

de chambres à bulles.

Les photos proviennent d'un run de la chambre à hydrogène de 72" dans un faisceau d'antiprotons de 1,61 GeV/c à Berkeley (2,29 GeV dans le centre de masse). Le scanning a fourni 2.500 événements à 4 branches chargées du type:



Ces 2.500 événements ont été étudiés par le programme de cinématique, qui essayait plusieurs hypothèses avec en particulier la suivante:



800 événements parmi les 2.500 avaient un  $\chi^2$  plus petits que 6.5 et étaient incompatible avec une annihilation sans production de  $\pi^0$ .

Pour s'assurer qu'il n'y avait qu'un  $\pi^0$  produit, les auteurs ont étudié la distribution de la "masse manquante", qui a montré que plus de 93% des 800 événements n'avaient qu'un seul méson  $\pi^0$ . Le "fit" cinématique du problème a fourni tous les éléments dynamiques du  $\pi^0$ . Le but de l'expérience est d'étudier la masse relative de 3 pions définis comme suit:

$$M_3 = \left[ (E_1 + E_2 + E_3)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

3 états de charge ont été ainsi étudiés:

- A)  $Q=1$   $\pi^+ \pi^+ \pi^+$  (800 × 4 combinaisons)  
 B)  $Q=2$   $\pi^+ \pi^+ \pi^0$  (800 × 2 combinaisons)  
 C)  $Q=0$   $\pi^+ \pi^+ \pi^0$  (800 × 4 combinaisons)

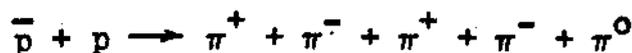
La figure suivante montre la distribution de masse pour les catégories A, B et C.

La distribution C montre nettement un pic centré à la valeur 787 Mev qui est totalement absent dans les autres distributions. La demi-largeur de ce pic est environ 15 Mev, ce qui est à peu de chose près la largeur attendue étant donné les erreurs

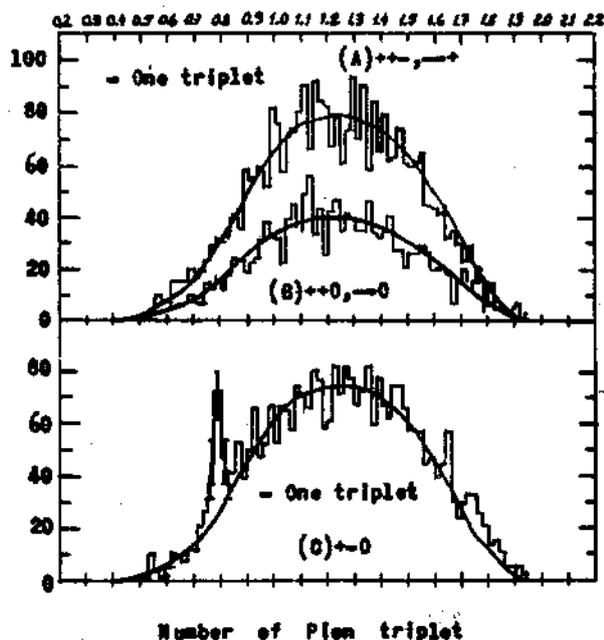
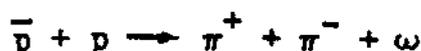
de mesure. On peut donc conclure que la largeur naturelle de ce pic est inférieure à 15 Mev.

De tout cela on peut déduire l'existence d'une particule de masse 787 Mev, ayant une demi largeur inférieure à 15 Mev. L'absence d'états chargés montre que son spin isotopique est nul. La distribution de masse A et B des états chargés donne la distribution de masse dans C qui n'appartient pas à la particule  $\omega$ . Après normalisation et soustraction, on peut en déduire une distribution de  $\omega$  pure avec le nombre absolu des  $\omega$  produits.

On en déduit que  $83 \pm 16 \omega$  ont été produits parmi les 800 réactions:



Par conséquent  $10\% \pm 2\%$  de ces réactions sont de la forme:



On voit que le succès de cette expérience est essentiellement dû à la précision des mesures et des calculs de "fit". En effet il est facile de voir sur les distributions que le pic de la particule  $\omega$  n'apparaît clairement que parcequ'il est étroit, c'est à dire que la précision des mesures est excellente malgré l'absence de mesures directes sur le  $\pi^0$ . Une autre façon de réaliser la difficulté de l'expérience est de noter que ces 83 particules  $\omega$  ont été extraites grace au programme de cinématique de 2.500 événements qui avaient le même aspect dans la chambre.

## LES CHAMBRES A ETINCELLES

(Spark Chambers)

### I - Introduction

Les premières chambres à étincelles ont été utilisées avec succès pour des expériences auprès des accélérateurs en 1960. Aujourd'hui, cette technique est devenue avec les chambres à bulles, la plus employée en physique des hautes énergies.

Ce succès aussi rapide a plusieurs raisons: la principale est la facilité relative de construction de ces chambres et leur prix de revient assez bas. En fait avec la chambre, à étincelles on a besoin d'une technique électronique de déclenchement souvent très compliquée et difficile. Mais ces techniques étaient déjà familières à tous les groupes effectuant des expériences sparkteurs. Tout naturellement la nouvelle technique des sparkchambers est maintenant utilisée par la plupart de ces groupes qui y ont trouvé un complément très utile à leurs dispositifs de compteurs.

En fait, les chambres à étincelles ont à la fois certains avantages des compteurs et des appareils localisant les trajectoires avec précision comme les chambres à bulles.

Expliquons tout de suite en quoi réside l'avantage fondamental des chambres à étincelles sur les chambres à bulles.

La chambre à bulles a un temps de sensibilité de quelques millisecondes et pendant ce temps là intègre toutes les particules qui

ont traversé la chambre. On ne peut pas rendre sensible la chambre à bulles pour un seul événement préalablement sélectionné par un dispositif de compteur (CerenKof, temps de vol etc...). Même si le temps séparant le passage des diverses particules était suffisamment long (5 à 10 millisecondes), un déclenchement donnerait bien uniquement les traces produites par une seule particule incidente. On ne peut cependant pas utiliser de cette façon une chambre à bulles. En effet le temps de réponse de la chambre, c'est à dire l'intervalle de temps entre l'impulsion de commande et l'instant où la chambre devient sensible est trop long (10 à 20 millisecondes). Ce temps est dû essentiellement à l'inertie des pièces mécaniques qui provoquent la détente. Or le phénomène d'échauffement local qui provoque la formation des bulles disparaît en un temps beaucoup plus court ( $10^{-8}$  sec. environ). La chambre à bulles ne peut donc pas être déclenchée. Elle doit être détendue avant le passage des particules et celle-ci intégrera toutes les particules qui la traverseront. On doit donc se limiter à 15 ou 20 traces par impulsion de machine. Bien entendu, on aura un très grand intérêt à connaître ces particules. C'est la raison pour laquelle on construit des faisceaux séparés d'un type de particules ( $\pi$ , K,  $\bar{p}$  ...).

Au contraire, la chambre à étincelles a un temps de "memoire" plus long ( $10^{-6}$  sec.). De plus, le temps de mise en sensibilité (Breakdown time), c'est à dire l'intervalle de temps entre la mise en haute tension des plaques et l'apparition de l'étincelle est très court. Il peut descendre à une fraction de microseconde.

Dans ces conditions, on peut déclencher une chambre à étincel

les pour un phénomène déterminé, sélectionné par des compteurs. Les étincelles n'apparaîtront que sur les trajectoires en liaison avec cet événement. Le phénomène peut-être soit une particule bien déterminée d'un faisceau ( $K$ ,  $\bar{P}$ ) ou au contraire un type de réactions choisies, par exemple:



Bien entendu, le système de déclenchement peut être les deux à la fois.

Dès lors, on envoie dans une chambre à étincelles un très grand nombre de particules (100.000 par exemple) dans un temps assez long (200 millisecondes environ, long burst). Dans ces conditions le temps moyen entre deux événements dans la chambre dépasse la microseconde. On déclenche la chambre, grâce à des compteurs pour un type d'événements particulier. Si on a des caméras suffisamment rapides, on peut même éventuellement prendre plusieurs photos dans la même impulsion.

Dans une chambre à étincelles on peut donc en principe, extraire un événement rare parmi 100.000 particules, par un déclenchement par compteurs, à chaque impulsion (chaque 2 à 3 secondes). Dans une chambre à bulles, on ne peut qu'observer tous les événements produits par 10 ou 20 particules à chaque impulsion.

Cet avantage est considérable. Les chambres à bulles gardent cependant tout leur intérêt pour plusieurs raisons. D'abord, la précision des mesures est bien meilleure à cause d'une localisation de la position de la trace bien meilleure (1/10 de millimètre dans une chambre à bulles, 0,5 à 1 millimètre dans la chambre à étin

celles). Ensuite les réactions ont lieu sur proton libre dans la chambre à bulles à hydrogène liquide. Enfin dans une chambre à bulles, on voit les traces aussi près que l'on veut (jusqu'à 1mm) du point d'interaction. Ceci est très important pour les particules à courte vie moyenne ( $\Sigma^{\pm} \wedge \Xi^{\pm}$ ). On voit aussi les moindres détails des traces.

Tout cela fait que ces deux techniques majeures se complètent plutôt qu'elles ne se concurrencent.

Un autre avantage des chambres à étincelles est leur souplesse d'emploi. La facilité de construction et leur faible prix fait qu'elles peuvent être aisément changées d'une expérience à l'autre ou modifiées en cours d'expérience. On peut adapter exactement la chambre et le dispositif à l'expérience que l'on fait. Evidemment une chambre à bulles est ce qu'elle est, et ne peut être facilement modifiée, surtout au cours d'un run.

## II - Principe de fonctionnement et Historique

Le principe de fonctionnement d'une chambre à étincelles est extrêmement simple. Si on place 2 plaques métalliques bien polies, face à face parallèlement à une distance de 1cm environ et si très rapidement ( $0,5 \mu s$ ) après le passage d'une particule ionisante, on applique une haute tension (10 KV environ) entre les plaques, une étincelle jaillit à l'endroit où est passé la particule. On peut faire un empilement de telles plaques parallèles. Les plaques sont alternativement reliées à la masse ou à la haute tension d'une batterie de condensateur par l'intermédiaire d'un Thyatron.

Lorsqu'une particule traverse cet empilement, la trajectoire est matérialisée par une suite d'étincelles entre plaques qui se photographient aisément.

On voit que le phénomène essentiel rappelle celui du fonctionnement d'un compteur Geiger à plaques parallèles qui était connu depuis longtemps. Dès 1953, Franzinetti publia des premières photographies d'étincelles montrant que celles-ci étaient localisées.

En 1957, Granshaw et de Beer à Harwell en Grande Bretagne ont utilisé des paires de plaques parallèles pour localiser des trajectoires de rayons cosmiques. Ils ont fait l'observation fondamentale que l'étincelle éclatait entre les plaques à l'endroit où était passé la particule. Ensuite on peut noter les travaux allemands de Hambourg, qui ont apporté les éléments essentiels des chambres à étincelles. Ils utilisèrent les premiers, les photos stéréoscopiques à  $90^\circ$ . Ils utilisèrent également une tension d'attente sur les plaques pour balayer les ions produits par les particules indésirables et un système de déclenchement commandé par des compteurs en coïncidence, qui déchargeait une batterie de condensateurs extérieurs dans le canal ionisant formé par la particule.

En France, en 1957, G. Charpak au Collège de France, a étudié les décharges entre plaques parallèles à plus grande distance (2cm) sous l'effet de particules ionisantes (rayons  $\gamma$  du Polonium). La durée du pulse haute tension était très courte (6 ns).

Le but était d'étudier si chaque électron pouvait être le germe d'une avalanche et si avec des temps très courts de haute tension, l'avalanche était localisée. Charpak obtint de cette façon

des photographies de trajectoires de particules  $\alpha$ , même si celles-ci étaient inclinées par rapport aux plaques électrodes. La trajectoire apparaît alors dans ce cas comme une sorte de drapeau.

En 1959, 2 physiciens japonais Fu Kuf et Myamoto publièrent un travail important. D'abord ils furent les premiers à utiliser des gaz rares (He, Ne, Ar) qui s'avérèrent extrêmement utiles. Ensuite ils utilisaient des électrodes de verre conductrices et photographiaient perpendiculairement aux électrodes. Dans ce cas, lorsque la particule est parallèle aux électrodes, la trace apparaît comme une suite d'étincelles. Le phénomène est très analogue à celui observé par Charpak, mais l'angle de prise de vue fait que la trace apparaît comme une ligne. Si la trace traverse les électrodes, il y a encore le même phénomène, si la durée de l'impulsion haute tension est très courte (qq ns). Sinon l'étincelle a lieu perpendiculairement aux électrodes en un point.

