

## REVUE DE LA SITUATION EXPÉRIMENTALE DES INTERACTIONS FAIBLES

R. TURLAY

Les interactions faibles ont été centrées dans les dix dernières années sur les études des désintégrations des particules et essentiellement sur les mésons K et les hyperons. Dans la situation expérimentale que l'on nous a demandée de traiter, la violation de CP et la physique du neutrino étaient exclues. Malgré ces restrictions le programme est énorme et nous avons délibérément choisi quelques chapitres qui ont été au centre des préoccupations des théoriciens et des expérimentateurs. Nous avons voulu éviter aussi une longue énumération de chiffres sur beaucoup de sujets et nous avons choisi au contraire sur quelques points de montrer où était la difficulté expérimentale, quelle a été l'évolution des résultats, quelles sont les expériences que nous pouvons encore faire. Nous croyons ainsi rester dans l'esprit de l'école de Gif.

La physique du méson K a été tellement riche que c'est dans les expériences sur les K neutres ou chargés que nous avons principalement choisi nos exemples. Mais puisque le programme théorique de l'école comprenait entre autres la théorie de Cabibbo, il nous a paru essentiel de parler de la physique des hyperons et de son développement. D'autre part indépendamment de la théorie de Cabibbo quelques lois les plus importantes ont mobilisé l'ensemble des expérimentateurs pendant longtemps, c'est donc pour cela que nous avons fait le choix suivant :

1. Revue générale de la suppression des courants neutres  $\Delta S = 1$ .
2. La règle  $\Delta T = 1/2$  - Etude dans  $K \rightarrow 3\pi$ .
3. La règle  $\Delta S = \Delta Q$ .
4. Désintégration leptonique des hyperons.

Je voudrais remercier le comité d'organisation de l'école de Gif pour la possibilité qu'il m'a offerte de donner ces quelques heures de cours. Il est important par moment de faire un bilan dans un cadre moins étroit que celui où l'on évolue quotidiennement. Je ne sais si un tel bilan est salutaire pour ceux qui l'écourent, mais il l'est sûrement pour celui qui le prépare.

Je remercie Monsieur le Professeur C. KLEINNECHT, Messieurs J.M. GAILLARD et A. GREEN pour la diligence qu'ils ont apportée à me transmettre les comptes-rendus sur les interactions faibles de la Conférence de Londres de Juillet 1974. J'ai pu ainsi utiliser les derniers résultats expérimentaux. N'ayant pas travaillé dans des expériences sur les hyperons, j'ai pris largement pour écrire le quatrième paragraphe dans l'excellente "bible" écrite par J.M. GAILLARD sur ce sujet dans "Leptonic Decays of Hadrons" qui a été publiée dans "Physics Report".

Nous avons choisi de donner les références à la fin de chaque chapitre de manière à faciliter la lecture de ce texte.

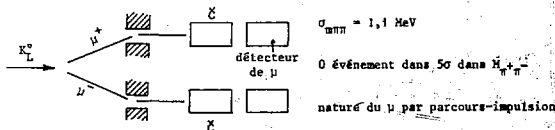
A la fin du chapitre 4, il existe des références générales qui sont utiles pour l'ensemble du texte.

$K_S^0 (\mu^+ \mu^-) / \Gamma(\text{total}) < 4 \cdot 10^{-7}$  <sup>3a</sup> motivée par la suggestion de Christ et Lee <sup>4a</sup> qui proposent qu'une très grande violation de CP dans  $K_S \rightarrow \mu\mu$  pourrait expliquer l'anomalie  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

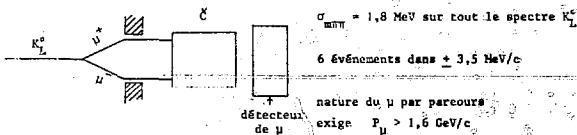
Les résultats d'une seconde expérience de W.C. Carithers et al. furent publiés pour la première fois à la conférence de Batavia en 1972. Cette expérience détecta 6 événements  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  donnant un rapport de branchement de  $10^{-8}$ . Les résultats finaux <sup>5a</sup> donnent  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- / K_L^0 \text{ total} = 12_{-4}^{+8} \cdot 10^{-9}$  tout à fait compatible avec la limite d'unitarité.

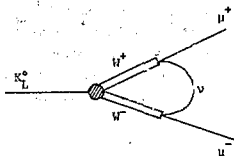
Bien sûr on a essayé de comprendre quel biais avait pu faire perdre des événements à Clark et al. et les deux expériences ont été passées au peigne fin. Nous donnerons un schéma de ces expériences et quelques nombres sur la résolution de l'appareillage pour montrer que ce n'est pas par la technique que nous pouvons expliquer cette différence.

CLARK et al.



CARITHERS et al.





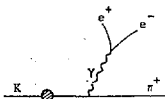
De tels calculs donnent une limite sur la masse du  $W$  de 1,6 GeV ce qui n'est pas compatible avec la limite élevée  $\approx 8$  GeV donnée par les expériences de Batavia.

Cette limite sera moins intéressante pour la désintégration  $\pi^+ e^+ e^-$  et il reste donc à voir s'il y a des interférences possibles entre l'électromagnétisme et les processus du deuxième ordre des interactions faibles.

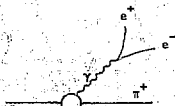
Le calcul de l'électromagnétisme se fait par la formation d'un photon virtuel qui se désintègre en 2 électrons. On peut donc partager cette interaction en trois parties schématisées ci-dessous :



(a)



(b)



(c)

Le diagramme (c) dit émission directe, pose le plus de problèmes de calcul.

Notons que dans le cas du  $K^+$  il n'existe pas d'émissions réelles connues de  $K \rightarrow \pi\gamma$  ou  $K^+ \rightarrow \pi^+\gamma$ .

Une limite du taux de désintégration de  $K \rightarrow \pi\gamma/\Gamma$  total a été donnée par D.L. Jung <sup>10a</sup> de  $2,2 \cdot 10^{-5}$ . La désintégration  $K \rightarrow \pi\gamma$  est interdite par conservation du moment angulaire et la limite expérimentale de cette désintégration est actuellement de  $< 4 \cdot 10^{-6}$  <sup>11a</sup>.

Une bonne revue de tous les modèles proposés se trouve dans la thèse de D.C. Clark, nous en avons extrait les références suivantes<sup>11a</sup>. La fourchette du résultat donne un rapport de branchement entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7}$ . La limite d'unitarité qui permet de calculer la partie absorptive de l'amplitude de désintégration a été calculée pour  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  par B. Julia<sup>13a</sup>. On doit avoir  $R(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) > 3 \cdot 10^{-10}$ . Le résultat expérimental est dans ce cas bien supérieur. Nous résumons dans la table IIa les résultats expérimentaux et théoriques.

Table IIa

Référence	R expérimental	théorie
D. C. Clark <sup>7a</sup>	$< 2,6 \cdot 10^{-7}$ (90 % d.c.)	- plusieurs calculs donnent $10^{-7} < R < 10^{-6}$
P. Bloch et al. <sup>8a</sup>	$= (2,3 \pm 0,8) 10^{-7}$	- limite unitarité $R > 3 \cdot 10^{-10}$

III - LES DESINTEGRATIONS  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \bar{\nu}$  et  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

Ces désintégrations sont particulièrement intéressantes car si nous reprenons les discussions des possibilités que ces courants neutres existent, nous pouvons au premier ordre de nouveau admettre qu'ils viennent :

- soit d'un courant neutre hadronique
- soit d'un courant neutre leptonique
- soit des deux.

Nous savons par les autres désintégrations qui ont été détectées  $K_L^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}$  et  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  que la possibilité d'un élément de matrice  $\langle 1^+ | L^+ / 0 \rangle$  est sûrement faible et l'on peut en déduire que  $\langle \nu \bar{\nu} / L^+ / 0 \rangle$  le serait aussi si on acceptait l'universalité pour les leptons. Des auteurs ont imaginé puisque nous n'avons aucun résultat sur l'élément de matrice  $\langle \nu \bar{\nu} / L^+ / 0 \rangle$  qu'il peut être anormalement important<sup>14a</sup>.

Si nous considérons le deuxième ordre des interactions faibles pour expliquer ce théorème alors nous sommes amenés à un taux de  $\approx 10^{-13}$ . Nous avons vu que les taux de désintégration  $K_L^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}$  et  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  étaient bien plus hauts ceci pouvant être dû aux effets électromagnétiques. L'intérêt des désintégrations  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \bar{\nu}$  et  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  est donc que ce sont les seules désintégrations K où nous pouvons voir des courants neutres dus à un effet du deuxième ordre des interactions faibles sans aucune interférence avec le courant électromagnétique. Notons que  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  et  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \bar{\nu}$  ont les mêmes qualités mais sont pour le moment plus difficiles à détecter.

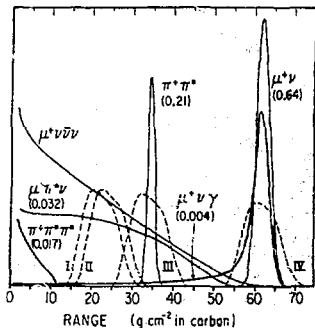


Fig. 1a : Principe de l'expérience de C.Y. Pang et al.<sup>15a</sup> :  
 Les parcours du  $\pi^+$  et des  $\mu^+$  des désintégrations  $K^+ \rightarrow \pi^+$  (ou  $\mu^+$ ) + neutres sont représentés ainsi qu'en pointillé les efficacités de détection des désintégrations  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \bar{\nu} \nu$  (I, II),  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+$  (III)  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  (IV).

- L'interaction à 6 fermions

Ericson et Glashow<sup>17a</sup> ont suggéré que les interactions suivantes :

$$\begin{aligned} & \nu p + \nu p \mu e \\ & + \nu p \mu \mu \end{aligned}$$

pourraient se passer, via l'hamiltonien

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{\lambda^3} (\bar{p}p) J_{\mu}^1 J_{\mu}^{1+}$$

$\lambda$  étant la constante de couplage de l'interaction des 6 fermions.

La limite de  $\lambda$  donnée par l'expérience est :

$$\lambda > 677 \text{ MeV} \quad (90 \text{ Z c.f.})$$

Ces deux modèles ne prédisent pas de rapport de branchement puisque nous ne connaissons rien sur les constantes de couplage.

b)  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ . Pour cette désintégration les modèles suivants ont été proposés:

- Leptons lourds plus lourds que le muon

$$K^+ \rightarrow L^+ \nu \quad L^+ \rightarrow \mu^+ \nu$$

Singh et Wolfenstein<sup>18a</sup> ont calculé une limite à ce lepton en utilisant les résultats d'une expérience précédente  $m_L > m_K - 0,03 \text{ MeV}$ . Ce résultat n'est pas changé par la seconde expérience et paraît bien curieux. On devrait avoir dans ces conditions :

$$\Gamma(K^+ \rightarrow L^+ \nu) / \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu) < 9,5 \cdot 10^{-7}$$

ce qui est contredit par le résultat expérimental.