Il faut remarquer que dans les dispositifs de Charpak et des Japonais, les étincelles matérialisent la trace, entre 2 plaques voisines (delineating spark chamber). Cette méthode n'a pas encore été appliquée pour des expériences. Au contraire dans la chambre à étincelles, maintenant classique, la trace est matérialisée par une suite d'étincelles (entre chaque plaque une étincelle). Chaque intervalle définit la position (x, Y) d'un point de la trace (staggered pictures).

Beaucoup d'autres travaux ont suivi, notamment en Russie. La première utilisation des chambres à étincelles pour la physique auprès des accélérateurs a été faite par CorK et Cronin à Berkeley.

Nous parlerons plus loin de ces expériences. Bien d'autres expériences ont suivi.

Examinons maintenant d'un peu plus près le fonctionnement d'une chambre à étincelles. Sous l'effet du champ électrique, les électrons créés par l'ionisation de la particule sont accélérés et à leur tour ionisent le gaz et libèrent d'autres électrons. La densité d'ions libres augmente donc en progression géométrique jusqu'à une limite. Cette limite est provoquée par les ions positifs, beaucoup moins mobiles, qui forment écrans au champ électrique et freinent les électrons dans leur mouvement vers l'anode. L'avalanche créée est ainsi limitée à  $10^{+8}$  ions environ. La vitesse de formation de l'avalanche sous ces champs électriques très forts est de  $10^7$  cm/sec environ. Si on veut que la taille de celle-ci reste de 1mm, on voit que la durée de la tension doit être de 10 nanosecondes environ. Mais la lumière émise par une avalanche de  $10^8$  ions est trop faible pour être photographiée, par un facteur 100 ou 1000. Il est possible que dans le futur des amplifications de brillance rendent possible une photographie directe.

Que se passe-t-il alors après que l'avalanche primaire se soit formée. Entre la cathode et les ions positifs, le champ électrique est très fort car le champ initial et le champ dû aux ions positifs s'ajoutent. Les photons émis par l'avalanche font des effets photoélectriques dans cette région et de nouvelles avalanches se créent donc au voisinage de la cathode. Toutes ces avalanches forment un canal prédisruptif dans lequel l'étincelle proprement dite passe avec toute l'énergie provenant des condensateurs. Cette étincelle

est suffisamment énergétique pour être photographiée directement. En fait cette description des phénomènes est purement qualitative; les phénomènes d'avalanches et de décharge disruptives restent encore mal compris.

Avant que la haute tension de la batterie de condensateurs soit appliquée, les paires de plaques fonctionnent comme des compteurs Geiger à plaques parallèles. On peut utiliser la petite impulsion ainsi produite comme impulsion de déclenchement. La chambre à étincelles joue alors à la fois de rôle d'un compteur et d'un appareil à visualiser les traces.

### III - Construction des chambres à étincelles - Paramètres

Nous avons déjà dit que la construction des chambres à étincelles n'offrait pas de difficultés particulières.

La forme générale des chambres est un parallélépipède ou plus rarement un cylindre. Les écrans sont alternativement à des potentiels différents et doivent être isolés et maintenus parallèles. On y arrive en les maintenant soit par des blocs d'araldite, soit par des pièces de plexiglass (lucite). L'étanchéité n'a pas besoin d'être parfaite puisqu'on peut facilement souffler en permanence les gaz qui ne sont pas très chers.

Les écrans doivent être polis, mais ce polissage n'a pas besoin d'être absolument parfait. La nature et l'épaisseur des écrans est uniquement fixée par l'expérience que l'on veut faire.

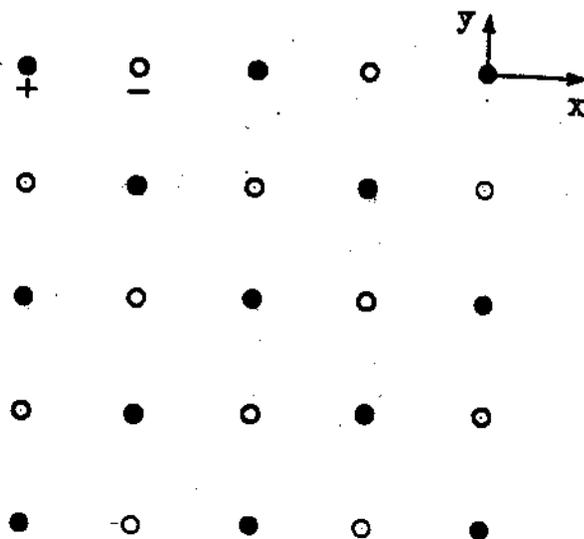
- Pour matérialiser des photons (détection des  $\pi^0$ ) on utilisera

des écrans de Plomb de quelques millimètres d'épaisseur. La longueur de radiation du Plomb est 0,58.cm.

- Pour arrêter des particules, en vue de la mesure de l'énergie par le parcours restant, on utilisera une série d'écrans de cuivre, à cause de la haute densité du cuivre et de son numéro atomique relativement faible.
- Pour des expériences où la masse du détecteur a besoin d'être très grande, par exemple pour des expériences de détection de neutrinos de grande énergie, on utilisera des matériaux bon marché (fer ou aluminium). Signalons que l'on peut magnétiser les plaques de fer, et avoir une idée du moment des particules par déviation des trajectoires au passage dans la plaque.
- Pour des expériences de chambres à bulles dans un champ magnétique, on cherchera à avoir le moins de matière possible dans les plaques pour diminuer la courbure parasite due à la diffusion multiple dans les plaques. Cette méthode a été développée principalement par le groupe d'Argonne qui a utilisé des feuilles d'aluminium ayant 25 microns d'épaisseur. Ces feuilles sont maintenues par des cadres en plexiglass séparés par des entretoises. En assemblant 2 à 2 ces feuilles d'aluminium, on réalise des compartiments étanches que l'on peut remplir de gaz. Pour de telles épaisseurs l'effet de diffusion multiple est rendu très petit. L'utilisation de ces feuilles minces est limitée pour des énergies de décharge trop importantes, qui entraînent une déformation des plaques et une détérioration de la chambre.
- Pour des expériences de polarisation, on utilise très souvent des

plaques de graphite. Les noyaux de carbone sont en effet d'excellents analyseurs de polarisation. Nous citerons plus loin des expériences ayant utilisé avec succès ces techniques.

Le groupe d'Argonne a construit une chambre où les plaques étaient remplacés par des fils conducteurs de 1/16 d'inches de diamètres séparés par des intervalles d'un quart d'inch. Dans cette construction les fils sont connectés alternativement à la tension positive ou négative aussi bien suivant la direction des



x, que des y. Ce système peut présenter l'avantage d'être de révolution pour des chambres placées dans un champ magnétique, celui-ci étant parallèle aux fils.

Un autre avantage est que cette chambre est digitisée en x et y, alors qu'une chambre à étincelles ordinaire n'est digitisée que dans une direction. Ceci peut être avantageux si on veut transformer directement la position des traces sans prendre de photos.

Dans ce même ordre d'idées, Krienen a construit au Cern une chambre à étincelles d'essai, dans laquelle chaque plaque est digitisée, grâce à l'emploi d'un réseau de fils parallèles distants de 1mm environ. Les plaques successives ont alternativement les fils dans des directions suivant Ox, Oy. A l'intérieur des plaques chaque fil est relié à une mémoire ferrite. Ainsi immédiatement après le passage de la particule, l'information est déjà stockée sous une forme

directement assimilable par un ordinateur.

Des essais ont été faits à Argonne également pour transformer immédiatement l'information en impulsion électrique, au moyen d'une caméra de télévision regardant la chambre comme une caméra ordinaire.

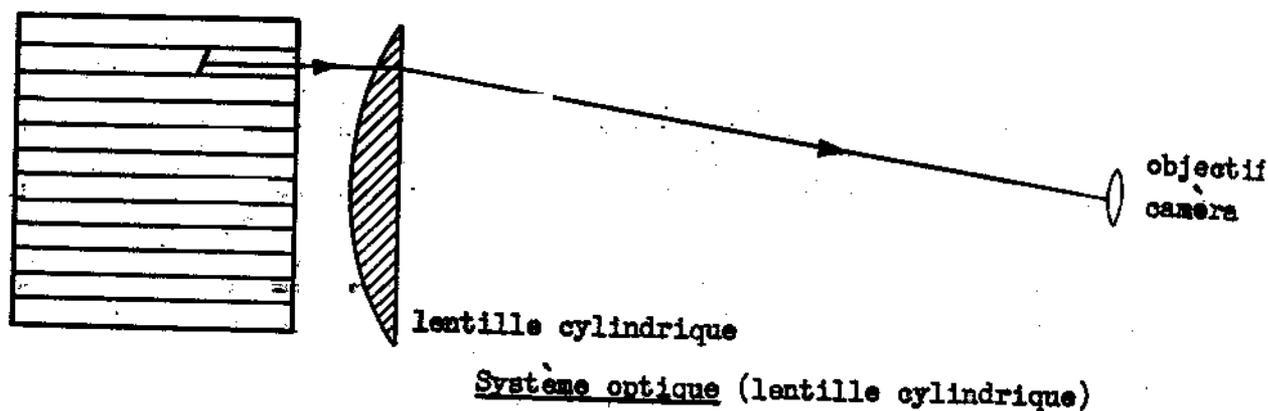
Divers auteurs (Maglic etc...) ont également proposé d'utiliser le retard de l'impulsion sonore de l'étincelle, dans deux directions, due à la vitesse de propagation du son pour localiser la trajectoire en x et y.

Quelque soit le procédé utilisé, il est certain que dans un avenir, peut-être pas très lointain, plusieurs expériences de chambres à bulles seront faites sans prendre de photos en digitisant directement l'information. Par rapport aux chambres à bulles le problème est ici beaucoup plus simple, mais cela vient essentiellement de ce que la précision est beaucoup plus faible et que par conséquent le nombre d'informations à stocker est beaucoup plus faible.

Les circuits électroniques de commande des chambres à étincelles n'ont qu'une difficulté majeure à résoudre. Il faut commuter très vite ( $10^{-7}$  sec.) la haute tension de la batterie de condensateurs sur les plaques de la chambre à étincelles. De plus le temps de l'impulsion doit être très court. Il faut alors que le RC du circuit soit très faible. On y arrive en employant des Thyratrons à hydrogène en prenant quelques précautions et si on veut un temps plus court (20 ns) on utilise des éclateurs dans l'air.

Le problème de la photographie est un peu délicat puisque, les écrans étant parallèles, il faudrait en principe mettre la caméra

à l'infini. On trouve la difficulté en disposant devant la chambre une lentille de grande dimension ayant son foyer au centre optique de l'objectif de la caméra.