- Okubo et Marshak<sup>19a</sup> d'autre part ont suggéré un modèle utilisant un vecteur méson vectoriel. Leur prédiction est  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu} / K^+ \text{ (total)} = R = 3 \cdot 10^{-7}$  qui est à la limite des résultats expérimentaux.

- Modèle de renormalisation

M.K. Gaillard et B. Lee<sup>20a</sup> ont calculé une limite d'un tel rapport en utilisant la théorie nouvelle renormalisable. Ils proposent  $R < 10^{-9}$ .

deuxième ordre et l'électromagnétisme ? C'est une chose qui paraît difficile expérimentalement.

- L'amélioration des expériences  $K^+ + \mu^+ \bar{\nu}\nu$  et  $K^+ + \pi^+ \bar{\nu}\nu$  sera difficile expérimentalement. S'il se passe quelque chose au niveau  $10^{-9}$  cela pourra se voir mais l'effet normal de  $10^{-13}$  est encore inaccessible.

Nous voyons naître là une nouvelle physique. Nous connaissons à peu près bien les désintégrations au premier ordre de l'hamiltonien. On voit combien les connaissances sur les ordres élevés et leur interférence avec l'électromagnétisme sont séduisantes. On comprend aussi les difficultés expérimentales. Il faudra que des questions essentielles soient posées dans l'étude de ces processus pour que les expérimentateurs fournissent un gros effort pour y répondre.

#### RÉFÉRENCES COURANTS NEUTRES $\Delta S = 1$

- 1a. A.R. CLARK et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971) 1667.
- 2a. Voir par exemple K. WINTER, Proc. of the International Conference on Elementary Particles, Amsterdam, 1972, p. 333.
- 3a. S. GJESDAL et al., Phys. Letters 44B (1973) 217.
- 4a. N. CHRIST et T.D. LEE, Phys. Rev. D4 (1971) 209.
- 5a. W.C. CARITHERS et al., Phys. Rev. Letters 30 (1973) 1336 et  
Phys. Rev. Letters 31 (1973) 1025.
- 6a. J.W. CRONIN, Communication privée.
- 7a. D.C. CLARK, P.H.D. de l'Université de Wisconsin (1973).
- 8a. P. BLOCH et al., Papier 1076 présenté à la Conférence Internationale de Londres (Juillet 1974).
- 9a. R.H. MARSHAK et al., "Theory of Weak Interaction in Particle Physics" (Wiley - Interscience, New-York, 1969) p. 674 et suite.

## 2. LA RÈGLE $|\Delta I| = \frac{1}{2}$

Cette règle a été pendant longtemps constatée empiriquement et aucune théorie n'en a donné une explication. La théorie de Cabibbo a donné des prédictions très simples sur cette règle en particulier dans les désintégrations semi-leptoniques avec changement d'étrangeté. Ceci vient du fait que les courants hadroniques avec changement d'étrangeté se transforment comme les mésons  $K^+$  et  $K^-$  et donc changent le spin isotopique de  $\pm \frac{1}{2}$  entre les états initiaux et finals. De même, les désintégrations non leptoniques semblent obéir à la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ . Elle est très bien vérifiée dans les désintégrations des hyperons. Pourtant l'observation et l'analyse de la désintégration  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  indiquent une violation de la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ . La désintégration  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  ne peut se faire que par une transition  $|\Delta I| \geq \frac{3}{2}$  dont l'amplitude a été évaluée à  $\approx 5\%$  de l'amplitude  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ .

L'étude de la désintégration  $K \rightarrow 3\pi$  a conduit aussi à des prévisions du taux de désintégration en fonction de la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ . Ces désintégrations sont particulièrement intéressantes car elles prédisent des tests de la présence d'amplitude  $|\Delta I| = \frac{5}{2}$  et  $|\Delta I| = \frac{7}{2}$  indépendantes de l'amplitude  $|\Delta I| = \frac{3}{2}$ .

Nous avons choisi de traiter plus particulièrement les tests sur la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  dans les pentes des pions dits "impairs"  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  respectivement dans les réactions  $\tau$  decay  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $\tau$  decay  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^0$  et  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . C'est sans doute dans ces désintégrations que le plus d'expériences ont été faites et paradoxalement c'est là qu'à notre avis la conclusion est la moins claire. Nous regarderons donc en détail la situation expérimentale dans ces 3 désintégrations et nous verrons quelle peut être notre conclusion.

### LA PARAMETRISATION DU PROBLEME

Weinberg<sup>2b</sup> fit le premier la suggestion que la structure observée dans le diagramme de Dalitz des désintégrations  $K \rightarrow 3\pi$  pouvait être utilisée pour un test de la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ . Des relations simples existent entre les paramètres  $\alpha$  des 3 désintégrations  $K \rightarrow 3\pi$ . La paramétrisation proposée par Weinberg pour l'élément de matrice au carré est la suivante :

$$|M|^2 = A \left[ 1 + \alpha_1 \left| \frac{Q}{s_K} \right| Y + (\alpha_2 Y^2 + \alpha_3 X^2) \left| \frac{Q}{s_K} \right|^2 + \dots \right]$$

Il y a d'autres formes d'éléments de matrice qui ne seront pas proposées ici (par exemple des projections sur des fonctions orthogonales).

Le "Particle Data Group"<sup>1</sup> a uniformisé ces résultats et donne les équivalences entre différents paramètres, nous les copierons en cela pour rendre au lecteur la vie plus facile et nous présenterons les résultats avec le paramètre  $g$  (paramétrisation 2).

Voici quelques relations simples entre ces coefficients :

$$\begin{aligned} \tau \text{ decay} & \quad g = -0,7894 a_y \\ \tau' \text{ decay} & \quad g = -2\alpha / (1-\alpha \times 0,0778) \\ K_L^0 \text{ decay} & \quad g = -2\alpha / (1+\alpha \times 0,3176) \end{aligned}$$

L'état  $3\pi$  peut être décomposé en différents états de spin isotopique total et également en fonction de variables d'espace dépendant de grandeurs cinématiques<sup>2bis</sup>. En supposant la règle  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  vérifiée, les amplitudes des diverses désintégrations sont les suivantes, A et B étant des fonctions qui ont les propriétés de symétrie de spin isotopique et des fonctions d'espace :

$$\begin{aligned} K^+ + \pi^+ \pi^+ \pi^- & \quad \propto 2A - B (s_3 - s_0) \\ K^+ + \pi^+ \pi^0 \pi^- & \quad \propto A + B (s_3 - s_0) \\ K_L^0 + \pi^+ \pi^- \pi^0 & \quad \propto -A - B (s_3 - s_0) \end{aligned}$$

Les pentes des droites du  $\pi$  impair que représentent les spectres en  $s_3$  des 3 désintégrations sont reliées par les relations :

$$\begin{aligned} \alpha(+ - 0) & = \alpha(0 0 +) \\ \alpha(+ - 0) & = -2\alpha(+ - +) \end{aligned}$$

Ce sont ces paramètres qui peuvent être déterminés expérimentalement.

#### LES DESINTEGRATIONS $\tau^+ : K^+ + \pi^+ \pi^+ \bar{\pi}^-$

De nombreux résultats expérimentaux sur cette désintégration étaient connus avec un nombre d'événements allant de quelques milliers à 50 000. Puis une expérience a subitement marqué une étape dans le genre : il s'agit de l'expérience de Ford et al.<sup>3a</sup> qui a étudié 1,5 million de désintégrations ( $0,75 \cdot 10^6 \tau^-$ ,  $0,75 \cdot 10^6 \tau^+$ ).

Un premier résultat a montré que  $\tau^-$  et  $\tau^+$  étaient identiques, comme prévu par l'invariance par rapport à CP, et nous ne considérerons plus par la suite ces deux désintégrations comme différences.

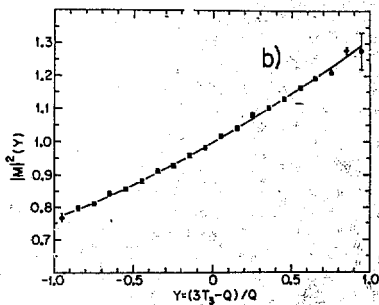
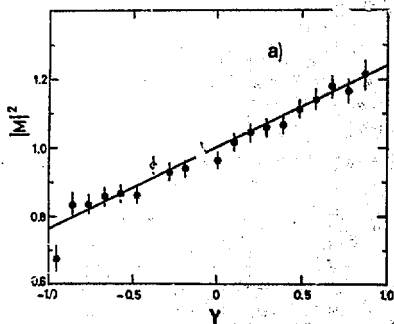


Fig. 1b : Exemple d'ajustement de l'élément de matrice  $|M|^2$  avec projection sur la variable  $Y$ .

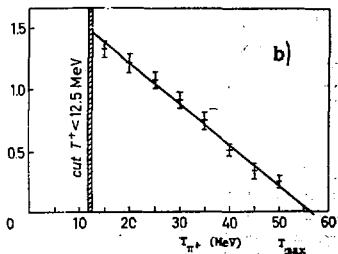
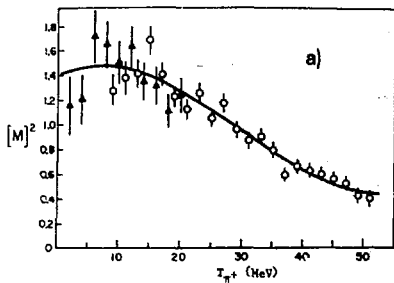
a) Référence 5b.

b) Référence 3b.

## Résultats de l'expérience de Ford et al. 3b

A. Fits pour $ M ^2 = 1 + aY + bX^2 + cY^2 + dX^2Y + eY^3$			
	Avec correction de Coulomb	Sans correction de Coulomb	
Linéaire			
a	0,2737 ± 0,0032	0,2357 ± 0,0032	
$\chi^2/DF$	1,38	1,50	
Quadratique			
a	0,2752 ± 0,0033	0,2364 ± 0,0032	
b	-0,038 ± 0,009	0,014 ± 0,010	
c	0,025 ± 0,010	0,002 ± 0,010	
$\chi^2/DF$	1,20	1,51	
Cubique			
a	0,2877 ± 0,0076	0,2761 ± 0,0076	
b	-0,039 ± 0,009	0,012 ± 0,010	
c	0,024 ± 0,010	0,000 ± 0,010	
d	-0,039 ± 0,020	-0,119 ± 0,020	
e	-0,021 ± 0,016	-0,067 ± 0,016	
$\chi^2/DF$	1,20	1,24	
B. Matrice d'erreur pour fit quadratique			
Y	0,1061	0,0075	0,0467
$X^2$		0,8724	0,2503
$Y^2$			1,0304

Table 2b



**Fig. 2b** : Illustration du problème du développement de l'élément de matrice dans  $\tau^+$  : problème des faibles  $T_{\pi^+}$ .

a) Davison et al. <sup>10b</sup> trouvent un ajustement avec un terme cubique comme le montre la figure a). Les points à faible  $T_{\pi^+}$  sont des points obtenus par la technique des émulsions.

b) Aubert et al. <sup>11b</sup> font une coupure à  $T_{\pi^+} < 12,5$  MeV et trouvent un très bon ajustement linéaire avec le renseignement supplémentaire de la détection de 3 ou 4 $\gamma$ .