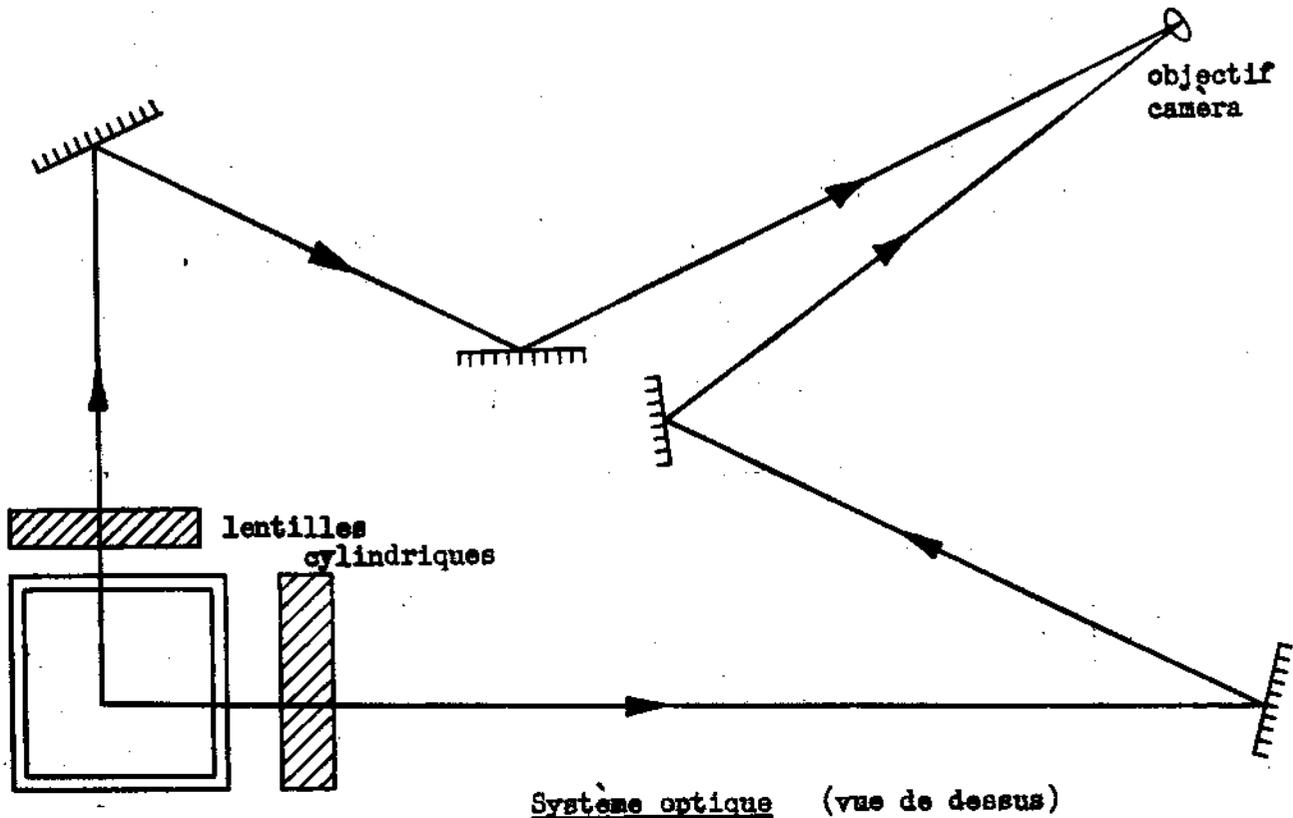


Dans ce cas l'image de l'objectif dans l'espace est à l'infini. La difficulté est d'obtenir des lentilles de très grandes dimensions. La précision étant moins bonne que pour les chambres à bulles, on utilise des grandes lentilles peu chères, fabriquées dans des blocs de plexiglass (lucite). En fait cette méthode ne marche que pour une certaine taille et toute la difficulté reste pour les chambres de très grande dimension comme la chambre de 30 tonnes du CERN pour l'expérience neutrino.

La figure suivante montre un dispositif pour avoir les 2 vues stéréoscopiques à  $90^\circ$  sur une même vue.

Puisque la précision de la position d'une trace ne dépasse pas un demi-millimètre environ, on pourra se contenter de petits formats et utiliser des émulsions rapides n'ayant pas un grain très fin, tel le Kodak TriX.

Etudions maintenant un peu les paramètres qui caractérisent



une chambre à étincelles.

Après le passage de la particule, on dispose d'un temps de mémoire de la chambre d'une micro-seconde environ. On a intérêt pour avoir un bon fonctionnement et une haute probabilité (supérieure à 90%) d'avoir une étincelle sur la trace des particules, même s'il y en a plusieurs ensemble, à provoquer l'étincelle le plus rapidement possible. Les opérations successives sont les suivantes: On a d'abord à sélectionner par les compteurs, l'évènement cherché. Le temps de réponse de l'ensemble des circuits d'électroniques est généralement de l'ordre d'une centaine de nanosecondes. Puis on agit sur la commutation de la haute tension. Ceci prend un temps compris entre 20 et 300 nanosecondes. Ensuite l'étincelle n'apparaît pas

immédiatement: il s'écoule environ 100 nanosecondes. L'étincelle elle-même dure une fraction de milliseconde.

Après cette opération la chambre n'est pas prête à fonctionner de nouveau immédiatement. Ce temps mort a deux sources: D'abord, il y a le temps mort de tous les circuits électroniques. Ensuite il y a le temps mort dû à la chambre à étincelles elle-même. Ce temps mort vient essentiellement de ce qu'il faut évacuer tous les ions créés par l'étincelle. Si on n'attend pas suffisamment longtemps, l'étincelle a lieu de nouveau sur les vieilles traces. La tension résiduelle sur les plaques sert à effectuer ce balayage des vieux ions. Il en résulte un temps mort de 1 à 20 millisecondes environ. Ce temps n'est pas très gênant, car on ne peut pas raisonnablement prendre de grandes quantités de photos pendant une même impulsion, c'est à dire toutes les 2 ou 3 secondes. L'analyse des photos serait vite impossible pour un run qui dure en général plusieurs jours. De plus il faut disposer de caméras ultrarapides difficiles à construire. En pratique dans la plupart des expériences on ne prend pas plus d'une photo à chaque impulsion d'une machine. Au maximum on en prendra 2 ou 3.

Un paramètre important est la tension appliquée au plaque. Le temps de formation de l'étincelle décroît lorsque la tension augmente. A 7,5 KV on a un temps de formation de 230 nanosecondes qui décroît à 30 ns pour une tension de 12 KV par exemple.

Un autre paramètre est le gaz utilisé. Les gaz rares donnent des temps de sensibilité très courts, ce qui est avantageux lorsqu'on envoie dans la chambre des faisceaux très intenses, car les

intervalles de temps entre particules sont très courts. Il est souvent utile d'ajouter un faible pourcentage d'alcool.

Enfin la distance entre plaques a son importance et comme on devait s'y attendre cet intervalle croit. Il varie généralement entre quelques millimètres et 12 ou 15 mm.

#### IV - Exemples d'Expériences avec la chambre à étincelles

Les expériences de chambres à étincelles vont tenir compte largement des caractéristiques propres et des avantages des chambres à étincelles.

On peut distinguer 2 catégories d'expériences: Dans la première catégorie, la chambre à étincelles est avant tout un hodoscope. C'est un hodoscope de grande qualité, bien meilleur que ceux fabriqués avec des compteurs à scintillations, mais la chambre à étincelles sert essentiellement à visualiser une trace. Nous décrirons 2 exemples typiques de ce genre d'expérience, ces 2 exemples étant d'ailleurs très différents. Le premier est une expérience classique de scattering de  $\pi^-$  sur proton avec scattering du proton de recul sur noyau de carbone pour étudier la polarisation du proton. Le second exemple est aussi une expérience de scattering mais il s'agit de neutrinos énergiques ou encore de mésons énergiques. Dans ce cas, le poids total d'écrans doit être très lourd de 10 à 20 tonnes. Dans ces 2 exemples toutes les particules de la cible qui réagissent sont enregistrées.

La deuxième catégorie d'expériences au contraire est caractérisée par un mode de déclenchement pour événements rares. Ces évènements

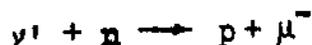
ments sont en général complexes et le rôle de la chambre à étincelles est essentiel pour identifier l'évènement, l'interpréter et le mesurer. Nous décrivons les très belles expériences de Cork, Wenzel Cronin etc ... sur les interactions faibles responsables des désintégrations des hyperons (mesure de polarisation, détermination des paramètres de désintégration  $\alpha, \beta, \gamma$  etc ...). Nous décrivons aussi une expérience non encore réalisée, mais proposée par A. Roberts d'Argonne sur la désintégration des  $K^+$  à l'arrêt en 3 corps:  $e^+ + \pi^0 + \nu$  ou  $\mu^+ + \pi^0 + \nu$ . Dans ces expériences le dispositif de déclenchement doit permettre de ne déclencher que pour la réaction intéressante. Là la chambre à étincelles prend tout son intérêt. On peut en effet envoyer des faisceaux de particules très intenses ( $1$  à  $2 \times 10^5$  particules) et trier des évènements extrêmement rares.

Toutes ces expériences utilisent au maximum les facilités de construction et d'adaptation des chambres à étincelles. C'est ainsi que les chambres sont dimensionnées et construites exactement pour l'expérience envisagée. De même la nature des écrans et leur disposition sont adaptées en conséquence. Nous verrons dans certaines expériences que la chambre peut-être inhomogène. Ainsi dans une certaine partie, il y aura des écrans très fins pour la mesure des moments des particules par courbure magnétique. Dans une autre partie on aura des écrans de cuivre d'une certaine épaisseur pour mesurer les parcours restants des particules. Dans d'autres, il y aura des écrans de plomb pour matérialiser les  $\gamma$  des mésons  $\pi$  ou de l'hyperon  $\Sigma^0$ .

Dans les expériences de neutrinos il y aura beaucoup d'écrans

## 1<sup>e</sup>) Expérience de détection des neutrinos de grande énergie

Ces expériences seront décrites par ailleurs. Résumons simplement ici les données du problème. La section efficace est de  $10^{-38}$  cm<sup>2</sup> environ. La réaction à détecter:



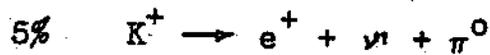
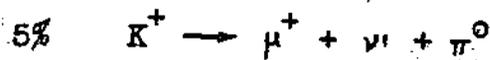
La matière du détecteur doit être la plus grande possible. La chambre du CERN comprend 30 tonnes d'écrans de fer. Ce chiffre doit être comparé au poids de matière d'une chambre à bulles. La chambre à bulles à liquides lourds du CERN fait 500 litres. Remplie de Fréon lourd CF<sub>3</sub> Br, de densité 1,5, la masse n'est que de 0,75 tonnes. Il y a donc un facteur 40 en faveur de la chambre à étincelles. L'expérience neutrino de Brookhaven a porté sur une cinquantaine d'évènements. On voit le rôle essentiel joué par la chambre à étincelles.

Dans le même ordre d'idée, on peut citer les expériences de scattering de mésons  $\mu$  à grand angle. L'intérêt est considérable pour étudier les interactions électromagnétiques des mésons avec un grand transfert de quadrimoment. La section efficace de ces phénomènes est très petite ( $< 10^{-30}$  cm<sup>2</sup>). Donc les chambres à étincelles de grande masse sont les seuls appareils possibles. Ces expériences sont en cours ou en projet à Brookhaven ou au CERN avec des faisceaux de mésons  $\mu$  de grande énergie. On obtient ces faisceaux en absorbant les mésons  $\pi$  par interactions nucléaires, alors que les mésons  $\mu$  traversent la matière en perdant seulement de l'énergie par ionisation. Le faisceau de mésons  $\mu$  de Brookhaven contient  $10^7$   $\mu$  rapides (plusieurs Gev) par impulsion et un nombre de mésons

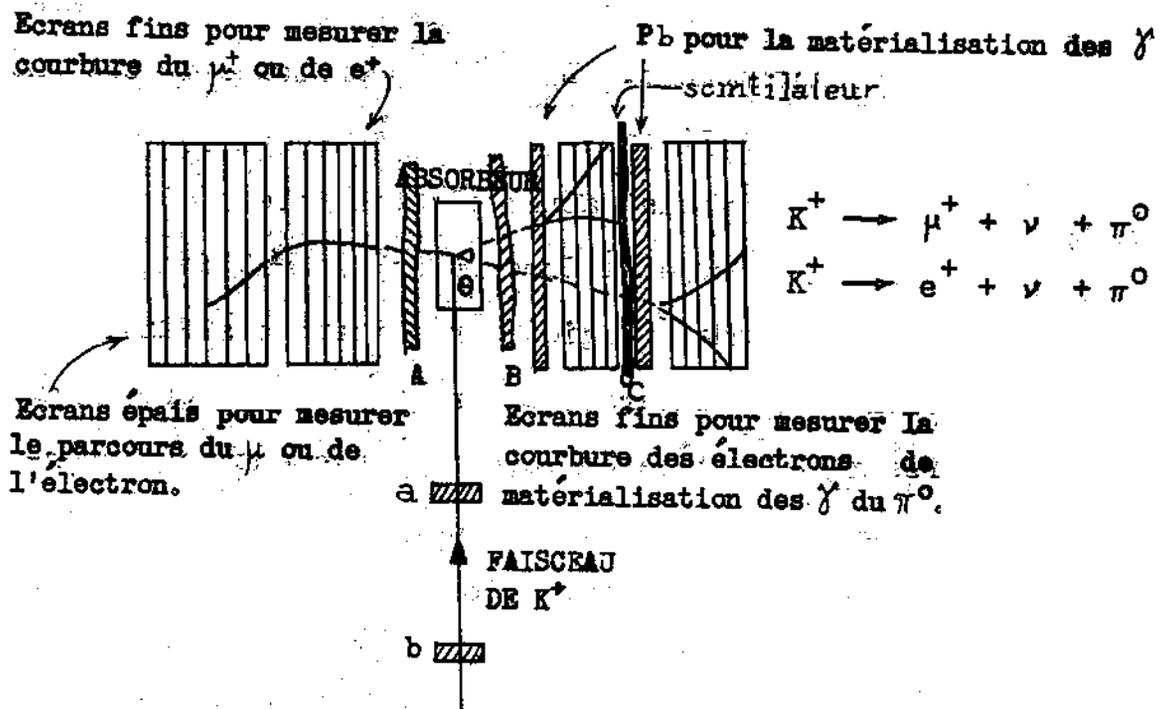
$\pi$  extrêmement faible, de sorte que tout scattering (même à grand angle) a beaucoup plus de chances de provenir d'un méson  $\mu$  que d'un méson  $\pi$ .