Table 4b

Réf. Auteurs	Nombre d'événements	"g"	Commentaires	
I {	Nefkens <sup>13b</sup>	1 198	0,400 ± 0,045	électronique } valeur moyenne 0,411 ± 0,035
	Basile <sup>14b</sup>	2 446	0,428 ± 0,055	
II {	Krenz <sup>15b</sup>	1 480	0,608 ± 0,043	chambre à bulles
	Saith <sup>16b</sup>	4 400	0,656 ± 0,058	
	Albrow <sup>17b</sup>	29 000	0,651 ± 0,012	électronique
	Buckhanam <sup>18b</sup>	36 000	0,555 ± 0,016	
III {	Hill <sup>19b</sup>	13 700	0,641 ± 0,012	connait l'impulsion du K <sup>+</sup>
	Geshkov <sup>20b</sup>	32 000	0,600 ± 0,030	électronique
	Messner <sup>21b</sup>	560 000	Trouve un terme quadratique. Les auteurs ne veulent pas comparer avec les autres expériences	

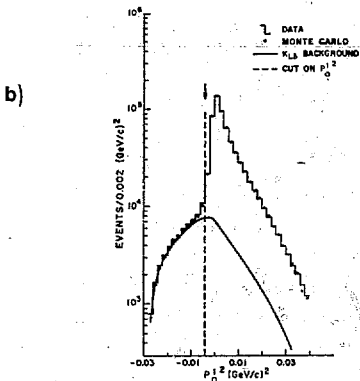
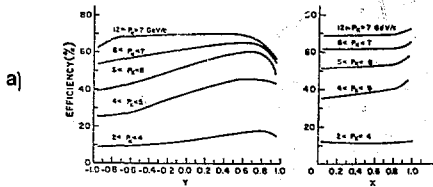
Cette table appelle quelques commentaires :

- En 1967 les deux expériences ayant le plus d'événements<sup>13b, 14b</sup> trouvant une valeur très faible dont la moyenne est de  $g = 0,411 \pm 0,035$ .

- Puis une longue série d'expériences y compris deux des plus récentes<sup>19b, 20b</sup> sont groupées autour d'une valeur moyenne de  $g = 0,615 \pm 0,008$ . On comprend pourquoi dans ce cas nous ne pouvons faire une moyenne bien que le poids statistique des nouvelles expériences est tel que les faibles valeurs de "g" ne comptent plus beaucoup.

- On peut essayer d'expliquer ces différences dans la contamination relative et leptonique dans le lot de  $3\pi$ . Tous les auteurs qui reconnaissent qu'ils ont une telle contamination (variant de 17 à 1 X) ne peuvent sûrement pas justifier par ce biais des différences de 50 X dans leurs résultats (Fig. 3b). Nous pensons plutôt que certaines de ces expériences ont des fonctions de détection qui varient très rapidement et les auteurs n'ont pas maîtrisé suffisamment la connaissance de leur appareillage. A moins que le résultat de la dernière expérience de Messner soit juste et que l'élément de matrice ne soit pas linéaire, ce qui expliquerait les différences trouvées suivant que les fonctions de détection étaient plus ou moins grandes pour les  $\pi^+$  de haute énergie cinétique, région où l'élément de matrice est le plus sensible aux termes cubiques.

- L'expérience de Messner et al. dans le spectromètre K<sup>+</sup> de SLAC a un très gros avantage. Les auteurs connaissent l'impulsion du K<sub>L</sub><sup>+</sup> par temps de vol ( $\beta = + 0,33$  ne) et ceci leur permet de résoudre l'ambiguïté du fit 0 contrainte de la désintégration K<sub>L</sub><sup>+</sup> +  $3\pi$ .



**Fig. 4b** : La figure a) montre l'acceptance suivant les variables X et Y de l'expérience Messner et al.<sup>21b</sup>. On voit que la variation de ces acceptances est très faible.

La figure b) montre le bruit de fond des leptoniques dans la composante 3. Figure à comparer à la figure 3b dans d'autres expériences. Ce bruit de fond est bien connu par Monte-Carlo comme le montre la courbe en trait plein.

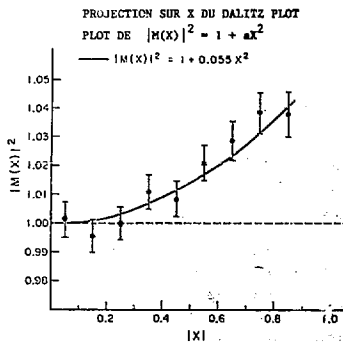


Fig. 5b : Evidence pour l'existence d'un terme quadratique en  $X^2$ .  
tiré de l'expérience Messner et al. 21b.

Le rapport des pentes ne mène pas à une conclusion aussi nette :

On peut calculer les contributions des composantes ( $|\Delta I| = 3/2, I = 1$ ) et ( $|\Delta I| = 3/2, I = 2$ ) par la connaissance du rapport des pentes. Mais nous avons vu combien ces résultats expérimentaux peuvent varier et il est peu convainquant de donner actuellement des pourcentages des contributions  $|\Delta I| = 3/2$ .

Enfin notons que C. Bouchiat et Ph. Meyer<sup>22b</sup> ont proposé de relier par une théorie utilisant l'algèbre des courants, l'amplitude  $|\Delta I| = 3/2$  trouvée dans  $K + 2\pi$  à celle de  $K + 3\pi$ .

Ces considérations mènent à un rapport de branchement :

$$\alpha(+00)/\alpha(+ + -) = -2,61 \pm 0,08$$

$$\alpha(+00)/\alpha(+ - 0) = 1,14 \pm 0,04$$

qui sont en bien meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

Toutefois devant un tel bilan expérimental il nous est impossible de faire un choix dans ces modèles. Il est évident que clarifier la situation expérimentale demandera du temps et nous ne sommes pas convaincus que l'effort nécessaire sera investi dans cette physique.

En conclusion nous pouvons dire que sans doute aucune autre expérience ne sera faite en  $\tau^+$ . Il faut une très bonne expérience en  $\tau^+$ , et la dernière expérience  $K^0 + \pi^+ \pi^-$  devra être confirmée. Alors la composante  $|\Delta I| = 3/2$  pourra être déterminée avec précision.

- 16b R.C. SMITH et al., Phys. Letters 32B (1970) 133.
- 17b M.G. ALBROW et al., Phys. Letters 33B (1970) 516.
- 18b C.D. BUCHANAN et al., Phys. Letters 33B (1970) 623.
- 19b D.G. HILL et al., "A study of the  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ", Communication n° 325 à l'International Conference on High Energy Physics, Londres (1974).
- 20b I.M. GESHKOV et al., "Experimental study of the  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  decay matrix element", Communication n° 638 à l'International Conference on High Energy Physics, Londres (1974).
- 21b A. FRANKLIN et al., "A study of the  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  matrix element", Communication n° 255 à l'International Conference on High Energy Physics, Londres (1974).
- 22b C. BOUCHIAT et Ph. MEYER, Phys. Letters 25B (1967) 282.

Notons que si la représentation octet est satisfaisante les transitions  $\Delta Q = -\Delta S$  peuvent alors avoir lieu au deuxième ordre dans les interactions faibles et sera donc de l'ordre de  $10^{-5}$  fois plus faible que le courant  $\Delta S = \Delta Q$ .

D'autre part si des courants appartenant à une autre symétrie que  $SU(3)$  existent des désintégrations  $\Delta S = \Delta Q$  peuvent être possibles. On voit donc toute l'importance des recherches pour une violation de la règle  $\Delta S = \Delta Q$ . Il n'y a aucune raison que la symétrie de l'octet des courants soit meilleure pour les courants vectoriels ou axiaux. On a donc cherché les violations aussi bien dans la voie vectorielle qu'axiale.

1 - LES DÉSINTÉGRATIONS OU L'ON PEUT CHERCHER LA VIOLATION  $\Delta S = \Delta Q$

On peut les classer en deux groupes :

a) Les désintégrations où il suffit d'un seul événement interdit pour assurer que la règle est violée, ce sont :

$\Delta S = \Delta Q$	structure	$\Delta S = -\Delta Q$
$\bar{\Sigma}^- + n \ell^+ \nu$	vectoriel + axial	$\Sigma^+ + n \ell^+ \nu$
$K^+ + \pi^+ \pi^+ e^+ \nu$	axial	$K^+ + \pi^+ \pi^+ e^- \nu$

b) Les désintégrations  $K^0$  et  $\bar{K}^0$

$\Delta S = \Delta Q$	structure	$\Delta S = -\Delta Q$
$K^0 + \pi^+ e^+ \nu$	vectoriel	$K^0 + \pi^+ e^- \nu$
$\bar{K}^0 + \pi^+ e^+ \nu$	"	$\bar{K}^0 + \pi^+ e^- \nu$

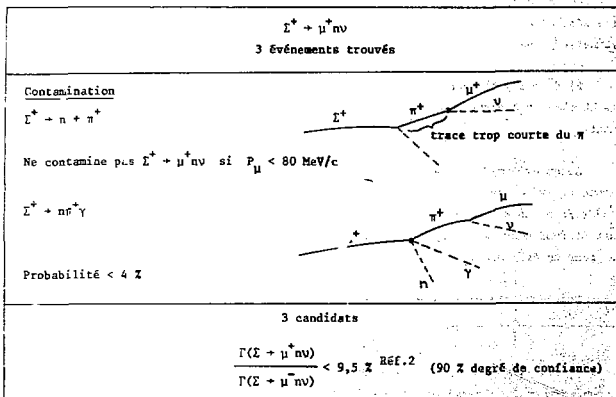
Dans ce cas le mélange des états  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  rend la situation a priori plus complexe puisque l'on doit étudier la distribution en temps à partir d'états purs  $K^0$  ou  $\bar{K}^0$  puisque l'on n'observe que les particules  $K_S$  ou  $K_L$ . Par contre cette étude est plus intéressante puisqu'on peut atteindre l'amplitude de violation  $\Delta S = -\Delta Q$  et sa phase par rapport à l'amplitude  $\Delta S = \Delta Q$ .

Nous regarderons les résultats expérimentaux en détail de ces deux groupes d'expériences.

2\*)  $\Sigma^+ + \mu^+ \nu$  - Dans cette désintégration il y a trois candidats. Un trouvé, il y a dix ans par Barbaro-Galtieri et al.<sup>5c</sup>, dans les émulsions et deux par le groupe d'Heidelberg<sup>2c</sup> avec une chambre à bulles à hydrogène. Le faisceau dans les deux expériences est un faisceau de  $K^-$  à l'arrêt. Le  $\mu$  est signé par sa désintégration  $e^+ \nu \bar{\nu}$ . Deux sources de bruit de fond existent :

a)  $\Sigma^+ + \pi^+$  avec une trace très courte du  $\pi^+$  suivie de la désintégration  $\mu + \nu$ . Ce bruit de fond s'élimine si on limite l'impulsion  $\mu$  des candidats à 80 MeV/c. Les deux candidats d'Heidelberg ont une impulsion du  $\mu$  de 72 et 40 MeV.

b) L'autre source de bruit de fond est  $\Sigma^+ + n + \pi^+ + \gamma$  avec  $\pi^+ + \mu^+ + \nu$ . Les calculs<sup>2c</sup> montrent que la probabilité de ces événements d'être dus à ces désintégrations radiatives est de 4 %.