2°) Etude du spectre d'énergie des leptons dans la désintégration en 3 corps du méson  $K^+$  (proposition A. Roberts Argonne).

Dans 5% des cas environ le méson  $K^+$  se désintègre en donnant un lepton  $\mu^+$  ou  $e^+$  avec le neutrino associé et un  $\pi^0$ .

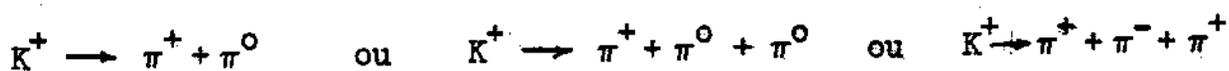


Le but de l'expérience est de mesurer le spectre d'énergie du  $\mu^+$  ou du  $e^+$  pour une énergie de  $\pi^0$  donnée. Il faut donc d'abord sélectionner cet événement, ensuite mesurer l'énergie du  $\pi^0$  et de l'électron ou du  $\mu$ .



La chambre à étincelles se trouve dans un grand aimant ayant un champ magnétique sur une longueur de 1 m environ. Les mésons K sont focalisés dans un absorbeur d'épaisseur assez faible. Le moment des K est tel qu'ils s'arrêtent dans l'absorbeur. De part et d'autre de l'absorbeur se trouvent 2 scintillateurs A et B, qui serviront avec les scintillateurs a et b du faisceau à déclencher la chambre.

A gauche de l'absorbeur se trouve la chambre qui sert à mesurer l'énergie du lepton et à l'identifier. On a d'abord une région avec des écrans très fins pour la mesure du moment, suivie d'une région à écrans de cuivre plus épais pour mesurer le parcours restant. La combinaison des 2 donne la masse de la particule avec son énergie. Donc en principe, on peut ainsi éliminer par mesure les mésons  $\pi$  de la désintégration:



A droite se trouve 2 chambres séparées par un scintillateur C. Chacune de ces chambres a des écrans fins, mais elles sont précédées d'un écran de plomb de 5 mm environ (une longueur de radiation). Le plomb sert à matérialiser les  $\gamma$  du  $\pi^0$  et les chambres à écrans fins à mesurer le moment des électrons de la paire donc l'énergie des  $\gamma$ . L'angle  $\theta$  entre les 2  $\gamma$  combiné avec l'énergie des 2  $\gamma$  permettent de vérifier que l'on a bien affaire à un méson  $\pi^0$  et d'avoir son moment et son énergie. On a en effet:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \theta)} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \theta)}$$

si  $E_1$  et  $E_2$  sont les énergies des 2  $\gamma$ .

Cette mesure permet ainsi de rejeter les événements  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$  car dans ce cas là l'énergie du  $\pi^0$  est bien déterminée.

Le déclenchement a lieu pour une coïncidence entre a et b d'une part et A+C-B, l'ensemble A+C-B étant retardé de  $10^{-8}$  sec. environ.

On voit que ce système de déclenchement élimine la désintégration la plus fréquente  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ .

Ensuite la mesure à gauche donne la nature de la particule avec son énergie:  $\mu^+$ ,  $e^+$  ou  $\pi^+$ . La mesure de droite donne le méson  $\pi^0$  avec son énergie. Les directions sont également connues. On en déduit donc le quadrivecteur du neutrino.

En principe on connaît donc complètement la désintégration. La probabilité de détection n'étant pas la même dans toutes les directions, il est indispensable de donner un poids à chaque événement, sinon on aurait des biais importants dans les spectres d'énergie des leptons. Les techniques de calcul de programmes peuvent en principe résoudre ce problème avec les techniques de Monte Carlo, mais ces calculs sont longs et délicats: il est difficile d'être sûr que l'on a bien tenu compte de tout.

De plus la mesure du moment des électrons est imprécise. La mesure du moment à la sortie des écrans de plomb est bonne, mais l'électron peut avoir perdu une partie importante de son énergie par Bremstrahlung à l'intérieur des écrans de plomb. Pour réduire cet effet, on a intérêt à prendre des écrans de plomb très fins. Mais dans ce cas, la probabilité de matérialisation devient très petite.

De même on ne détecte pas tous les secondaires chargés, mais uniquement ceux qui se dirigent vers le compteur A.

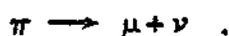
Le calcul complet d'optimisation d'une expérience comme cela est difficile et délicat, de même que le calcul du nombre d'évènements. Le résultat des calculs a montré que l'intensité du nombre de méson K s'arrêtant dans l'absorbeur était trop faible pour faire l'expérience au CERN. Cette expérience sera peut-être possible grâce à l'intensité supérieure attendue à la machine d'Argonne. En attendant des expériences analogues sont en cours dans des chambres à liquides lourds (fréon) où le nombre d'évènements par unité de temps de machine est supérieur.

\* \* \*

ERRATUM: Page 210 - Retirer la dernière ligne: "Dans les expériences de neutrinos il y aura beaucoup d'écrans".

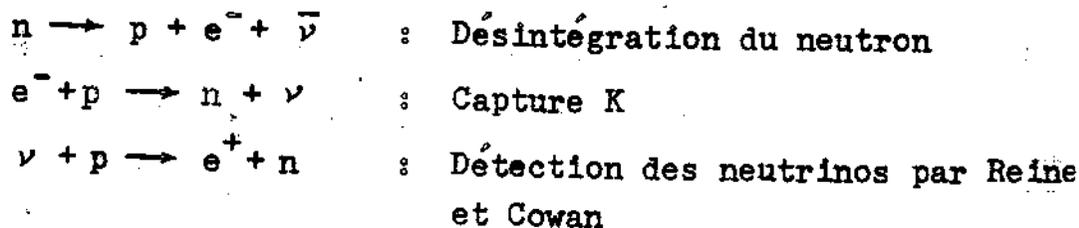
## REACTIONS DE NEUTRINOS DE GRANDE ÉNERGIE

La section efficace de réaction à basse énergie est de l'ordre de  $10^{-44}$  cm<sup>2</sup>. Pour observer de telles réactions, on doit disposer de flux de neutrinos très importants. Ceux-ci sont fournis par des piles à haut flux de neutrons (Reines et Cowan 1956). La section efficace de réaction augmente avec l'énergie et tend vers une limite de l'ordre de  $10^{-38}$  cm<sup>2</sup> pour des énergies de neutrinos supérieures à un Gev. Les accélérateurs du type CERN ou Brookhaven fournissant des impulsions de mésons  $\pi$  de l'ordre de  $10^{12}$  mésons  $\pi$  par seconde, on peut espérer obtenir des flux de neutrinos importants par la désintégration



### I - RAPPEL DES FAITS EXPÉRIMENTAUX RELATIFS AU NEUTRINO

a) Les premières réactions où se manifestent un neutrino sont les désintégrations  $\beta$  des noyaux, qui se ramènent aux réactions suivantes qui sont toutes équivalentes:



Cette dernière réaction a été mise en évidence par les photons d'annihilation de l'électron positif, en coïncidence avec une réaction nucléaire du neutron.

De ces réactions, on peut déduire que la masse du neutrino

est égale à zéro ou très voisine de zéro. Sa charge est nulle, son spin est demi-entier: c'est un fermion et ces réactions ont lieu entre 4 fermions.

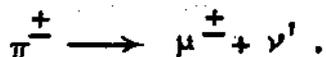
L'étude des vies moyennes des radioactivités  $\beta$  conduit à donner à cette interaction une constante de couplage très faible  $G = 1.43 \times 10^{-49} \text{ erg/cm}^3$ .

b) En 1957, Lee et Yang théoriquement, Mme. Wu expérimentalement ont montré que la parité n'était pas conservée dans ces types de réactions.

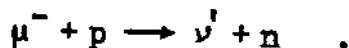
A la suite, une série d'expériences a montré que le phénomène de la non-conservation de la Parité était général dans toutes les interactions faibles. Les expériences ont montré également que le neutrino avait une polarisation longitudinale qui était toujours dans le sens opposé à son moment et de même sens pour l'anti-neutrino. On dit que l'hélicité du neutrino est  $-1$  et celle de l'anti-neutrino  $+1$ . On dit encore que le neutrino tourne à gauche et l'anti-neutrino tourne à droite.

L'ensemble de ces faits ont conduit Feynman et Gell-Mann en fin 1957 à formuler l'hypothèse que l'interaction faible avait la forme V-A. Cette formulation est en accord avec tous les faits expérimentaux jusqu'à ce jour.

c) Une particule du type neutrino, est également apparue dans un type de réactions totalement différent.



D'autre part les mésons  $\mu^-$  sont capturés par les noyaux suivant les réactions:



Enfin le méson  $\mu$  se désintègre en electron + neutrino + neutretto suivant le schéma



L'étude des ces réactions conduit aux propriétés suivantes pour le neutrino:

$$m = 0 \quad \delta = \frac{1}{2} \quad q = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{helicité} = -1 \quad \text{pour } \nu' \\ \text{helicité} = +1 \quad \text{pour } \bar{\nu} \end{array} \right.$$

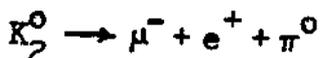
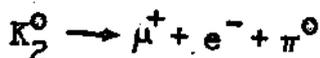
Enfin l'étude des sections efficaces ou vie moyenne de ces réactions montre que l'interaction responsable a la même constante de couplage  $G = 1.43 \times 10^{-49} \text{ erg/cm}^3$ . On est donc conduit à admettre que l'interaction est la même. On l'appelle l'interaction universelle de Fermi: U.F.I.

Rien n'empêche de supposer que le neutretto et le neutrino sont identiques. Ce n'est qu'en 1962 à Brookhaven que l'on a montré qu'il s'agissait de 2 particules différentes.

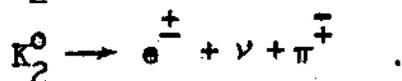
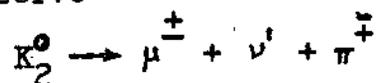
d) Par contre la réaction suivante n'est pas observée:



De même si on fait intervenir les désintégrations de particules étranges on n'a pas observé les désintégrations



alors que l'on observe

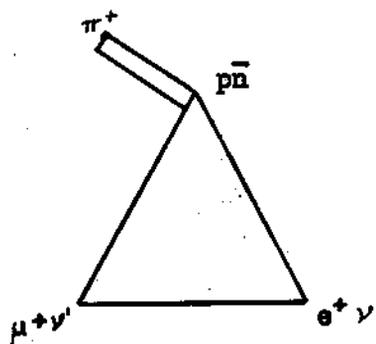


Ces résultats s'expriment en disant que dans l'interaction U.F.I. il y a des courants chargés  $\mu^+ \nu'$ ,  $e^+ \nu$ , mais pas des courants neutres

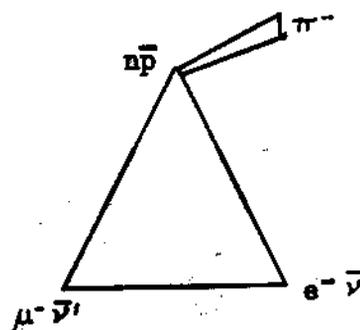
$$\mu^+ e^-, \quad \mu^- e^+, \quad \nu \bar{\nu}, \quad \nu' \bar{\nu}'.$$

Toutes les réactions observées conservent le nombre leptonique  $l$ .

Toutes les réactions peuvent se résumer par le triangle suivant



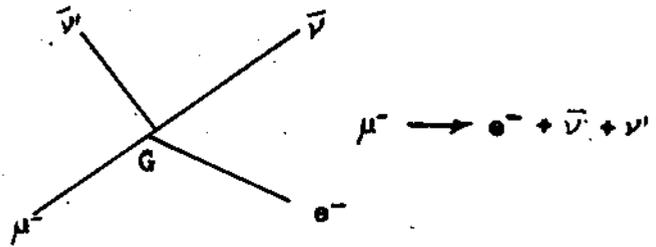
et le triangle  
conjugué



Il est facile d'ajouter les désintégrations leptoniques des particules étranges en transformant le triangle en tétraèdre.

## II - HYPOTHÈSE DU BOSON INTERMÉDIAIRE

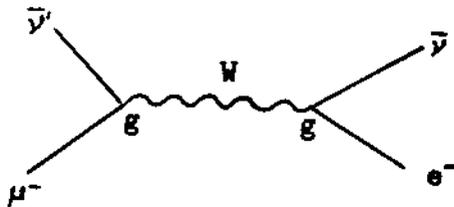
a) Supposons d'abord qu'il n'y a pas de boson intermédiaire. On a alors une interaction directe entre 4 fermions. On dit qu'elle est purement locale. Prenons l'exemple de la désintégration du méson  $\mu$ . Le graph est le suivant



La théorie V-A permet de relier la vie moyenne de cette désintégration à la constante de couplage  $G$  de l'U.F.I. On trouve

$$G = 1.4 \times 10^{-49} \text{ erg/cm}^3$$

b) On peut aussi admettre que la réaction précédente s'effectue avec un boson intermédiaire  $W$ , d'après le graph suivant.



Le boson intermédiaire  $W$  qui est virtuel dans cette réaction, a toutes les propriétés du quantum de champ d'interaction faible. Soit  $g$  la constante de couplage de  $W$  avec  $(\mu \nu)$  ou  $(e \bar{\nu})$ . La probabilité de cette réaction est en gros proportionnelle  $g^2$ . On doit donc avoir grossièrement:

$$g^2 = G \quad g = \sqrt{G}$$

En fait le calcul montre que l'on a plus exactement:

$$G = g^2 \cdot \sqrt{2} \left( \frac{\hbar}{M_W c} \right)^2$$

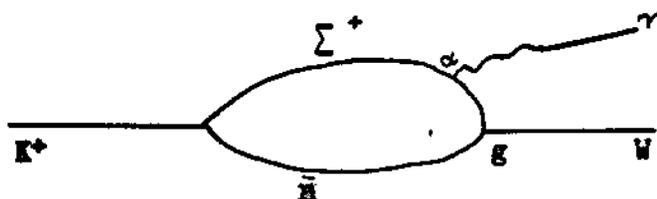
### c) Propriétés du Boson Intermediaire

Le W est donc couplé à  $(\mu\nu)$  ou  $(e\nu)$  avec une constante de couplage  $g$  beaucoup plus forte que la constante de Fermi  $G$ . Bien entendu cette constante  $g$  diminue si la masse du W augmente et à la limite, pour une masse très grande, tout se passe comme si l'interaction était purement locale.

Il est facile de voir que la masse du W doit être plus grande que celle du K. En effet, si ce n'était pas le cas, on aurait la désintégration:

$$K \rightarrow W + \gamma$$

par le schéma suivant, par exemple



Le premier vertex est une interaction forte, le second a pour constante de couplage  $g$  qui est beaucoup plus grand que  $G$ . On en déduit que la probabilité de cette désintégration serait beaucoup plus forte que celle en  $\mu^+ \nu$  qui elle est proportionnelle à  $G$  donc à  $g^2$ .

On a donc:

$$M_W > M_K$$

Généralement les prévisions théoriques sont calculées pour une masse de W comprise entre celle du K et du nucleon. Ainsi on peut calculer que la vie moyenne du W pour les désintégrations en

$\mu + \gamma'$  et  $e + \nu$  est de l'ordre de  $10^{-17}$  avec un rapport de branchement entre les 2 modes voisin de 1, car la valeur  $Q$  de la réaction est très grande.

L'absence de courant neutre dans les interactions faibles entraîne que le boson  $W$  n'existe que sous forme chargée. D'autre part il doit avoir un spin égal à 1 pour tenir compte de la forme vecteur ou axiale de l'U.F.I..

Il peut se désintégrer en  $\pi^+ + \pi^0$  avec une probabilité comparable avec le taux de désintégration en leptons. Il y a là une différence avec le  $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  qui a un taux de désintégration beaucoup plus grand que  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu'$ . Ceci vient de ce que le  $K$  a un spin 0. Les particules émises (le  $\mu$  et le  $\nu'$ ) doivent avoir la même hélicité quoiqu'antiparticules. Ceci serait strictement interdit si la masse du méson  $\mu$  était nulle.

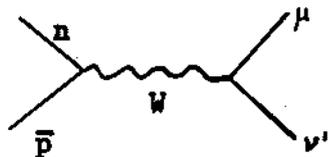
### III - PRÉVISIONS THÉORIQUES POUR LES SECTIONS EFFICACES

Il est de la plus haute importance d'avoir des prévisions sérieuses pour ces sections efficaces, étant donné que la possibilité de ces expériences est tout à fait limitée.

#### a) Supposons qu'il y ait un Boson Intermédiaire

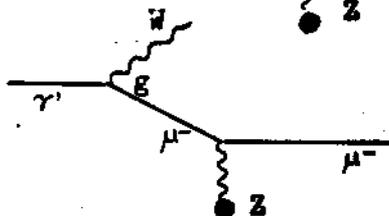
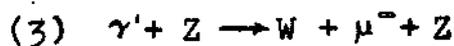
Deux cas peuvent se produire: il peut être virtuel ou réel. S'il est virtuel, on a le graph suivant:

$$(1) \quad \nu' + n \rightarrow p + \mu^-$$



Dans ce cas, on a le produit de 2 constantes de couplage à chaque vertex qui sont égales à  $g = \sqrt{G}$ . La sections efficace est en  $G$  et se trouve être la même qu'il y ait ou qu'il n'y ait pas de boson intermédiaire.

Mais le boson  $W$  peut être produit réel et ce cas est particulièrement intéressant. Le boson  $W$  peut être produit d'une manière analogue au photon dans le Bremstrahlung.



$Z$  représente un noyau de charge  $Z$ .

La section efficace du processus (2) est proportionnelle à

$$(e \times e \times Ze)^2 = Z^2 \alpha^3$$

La section efficace du processus (3) est proportionnelle à

$$(g \times e \times Ze)^2 = g^2 Z^2 \alpha^2 = G Z^2 \alpha^2$$

La section efficace du processus (1) est proportionnelle à

$$(g \cdot g)^2 = G^2$$

La section efficace du processus (3) par proton est proportionnelle à

$$G \alpha^2 Z$$

Comme  $G$  est très petit, on voit que la section efficace par nucléon avec boson intermédiaire ( $G \alpha^2 Z$ ) est beaucoup plus

grande que celle sans boson ( $G^2$ ).

De plus la section efficace par nucléon, c'est à dire à poids de détecteur égal est d'autant plus grande que  $Z$  est élevé. Pour du Fer ( $Z = 26$ ) on trouve  $\sigma = 10^{-35}$  à très grande énergie alors que  $\sigma = 10^{-38}$  sans boson intermédiaire.

En fait, malheureusement, la section efficace avec boson intermédiaire est beaucoup plus petite. Pourquoi ?

Si le moment transféré au noyau est faible, le noyau recule comme un tout. Il y a interaction avec le champ coulombien de tout le noyau et la section efficace est bien alors proportionnelle à  $G \alpha^2 Z$ .

Si le moment transféré est grand, la longueur d'onde associée au photon virtuel est petite et il n'y a interaction qu'avec un seul proton du noyau (réaction inélastique). La section efficace est alors  $Z$  fois plus petite.

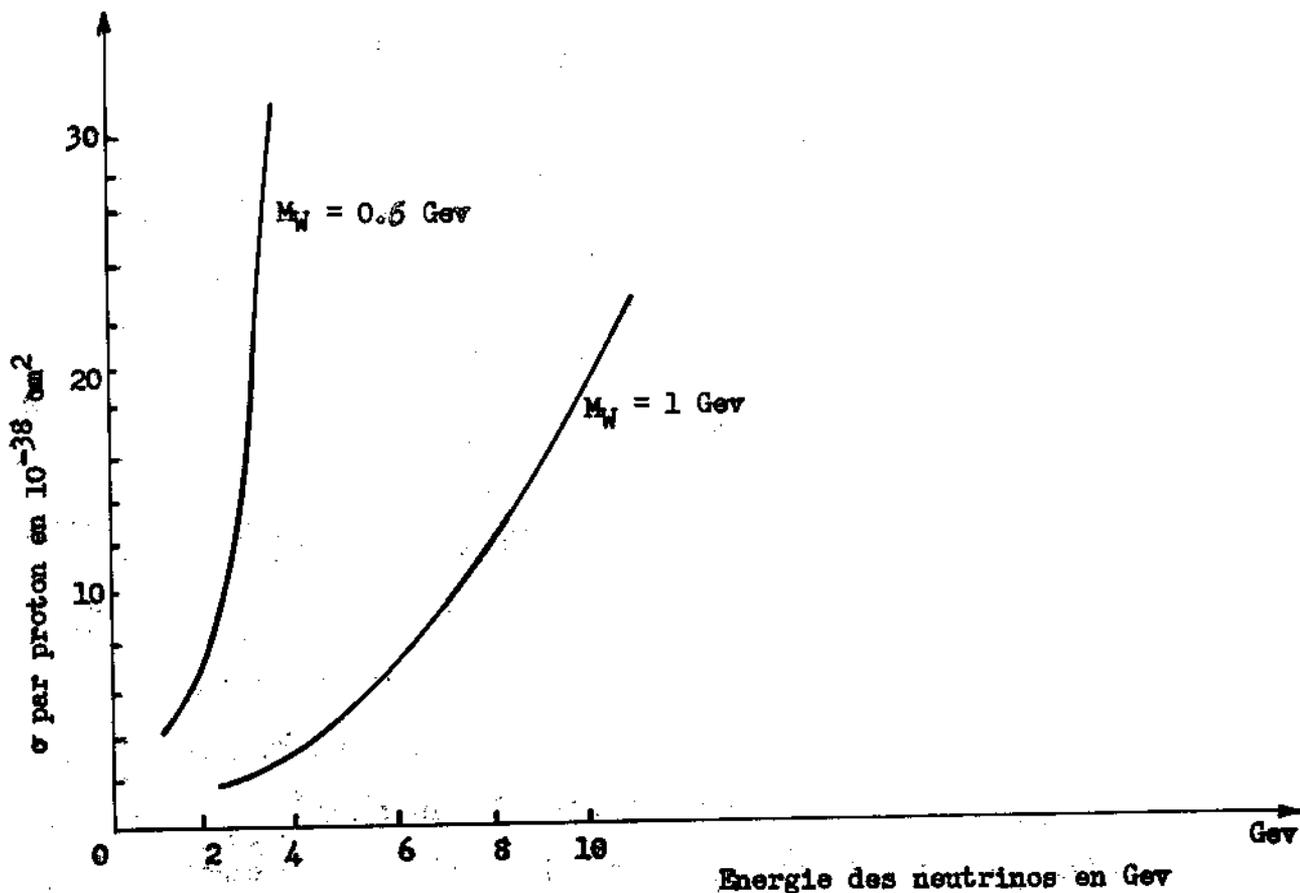
Il faut donc calculer le moment transféré au noyau. On a un calcul analogue au cas du Bremstrahlung. Le résultat est que le moment transféré est proportionnel à  $\frac{1}{K_\nu}$ ,  $K_\nu$  étant l'énergie des neutrinos dans le laboratoire.

Donc pour les neutrinos de très grande énergie (plusieurs Gev) on aura une réaction cohérente sur tous les protons du noyau et une section efficace grande ( $10^{-36}$ ). Au contraire pour les neutrinos d'énergie modérée ( $\sim 1$  Gev) la section efficace est beaucoup plus faible. Evidemment elle dépend fortement de la valeur de la masse du Boson qui rend cette section efficace d'au

tant plus petite que cette masse est grande.

Pour les énergies du CERN et de Brookhaven, le spectre d'énergie des neutrinos est tel que la plupart ont une énergie un peu inférieure à 1 Gev. Dans ces conditions pour une masse du boson intermédiaire comprise entre 0,5 et 1 Gev, la section efficace avec boson est du même ordre de grandeur que la section efficace sans boson intermédiaire.

Pour  $M_W = 0.6 M_P$  on a  $\sigma = 24.5 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$  pour  $K_\nu = 3 \text{ Gev}$   
 Pour  $M_W = M_P$  on a  $\sigma = 1.85 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$



Indépendamment de la section efficace, la production de W réel est très intéressante, car le boson W doit se désintégrer:

$$W^+ \longrightarrow e^+ + \nu$$

$$\mu^+ + \nu'$$

$$\pi^+ + \pi^0$$

$$\nu' + Z \longrightarrow W^+ + \mu^- + Z$$

Donc dans une bonne moitié des cas on a production de 2 leptons chargés dans la réaction des neutrinos. Ceci est caractéristique de la présence d'un W réel. Donc l'identification à la chambre à bulles ou à la chambre à étincelles de la présence à la production d'un  $\mu$  et d'un électron positif, ou de 2 mésons  $\mu$ , est une preuve de l'existence du W.

b) Supposons Maintenant qu'il n'y ait pas de Boson Réel Produit (ou tout simplement qu'il n'existe pas)

On a la réaction  $\nu' + n \longrightarrow \mu^- + p$ .