3\*)  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu$  - Aucun événement de ce type n'a été vu par Ely et al.<sup>6c</sup> comparé aux 269 désintégrations enregistrées dans la voie permise  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \nu$ . Une expérience de la collaboration Genève-Saclay<sup>7c</sup> a observé 1000 événements  $K_{e4}$  et une limite sur la violation  $\Delta S = -\Delta Q$  a été présentée sur 350 de ces événements. La détection se faisait à partir de désintégration en vol de  $K^+$  de 2,2 GeV/c, un spectromètre magnétique équipé de chambres à fils mesurait l'impulsion des 3 particules. Un Cerenkov identifiait l'électron et sa nature était confirmée par les photos prises dans une chambre à étincelles spécialement étudiée pour reconnaître les gerbes électroniques. Le bruit de fond de la voie  $\Delta S = -\Delta Q$  dans une telle expérience est dû à la désintégration  $\tau$  dont le  $\pi^-$  déclenche le compteur

Toutefois la même collaboration vient de terminer une expérience où 30 000 désintégrations  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ e^+ \nu$  ont été enregistrées avec un appareillage très amélioré par rapport au précédent et on peut donc espérer une limite sur le taux de violation de  $\approx 10^{-4}$ .

### III - RÉSULTATS EXPERIMENTAUX DE LA REGLE $\Delta S = \Delta Q$ DANS LE SYSTEME $K^0$ OU $\bar{K}^0$

#### A. Formalisme

Soient les deux amplitudes de désintégration leptonique à partir de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  qui sont permises par  $\Delta S = \Delta Q$  :

$$f = \langle \pi^- e^+ \nu | H_W | K^0 \rangle$$

$$f^* = \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H_W | \bar{K}^0 \rangle$$

et les deux amplitudes de violation

$$g = \langle \pi^- e^+ \nu | H_W | \bar{K}^0 \rangle$$

$$g^* = \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H_W | K^0 \rangle$$

On appelle  $x$  le degré de violation de la règle  $x = \frac{f}{g}$ .

Les expériences mesurent la distribution en temps de ces désintégrations leptoniques à partir d'un état pur  $K^0$  ou  $\bar{K}^0$ , c'est-à-dire :

$$N^+(t) = |1 + x|^2 e^{-\Gamma_S t} + |1 - x|^2 e^{-\Gamma_L t} + 2(1 - |x|^2) \cos(\Delta m t) e^{-\bar{\Gamma} t} - 4 \operatorname{Im} x \sin(\Delta m t) e^{-\bar{\Gamma} t}$$

$\Gamma_S, \Gamma_L$  taux de désintégration du  $K_S$  et  $K_L$  ;

$\Delta m = m_L - m_S$  différence de masse  $K_L - K_S$  ;

$$\bar{\Gamma} = (\Gamma_S + \Gamma_L)/2.$$

La somme des deux charges des composantes leptoniques donne :

$$N^+(t) + N^-(t) = |1 + x|^2 e^{-\Gamma_S t} + |1 - x|^2 e^{-\Gamma_L t} - 4 \operatorname{Im} x \sin(\Delta m t) e^{-\bar{\Gamma} t}$$

L'assymétrie de charge est, pour  $\tau > 3\Gamma_S$  et  $\operatorname{Im} x \ll 1$ , donnée par l'expression simplifiée <sup>2</sup>

$$\delta(\tau) \approx 2 \frac{1 - |x|^2}{|1 - x|^2} e^{-\bar{\Gamma} \tau} \cos(\Delta m \tau)$$

Dans le cas de composante  $K_L$  le paramètre  $\epsilon$  apparaît sous la forme :

$$\delta(\tau) = 2 \frac{1 - |x|^2}{|1 - x|^2} e^{-\bar{\Gamma} \tau} \cos(\Delta m \tau) + \text{Réal } \epsilon.$$

On peut donc conclure que l'étude de la somme  $\mathcal{L}^+$  et  $\mathcal{L}^-$  mesure  $\operatorname{Im} x$  tandis qu'on peut par l'assymétrie  $\mathcal{L}^+ - \mathcal{L}^- / \mathcal{L}^+ + \mathcal{L}^-$  mesurer Réel  $x$ .

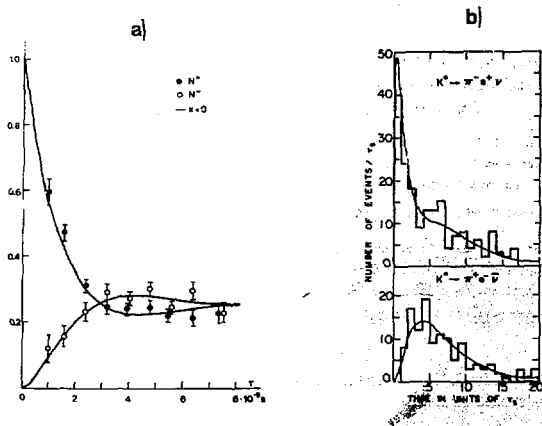


Fig. 1c : Exemple de distribution en temps  $N^+$  et  $N^-$  des électrons dans la désintégration leptonic à partir d'un état initial  $K^+$  :

a) expérience compteur de F. Niebergall et al. - 4724 événements

$$\text{Réel } X = 0,04 \pm 0,03 \quad \text{Im } X = -0,06 \pm 0,05$$

b) expérience chambre à bulles, G. Burgun et al. - 305 événements

$$\text{Réel } X = 0,05 \begin{matrix} + 0,06 \\ - 0,07 \end{matrix} \quad \text{Im } X = 0,03 \begin{matrix} + 0,06 \\ - 0,07 \end{matrix}$$