Prenons d'abord l'exemple plus simple de la réaction.

$$\nu' + e^- \longrightarrow \mu^- + \nu$$

On pourrait s'attendre à des réactions de ce genre sur les électrons des noyaux.

La réaction est analogue à la désintégration du  $\mu^-$ . Tous les éléments sont connus et on peut calculer exactement la section efficace. Elle est proportionnelle au carré de l'énergie du neutrino dans le centre de masse:  $K_{\nu}^*$

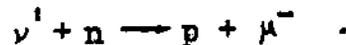
$$K_{\nu'}^* = \frac{K_{\nu'}}{\sqrt{1 + \frac{2K_{\nu'}}{mc^2}}} \quad m: \text{masse de l'électron}$$

On a donc environ:

$$K_{\nu'}^* \sim \frac{1}{60} \sqrt{K_{\nu'}} .$$

Donc la section efficace est proportionnelle à  $K_{\nu'}$ , énergie des neutrinos dans le laboratoire. Cette section efficace est très faible. Il faut des neutrinos de 1000 Gev pour attendre  $10^{-38}$   $\text{cm}^2$ .

Revenons maintenant au cas:



Supposons un instant que les nucleons soient des particules sans interactions fortes. Le calcul est le même que dans le cas de l'électron, mais ici la cible (nucleon de masse M) est beaucoup plus lourde que celle de l'électron.

On a:

$$K_{\nu'}^* = \frac{K_{\nu'}}{\sqrt{1 + \frac{2K_{\nu'}}{Mc^2}}} \sim K_{\nu'}$$

La section efficace est dans ce cas proportionnelle au carré de l'énergie  $K_{\nu'}$  des neutrinos dans le laboratoire. On peut extrapoler à partir des basses énergie en utilisant par exemple la valeur de Reines et Cowan ( $\sigma = 10^{-44}$   $\text{cm}^2$ ). On devrait donc s'attendre dans ce cas à des sections efficaces très grandes

( $\gg 10^{-38}$  cm<sup>2</sup>) pour des énergies de neutrinos de l'ordre du Gev.

En fait ce n'est pas vrai, car les interactions fortes sont présentes et ont pour effet de réduire fortement la section efficace. Ces effets de renormalisation ne peuvent être calculés exactement. Indiquons les hypothèses qui sont faites pour un calcul approximatif.

La désintégration du méson  $\mu$  donne la constante de couplage sans effet de renormalisation. Au contraire les expériences de radioactivité  $\beta$  permettent de mesurer les constantes de couplage renormalisées soit  $G_V$  ren. et  $G_A$  ren., pour la partie vectorielle et la partie axiale.

On constate que

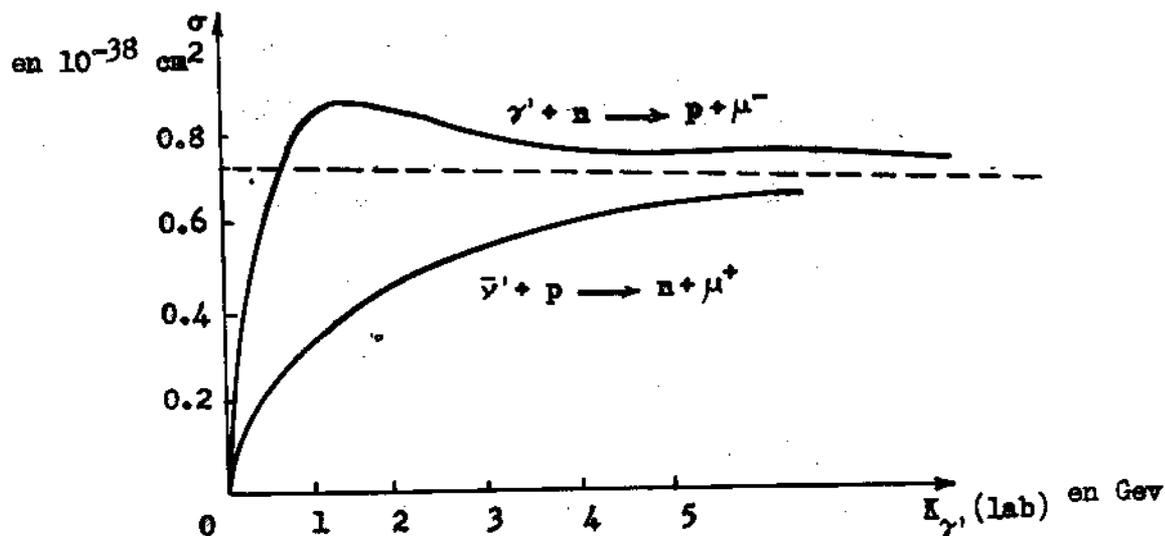
$$G = G_V \text{ ren.} \quad G_A \text{ ren.} = - 1.25 G_V \text{ ren.}$$

La première égalité a conduit par analogie avec l'interaction électromagnétique à formuler l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel faible. Les effets de renormalisation ont pour effet dans la diffusion coulombienne des électrons de réduire la section efficace en introduisant une structure électrique pour le proton (facteur de forme) tout en conservant la charge électrique du nucleon. On suppose qu'il en est de <sup>même</sup> pour la charge du courant faible et on utilise pour le calcul les mêmes facteurs de forme que pour l'interaction électromagnétique.

Pour la partie axiale on suppose que la relation  $G_A \text{ ren.} = - 1,25 G_V$  reste valable à grande énergie. Diverses hypothèses sont faites pour la valeur des facteurs de forme (Yamaguchi,

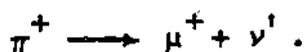
Cabibbo et Gatto, Lee et Yang). Les résultats diffèrent peu.

Les calculs montrent que la section efficace aussi bien pour  $\nu'$  que pour  $\bar{\nu}'$  tend vers une limite finie à grande énergie égale à:  $0,7 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$ .



A faible énergie la section efficace augmente comme  $K_{\gamma'}^2$ , et ensuite l'effet de saturation se fait sentir.

Les sections efficaces des neutrinos et des antineutrinos sont différentes. Le cas favorable est celui du neutrino. On a donc intérêt à travailler avec des mésons  $\pi$  positifs.



Il peut exister également des réactions inélastiques de neutrinos avec production de mésons  $\pi$ , résonances, particules étranges etc... Différentes estimations (Cabibbo et Da Prato, Bell

et Berman etc. ...) trouvent des sections efficaces un peu plus petites que pour le mode élastique mais non négligeables.

#### IV - SITUATION EXPERIMENTALE

Les méthodes utilisées nécessitent un détecteur lourd de façon à augmenter la probabilité des réactions. Malgré toutes les améliorations au dispositif expérimental du CERN, le taux de réactions n'est que d'un événement environ par jour pour 100 Kgs de détecteur. Il existe deux types d'appareils pouvant être utilisés: la chambre à liquides lourds et la chambre à étincelles.

1°) La Chambre à Bulles. Le CERN utilise la chambre à bulles à liquides lourds construite au CERN de 115 cm de diamètre et 50 cm de profondeur. Le volume utile est presque de 500 litres. Remplie de fréon  $CF_3Br$  de densité 1,5, il y a environ 700 Kgs de détecteur. Le champ magnétique est de 26.700 gauss. Regardons ce que l'on peut mesurer avec une telle chambre dans des réactions de neutrinos.

a) Identification des électrons. La longueur de radiation  $X_0$  du fréon  $CF_3Br$  étant de 11 cm, l'électron apparaît sous la forme d'une petite cascade électronique. Son identification est immédiate. Toutefois il faut que la multiplication n'ait pas eu lieu immédiatement pour que la courbure de l'électron initial permette d'être sûr qu'il s'agit d'un électron et non d'un photon qui a initié la gerbe.

Si l'électron sort directement du noyau et s'il a une énergie grande ( $\gg 10$  MeV), il ne peut provenir que d'une réaction de neutrino. Il peut être produit directement ou indirectement à travers un boson intermédiaire W.

Il faut, bien entendu, s'<sup>s'il</sup>assurer ne s'agit pas d'une paire de Dalitz où le deuxième électron serait de trop faible énergie pour être vu.

La question de la mesure d'énergie de l'électron est importante. D'abord le champ magnétique donne son signe ce qui a une certaine importance. Le phénomène du scattering multiple et les fluctuations de la perte d'énergie par Bremstrahlung, limite la précision à 30% environ sur la mesure de courbure de l'électron initial. On peut mesurer autrement son énergie: il suffit de mesurer la longueur totale des traces de la gerbe. L'ionisation étant pratiquement constante ceci permet de mesurer l'énergie totale perdue par l'électron dans la chambre. Comme les dimensions de la chambre sont assez grandes devant la longueur de radiation, on a l'équivalent d'un compteur à absorption totale. La méthode a été étalonnée en exposant la chambre dans un faisceau d'électrons d'énergie connue. Cette méthode donne environ 30% de précision sur l'énergie de l'électron.

b) Identification des  $\mu$ . La première méthode consiste à constater l'absence de réactions nucléaires ou d'angle de scattering nucléaire. Le libre parcours géométrique d'interaction dans ce liquide est environ 60 cm. Ceci est aussi l'ordre de grandeur

de la longueur visible des traces. Il y a donc une bonne chance que les  $\pi$  et les protons s'identifient par interactions nucléaires, mais l'absence de telles réactions n'est pas la signature d'un  $\mu$ . Par contre l'accumulation de 5 à 10 traces sans interactions dans des photos successives d'interaction de neutrinos indique la présence de  $\mu$ . Un traitement statistique soigné est nécessaire.

Il y a une autre façon pour une trace d'être identifiée comme un  $\mu$ . Il s'agit de traces à l'arrêt. Si la trace est positive, dans 50% des cas environ, le méson  $\mu$  de la désintégration  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow$  électron est visible. La longueur est de 1,5 mm. Donc la présence de ce  $\mu$  signe un méson  $\pi^+$  à l'arrêt, mais son absence ne signe pas un méson  $\mu^+$ .

Si le trace à l'arrêt est négative, dans 10% des cas il y a capture par le noyau s'il agit d'un méson  $\pi^-$  avec le plus souvent une petite étoile visible. S'il s'agit d'un méson  $\mu^-$ , il n'est capturé que dans la moitié des cas environ et se désintègre en électrons dans l'autre. Donc dans 50% des cas, un méson  $\mu^-$  à l'arrêt se signe par émission d'électrons visibles.

c) Mesure de moments. Le signe des particules et le moment sont déterminées, grâce au champ magnétique important (26.700 gauss). La précision de la mesure de moment est limitée par le scattering multiple. La précision est d'environ 12% pour une trace de 30 cm. Si les particules s'arrêtent dans la chambre, on peut mesurer leur énergie par parcours restant (range). La

précision est bien meilleure. Elle est limitée par le stragling. Elle est de 2 à 3%.

d) Identification et mesure d'énergie des  $\pi^0$ . La faible longueur de radiation fait que le plus souvent, les 2 photons d'un méson  $\pi^0$  se matérialisent dans la chambre. La mesure d'énergie des électrons de la paire fournit l'énergie et la direction du  $\pi^0$  émis avec environ 15 à 20% de précision.

Ajoutons qu'on peut aussi faire un bilan approximatif, énergie - moment de la réaction, bien que celle-ci ait lieu sur un nucléon lié à un noyau.

2°) La chambre à étincelles. Le groupe de Brookhaven a utilisé une chambre à étincelles de 10 tonnes ayant des plaques en Aluminium de 1 inch d'épaisseur. Celui du CERN utilise une chambre à étincelles de 30 tonnes ayant des écrans en Aluminium ou Laiton de 5 mm d'épaisseur.

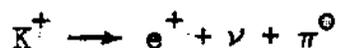
a) Identification des mésons  $\mu$ . Elle se fait très simplement par l'absence de réactions nucléaires ou de scattering à grand angle. A l'opposé de la chambre à bulles, la longueur totale de la chambre est beaucoup plus grande que la longueur d'interactions (environ 6 fois). Dans ces conditions, l'absence de réactions ou de scattering à grand angle est pratiquement la signature d'un méson  $\mu$ . La mesure du parcours fournit l'énergie avec une bonne précision. La grandeur de la masse de la chambre fait que les  $\mu$  s'arrêtent assez souvent.

- b) Identification et mesure des électrons. Bien que la chambre à étincelles ne permette pas une vision détaillée des phénomènes, l'aspect d'une gerbe électronique est caractéristique. La grande taille de la chambre (40 longueurs de radiation au CERN) fait que la totalité de la gerbe est absorbée. Le nombre d'étincelles est alors relié directement à l'énergie de l'électron. La chambre a été étalonnée dans un faisceau d'électron d'énergie connue. La précision est de l'ordre de 25 à 30%.
- c) Mesures de moment. Un des inconvénients majeurs de la chambre à étincelles est l'absence de champ magnétique. Pour parer à cet inconvénient, le CERN interpose entre 2 parties de chambre à étincelles une bobine de champ magnétique de grand volume. 2 petites chambres à étincelles spéciales situées de part et d'autre de la bobine permettent de mesurer l'angle dont a tourné la trace à l'intérieur du champ magnétique. Ce dispositif peut être essentiel pour la mise en évidence du boson intermédiaire  $W$ . En effet, puisque la chambre à étincelles prouve à coup sûr la présence d'un méson  $\mu$  (par l'absence de réactions), ce dispositif permet d'en connaître le signe. Si on part de mésons  $\pi$  positif, ou a un flux de neutrinos qui ne peuvent produire que des leptons négatifs s'il n'y a pas de boson intermédiaire. Ainsi la mise en évidence de mésons  $\mu$  positifs (avec des  $\pi$  positifs au départ) est une preuve de l'existence du boson intermédiaire  $W$  (si la conservation des leptons est valide).

## V - LES BUTS DE L'EXPÉRIENCE

Avec seulement quelques dizaines d'évènements, on peut répondre aux questions suivantes.

a) Existe-t-il 2 sources de neutrinos ? En principe l'expérience est facile. Il suffit de prouver que toutes les réactions de neutrinos donnent des  $\mu$  et pas des électrons. Il y a un faible background de neutrinos d'électrons provenant de la désintégration des  $K^+$ .



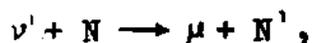
b) Existe-t-il un boson intermédiaire ? Ceci ne peut être montré par l'augmentation de la section efficace, parce qu'elle est trop faible. On peut le mettre en évidence par la présence de 2 leptons chargés.

Puisque l'expérience de Brookhaven a montré qu'il y avait 2 types de neutrinos, il suffit de mettre en évidence la présence d'un électron associé à un  $\mu$  de signe opposé ou à un candidat  $\mu$ .

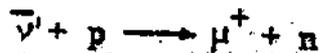
Si la conservation des leptons est vraie, il suffit de mettre en évidence un méson  $\mu$  positif si on fait l'expérience avec des  $\pi$  positifs.

La dynamique de l'évènement, même approchée, doit permettre de mesurer la masse du boson intermédiaire  $W$ .

c) Conservation des leptons. Si l'on se borne aux réactions élastiques:



il est facile de voir que l'en doit avoir uniquement



Les  $\nu'$  sont fournis par les  $\pi^+$  et les  $\bar{\nu}'$  par les  $\pi^-$ . Si on peut changer le signe des  $\pi$  (par le système focalisant) on doit constater le changement de signes des  $\mu$ .

d) Absence de courant neutres. Elle doit être mise en évidence par l'absence des réactions



comparée à la présence

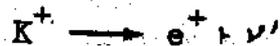


e) Neutrino flip hypothesis. Feinberg, Gursev et Pais ont proposé que les  $\nu$  et les  $\nu'$  pouvaient s'intervertir par rapport à l'électron et au  $\mu$ , quand ils provenaient de  $K^+$  au lieu de  $\pi^+$ .

On aurait ainsi:



mais



Les mésons  $K^+$  accompagnent le faisceau  $\pi^+$  surtout dans la région de haute énergie. Comme la vie moyenne du K est plus courte que celle du  $\pi$ , les neutrinos des K sont en moyenne de plus grande énergie que ceux des  $\pi$  (Environ 15% des neutrinos viennent des K).

Si l'hypothèse du "neutrino-flip" est correct, on devrait obtenir des électrons principalement dans la région de grande é-

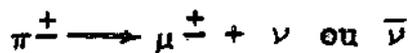
nergie.

f) Mesure de la section efficace. Enfin le nombre total d'événements observés permet de tester les calculs de section efficace, aussi bien dans le cas élastique que lorsque le boson intermédiaire est produit. La variation brutale de la section efficace avec la masse du boson, doit permettre de vérifier la masse de celui-ci.

VI - L'EXPÉRIENCE DE BROOKHAVEN (1962). (P.R.L. July 1, 1962 - vol. 9 pg. 36).

Cette expérience est la première ayant mis en évidence des réactions de neutrinos de grande énergie. Elle a permis de conclure que le neutrino associé au méson  $\mu$  était différent de celui associé à l'électron.

Les neutrinos sont fournis par la désintégration des mésons  $\pi$  des 2 signes



Il y a donc un mélange neutrino et antineutrino.

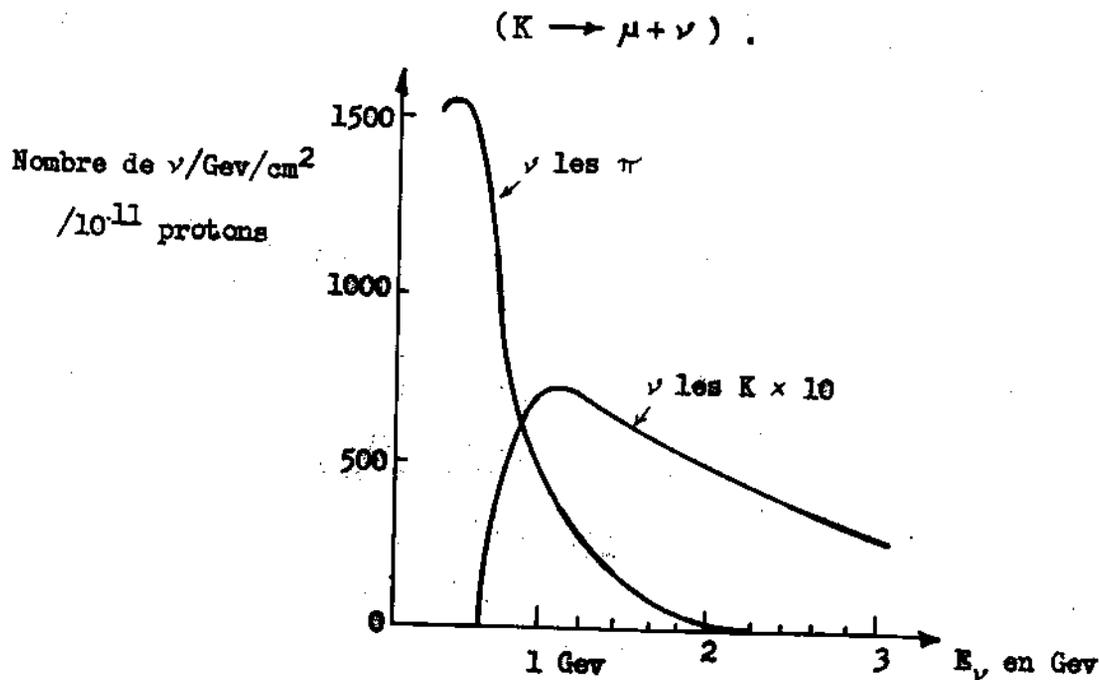
### 1<sup>o</sup>) Dispositif expérimental

Les mésons  $\pi$  sont fournis par des interactions de protons de 15 Gev sur une cible en beryllium. L'énergie de 15 Gev a été déterminée afin d'avoir un background tolérable. Dans ces conditions le taux de répétition est de 1.3 sec. Le détecteur fait un angle de  $7,5^{\circ}$  avec les protons incidents. Une longueur de 21 mètres est laissée libre pour la désintégration des  $\pi$ , puis

une épaisseur de Fer de 13,5 metres arrête toutes les particules chargées par ionisation ou interaction. Les particules neutres, telles le neutron, sont arrêtées par interaction. Les mésons  $\mu$  sont arrêtés par ionisation jusqu'à 17 Gev. L'atténuation des  $\pi$ , par interaction forte est un facteur  $10^{24}$ .

Le détecteur est constitué par une chambre à étincelles de 10 tonnes en Aluminium. L'épaisseur des écrans est 1 inch. Elle est constituée par 10 éléments indépendants d'une tonne (9 plaques par éléments). Entre chaque élément de chambre se trouvent des compteurs pour déclenchement de la chambre. L'ensemble est entourée devant et dessus par des compteurs en anticoincidence.

La figure suivante représente le flux de neutrinos des  $\pi$  et des K



## 2<sup>e</sup>) Classification des événements

La machine a marché avec une intensité de 2 à  $4 \times 10^{11}$  protons par impulsion. Le faisceau de protons tombait sur la cible en 25  $\mu$ s avec la structure haute fréquence. Un système de portes en phase avec la structure H. F. permettait aux circuits électroniques de n'être sensibles que pendant des intervalles de 25 ns environ séparés par des intervalles morts de 250 ns environ.

Environ  $1,6 \times 10^6$  impulsions de machines ont été utilisées (500 heures environ). Dans ces conditions le temps total de sensibilité des circuits électroniques a été de:

$$1.6 \times 10^6 \times 3 \times 10^{-6} \text{ sec} = 5.5 \text{ seconds}$$

Une telle façon d'opérer était essentielle pour réduire le background des rayons cosmiques et le background de réaction de neutrons lents diffusés par les murs.

Le taux de débranchement du système électronique était environ de 10 par heures. L'étude a porté sur 113 événements satisfaisant à différents critères, parmi les quels doivent se trouver les réactions de neutrinos. Ces 113 événements se répartissent de la façon suivante:

- a) 49 traces courtes isolées. Le moment visible (si ce sont des  $\mu$ ) est inférieure à 300 Mev/c. Ces événements sont de trop faible énergie pour être des réactions de neutrinos et disparaissent si on augmente le blindage.

- b) 34 mésons  $\mu$  isolés. Ces traces isolées ont un moment visible supérieur à 300 Mev/c. Elles ne font pas d'interactions nucléaires.
- c) 22 événements à vertex.
- d) 8 gerbes d'électrons, dont 6 ont une longueur potentielle correspondant aux événements b).

### 3<sup>e</sup>) Interpretation

L'interprétation consiste essentiellement à montrer que les événements b) sont des interactions élastiques de neutrinos ayant produit des  $\mu$ , et qu'il n'en existe pas, ayant produit des électrons. Les auteurs déduisent les résultats suivants:

- a) Les événements b et c ne sont pas produits par les rayons cosmiques.

Cette conclusion, vient d'un run complémentaire sans fonctionnement de la machine avec un temps de sensibilité bien supérieur à 5.5 secondes. On peut en déduire que le background de rayons cosmiques est  $5 \pm 1$  dans les événements b et c. La distribution angulaire confirme ce résultat.

- b) Les événements b et c ne sont pas produits par des neutrons.

Il y a 3 arguments pour ceci:

- La distribution est uniforme dans la chambre à étincelles; bien qu'elle ait plusieurs largeurs d'interaction d'épaisseur.
- En enlevant 1,3 mètres d'épaisseur de fer, le taux d'évène-

ments n'augmente pas.

- Si le  $34-5 = 29$  évènements b étaient des  $\pi^+$  produits par des neutrons, on aurait du observer  $15 \pi^0$ , alors qu'aucun  $\pi^0$  isolé n'a été vu.

c) Les évènements b sont des  $\mu$ . En effet aucune réaction nucléaire n'est visible, ni scattering nucléaire à grand angle. Une expérience comparative avec des  $\pi$  montre que 8 réactions visibles aurait du apparaitre si c'était des  $\pi$ .

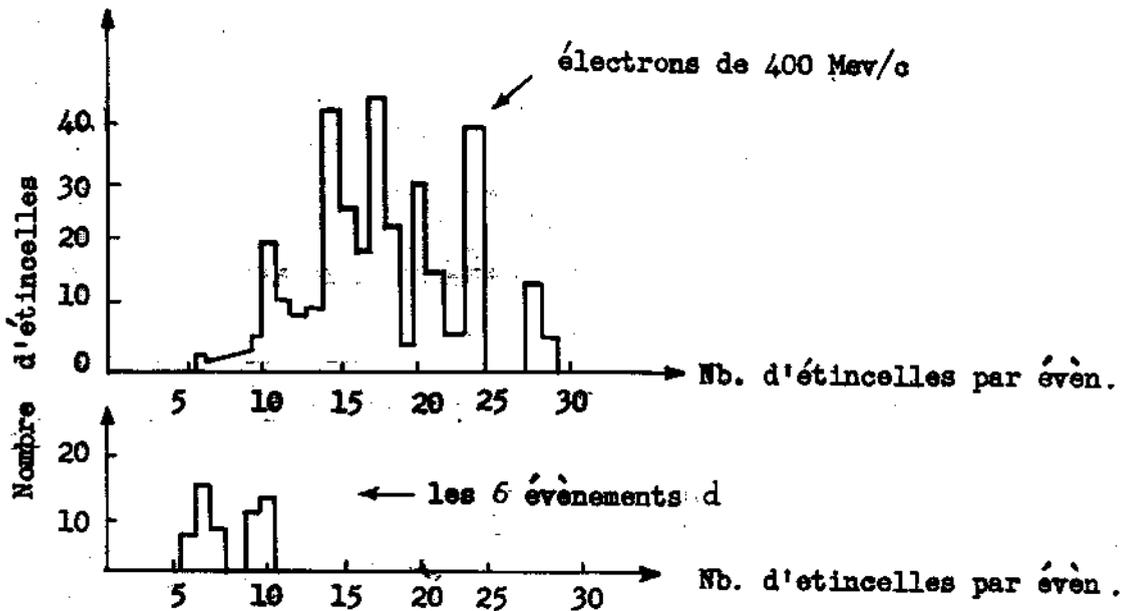
d) Les évènements b et c proviennent de désintégration de  $\pi$  et de K.

Ceci se vérifie en déplaçant 1,3 metres de fer du devant du blindage, aussi près que possible vers la cible. Dans ces conditions, les mésons  $\pi$  et les K sont détruits par absorption nucléaire.

e) Les 6 évènements d (gerbes d'électrons) ne sont pas produits par des neutrinos.

En effet si les 2 neutrinos sont identiques, on s'attend à  $34-5 = 29$  gerbes d'électrons ayant une énergie de plus de 300 Mev/c. Une expérience préliminaire a permis de compter le nombre d'étincelles visible dans une gerbe d'électrons d'énergie donnée.

La figure suivante permet de voir l'histogramme du nombre d'étincelles qu'aurait du donner 29 électrons de 400 Mev/c. Au dessous est représenté l'histogramme pour les 6 évènements d.



On en déduit par conséquent, la présence de réactions de neutrinos donnant des  $\mu$  et l'absence de réactions de neutrinos donnant des électrons.

Les auteurs interprètent les événements c (vertex) comme dus à des réactions inélastique de neutrinos. 5 de ces événements peuvent être interprétés comme des réactions de neutrinos ayant produit un boson intermédiaire.

De plus le nombre total des réactions observées, est en accord avec les prédictions théoriques de section efficace.

Enfin si l'hypothèse de "neutrino-flip" était valable les auteurs auraient du observer 5 réactions donnant des électrons d'énergie 1,5 Gev environ. Comme aucun n'a été vu, ils en déduisent que l'hypothèse a peu de chances d'être valable.

VII - L'EXPÉRIENCE DU CERN (1963)

Cette expérience est du même type que celle de Brookhaven. Toutefois plusieurs améliorations importantes ont été faites:

1<sup>o</sup>) Le faisceau de protons est extrait de la machine sans perte appréciable: Ceci permet de gagner un important facteur, car on peut mettre les détecteurs à  $0^\circ$  au lieu de  $7,5^\circ$  de la direction des protons.

2<sup>o</sup>) Un champ magnétique en forme d'entonnoir (Magnetic Horn) permet de focaliser grossièrement les  $\pi$ , (et donc les neutrinos) dans une bande très large de moment, vers le détecteur.

3<sup>o</sup>) En plus de la chambre à étincelles, on utilise une chambre à bulles à Fréon ( $\text{CF}_3\text{Br}$ ) de 500 litres. Cela doit permettre une analyse plus fine des événements et peut être essentielle pour la découverte du boson intermédiaire s'il existe.

4<sup>o</sup>) La chambre à étincelles utilisée est de 30 tonnes au lieu de 10 tonnes.

5<sup>o</sup>) Une bobine de champ magnétique de grand volume permet de mesurer le moment de certaines particules à l'aide de 2 chambres à étincelles situées de part et d'autre de la bobine et qui ont pour rôle de donner la direction de la trace avant et après passage dans le champ magnétique. Ce dispositif peut être essentiel pour la preuve du boson intermédiaire en montrant la présence d'un méson  $\mu$  de signe bien déterminé.

6<sup>o</sup>) Le signe du champ magnétique dans l'entonnoir magnétique

(magnet horn) détermine le signe des mésons  $\pi$ , donc la nature neutrino ou antineutrino. Ceci est essentiel pour plusieurs expériences.

L'ensemble de ces modifications aura probablement pour conséquence des progrès substantiels dans l'expérience neutrino.

Des runs préliminaires ont eu lieu, qui semblent indiquer la présence effective de réactions de neutrinos donnant des  $\mu$ . Les expériences se poursuivent.

\* \* \*

Références (de Internal Report CERN - NPA Division 63-8 par M. Paty).

On donne ici une relation aussi complète que possible des principaux articles sur la physique des neutrinos. Ceux qui sont marqués avec un astérisque sont les plus importants et accessibles pour les physiciens expérimentaux. Nous les avons classifiés d'accord avec son sujet, mais en fait ces sujets sont fréquemment mélangés.

Interactions faibles

- 1) S. M. Berman - Lectures on weak interactions, CERN 62-20. \*
- 2) R. P. Feynman and M. Gell-Mann - Theory of the Fermi interactions - Phys. Rev. 109, 193 (1958).
- 3) B. L. Ioffe - The limit of applicability of the theory of weak interactions Proc. 1960 High Energy Conference Rochester, p. 561.
- 4) R. E. Marshak, E. C. G. Sudershan - Chirality invariance and the universal Fermi interaction - Phys. Rev. 109, 1860 (1959).
- 5) Yu. Kobzarev, L. B. Okun - Unitary symmetry and the universal weak interaction - Soviet Physics Jett, 15, 970 (1962).
- 6) R. Gatto - Leptons and leptonic currents - Nuovo Cimento 27, 313 (1963).
- 7) B. d'Espagnat - The existence of two neutrinos and analysis of leptonic currents structure in strangeness non-conserving processes - Phys. Letters, 2, 241 (1962).

Interactions des neutrinos

- 8) T. D. Lee - High energy neutrino experiments, in "Particle Physics" - CERN 61-30. \*
- 9) M. A. Markov - On the high-energy neutrino physics - Proc. 1960 - High Energy Conference Rochester, p. 578.
- 10) G. Bernardini - The programme of "neutrino experiments" at CERN - Proc. 1960, High Energy Conference Rochester, p. 581.
- 11) B. Pontecorvo - Experiments with neutrinos emitted by mesons - Proc. 1960, High Energy Conference at Rochester, p. 617. \*
- 12) V. B. Mandel'tsveig - Scattering of neutrinos on nucleons in the model of the anomalous muons interactions - Sov. Phys. Jett. 15, 886 (1962).
- 13) T. D. Lee et C. N. Yang - High energy neutrino reactions without production of intermediate bosons - Phys. Rev. 126, 2239 (1962).
- 14) Y. Yamaguchi - Cross sections of  $\nu + n \rightarrow p + e^-$  and  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  CERN 61-2. \*
- 15) N. Cabibbo et R. Gatto - Cross sections of reactions produced by high-energy neutrino beams - Nuovo Cimento 15, 304 (1960). \*
- 16) T. D. Lee et C. N. Yang - Theoretical discussions on possible high-energy neutrino experiments - Phys. Rev. Letters, 4, 307 (1960). \*

- 17) Y. Yamaguchi - Interactions induced by high-energy neutrinos - Prog. Th. Phys. (Kyoto), 23, 1117 (1960). \*
- 18) M. Schwartz - Feasibility of using high-energy neutrinos to study the weak interactions - Phys. Rev. Letters 4, 306 (1960). \*
- 19) H. Ueberall - Nuclear reactions induced by neutrinos of intermediate energy - Phys. Rev. 126, 1572 (1962).
- 20) T. D. Lee, P. Markstein et C. N. Yang - Production cross section of intermediate bosons by neutrinos in the Coulomb field of protons and iron - Phys. Rev. Letters 7, 429 (1961). \*
- 21) N. Cabibbo et G. da Frato - Pion production by high-energy neutrinos - Nuovo Cimento 25, 611 (1962). \*
- 22) J. S. Bell et S. M. Berman - Pion and strange particle production by 1 GeV neutrinos - Nuovo Cimento 25, 404 (1962). \*
- 23) G. Danby et al - Observation of high-energy neutrinos reactions and the existence of two kinds of neutrinos - Phys. Rev. Letters 2, 36 (1962). \*
- 24) G. Danby et al - Remarks concerning the recent high-energy neutrino experiments (preprint). \*
- 25) G. Feinberg, F. Gursev et A. Pais - Leptons pairing in the two neutrinos theory - Phys. Rev. Letters, 7, 208 (1961).
- 26) B. Pontecorvo - Electron and muon neutrino - Sov. Phys. Jept, 10, 1236 (1960).
- 27) J. Bahcall, R. B. Curtis - The mass of the muon's neutrino - Nuovo Cimento 21, 422 (1961).
- 28) S. Sniegocki - Remarks on the mass of the muonic neutrino, Nuovo Cimento 27, 536 (1963).
- 29) S. A. Bludman - One four component neutrino, Eastern Theor. Phys. Conference Charlottesville, 1962.
- 30) R. Fridberg - Experimental consequences of the Majorana's theory for the  $\mu$ 's neutrino, (preprint).
- 31) Y. Katayama et al - Possible unified models of elementary particles with 2 neutrinos - Prog. Theor. Phys. 28, 675 (1962).

#### Propriétés du boson intermédiaire

- 32) T. D. Lee - Intermediate boson hypothesis of weak interactions, Proc. 1960 - High Energy Conference Rochester, p. 567. \*
- 33) S. A. Bludman et J. A. Young - Electromagnetic properties of a charged vector meson intermediary in weak interactions - Proc. 1960 High Energy Conference Rochester, p. 564.
- 34) J. A. Young - Electromagnetic properties of a charged vector meson intermediate in weak interactions - Ph. D. Thesis - U.C.R.L. Berkeley 1961.
- 35) T. D. Lee et C. N. Yang - Implications of the intermediate boson basis of the weak interactions: existence of a quartet of intermediate bosons and their dual isotopic spin transformation properties - Phys. Rev. 119, 1410 (1960).

- 36) G. Takeda - Possibility for copious production of the intermediate vector bosons, (preprint 1963).
- 37) T. Kinoshita - Possible resonances in weak interactions and test of the Watanabe and Tanikawa hypothesis of an intermediate boson - Phys. Rev. Letters, 4, 378 (1960). \*
- 38) V. V. Soloviev et I. S. Tsukerman - Production of charged vector bosons ( $\chi$  mesons) by leptons in the Coulomb field of nuclei - Sov. Phys. Jept, 15, 868 (1962).
- 39) I. V. Lyagin, I. S. Tsukerman - Photo production of charged vector mesons in the Coulomb field of a nucleus - Sov. Phys. Jept, 15, 1123 (1962).
- 40) M. Veltman - Higher order corrections to coherent production of vector bosons in the Coulomb field of a nucleus, preprint.
- 41) Nguyen Van Hieu - Angular distribution of decay products of intermediate vector mesons produced in the process  $e^+ + e^- \rightarrow B^+ + B^-$ .
- 42) G. Feinberg - Decays of the W. meson in the intermediate meson theory - Phys. Rev. 110, 1482 (1958).
- 43) T. D. Lee - Speculations concerning  $\Delta S = -\Delta Q$  reactions and the intermediate boson structures in weak interactions - Phys. Rev. Letters, 3, 319 (1962).
- 44) Ph. Meyer et G. Saltzmann - The  $\mu \rightarrow e + \gamma$  decay and the intermediate charged vector boson theory - (1959).
- 45) S. M. Berman, A. Ghani et R. Salmeron - The effect of intermediate vector boson on the rate for the decay  $K \rightarrow e + \nu + \gamma$  - Nuovo Cimento X, 25, 685 (1962).
- 46) J. S. Bell, Ph. Meyer et J. Prentki - The Lee theory of intermediate bosons and  $KL_3$  decays - Phys. Letters 2, 7 (1962).

Propriétés du muon reliées à la physique du neutrino

- 47) D. Bartlett, S. Devons et A. M. Sachs - Search for the decay modes  $\mu \rightarrow e + \gamma$  (experimental) - Phys. Rev. Letters, 8, 120 (1962).
- 48) S. Frankel et al - New limit on the  $e + \gamma$  decay mode of the muon (experimental) - Phys. Rev. Letters, 8, 123 (1962).
- 49) K. J. Barnes - Speculations on  $\mu$ -meson form factors - Nuovo Cimento X, 27, 228 (1963).
- 50) R. Plano - Momentum and asymmetry spectrum of  $\mu$ -meson decay - Phys. Rev. 119, 1400 (1960).
- 51) G. Conforte et al - Search for neutrinoless coherent nuclear capture of  $\mu$ -mesons - Nuovo Cimento 26, 261 (1962).