Table 1c d'après C. Kleinknecht<sup>3</sup>Désintégration  $K_{e3}$ 

Réf	Lepton	Laboratoires	Technique	Réaction	Evénements	Re X	Erreur	Im X	Erreur
11c	$K_{e3}$	Padova	HLBC	$K^+n + K^+p$	152	-0,010	+0,140 -0,420	-0,300	+0,150 -0,300
12c	$K_{e3}$	Paris	HLBC	$K^+n + K^+p$	315	0,035	+0,110 -0,130	-0,210	+0,150 -0,110
13c	$K_{e3}$	Columbia / Rutgers	HBC	Annihilation $\bar{p}p$	65	-0,008	+0,160 -0,200	0,240	+0,400 -0,300
14c	$K_{e3}$	Pennsylvania	Chambre à étincelles	$\bar{\pi}p + \Lambda K^+$	116	0,110	+0,160 -0,350	0,000	0,250
15c	$K_{e3}$	CERN	HBC	Annihilation $\bar{p}p$	121	-0,090	+0,130 -0,110	0,220	+0,290 -0,370
16c	$K_{e3}$	La Jolla	Chambre à étincelles	$K^+n + K^+p$	686	0,090	0,150	-0,110	0,110
17c	$K_{e3}$	Columbia-BNL	Compteurs	Lepton $K_L$		0,02	0,025		
18c	$K_{e3}$	Carnegie / BNL/Case	DBC	$K^+d + K^+pp$	454	0,120	0,090	-0,080	0,070
19c	$K_{e3}$	Caltech	Chambre à étincelles	$\pi^-$ - cible laiton	1079	-0,070	0,040	0,110	+0,090 -0,070
20c	$K_{e3}$	LRL	HBC	$K^-p + \bar{K}^0n$	81	0,300	+0,100 -0,120	0,070	+0,100 -0,080
21c	$K_{e3}$	Illinois / North-Eastern	Chambre à étincelles	$\bar{\pi}p + \Lambda K^+$	342	-0,130	0,110	-0,040	0,160
23c	$K_{e3}$	Princeton	Chambre à étincelles	Lepton $K_L$				0,04	0,11
24c	$K_{e3}$	Padua / Wisconsin	HLBC	$K^+n + K^+p$	312	0,110	0,070	0,040	0,090
25c	$K_{e3}$	Massachusetts / BNL/Yale	HBC	$K^-p + \bar{K}^0n$	92	0,190	+0,140 -0,210	0,160	+0,180 -0,140
26c	$K_{e3}$	Saclay/CERN / Oslo	HBC	$K^+p + K^+pn^+$	306	0,050	+0,060 -0,070	0,080	+0,060 -0,070
27c	$K_{e3}$	Cavendish / Rutherford	Chambre à étincelles	$\bar{\pi}p + \Lambda K^+$	1408	-0,030	0,070	0,090	0,070
28c	$K_{e3}$	CERN/Orsay / Vienne	Chambre à étincelles	$K^+p + K^+pn^+$	4724	0,040	0,030	-0,060	0,080
29c	$K_{e3}$	MIT	Chambre à étincelles	$K^+Pt + K^+$	1757	-0,008	0,044	-0,017	0,06

Désintégration  $K_{\mu 3}$ 

20c	$K_{\mu 3}$	LRL	HBC	$K^-p + \bar{K}^0n$	38	0,190	+0,130 -0,180	-0,120	+0,200 -0,170
22c	$K_{\mu 3}$	Illinois / North-Eastern	Chambre à étincelles	$\bar{\pi}p + \Lambda K^+$	100	0,040	+0,100 -0,130	0,120	+0,170 -0,160
25c	$K_{\mu 3}$	Massachusetts / BNL/Yale	HBC	$K^-p + \bar{K}^0n$	24	0,350	+0,190 -0,400	0,420	+0,460 -0,380
26c	$K_{\mu 3}$	Saclay/CERN / Oslo	HBC	$K^+p + K^+pn^+$	74	0,100	+0,130 -0,160	-0,030	+0,160 -0,180

RÉFÉRENCES  $\Delta S = \Delta Q$

- 1c H. EBENHOH et al., Communication à la 15th Conf. on High Energy Physics, Kiev (1970).
- 2c F. EISELE et al., Z. Physik 221 (1969) 401.
- 3c U. NAUENBERG et al., Phys. Rev. Letters 12 (1964) 679.
- 4c H. NORTON, Nevis Report 175 (1969).
- 5c A. BARBARO-GALTIERI et al., Phys. Rev. Letters 9 (1962) 26.
- 6c R.P. ELY et al., Phys. Rev. 180 (1969) 1319.
- 7c M. BOURQUIN et al., Phys. Letters 36B (1971) 619.
- 8c R.P. ELY et al., Phys. Rev. Letters 8 (1962) 132.
- 9c G. BURGUN et al., Nuclear Phys. B50 (1972) 184.
- 10c F. NIEBERGALL et al., Phys. Letters 49B (1974) 103.
- 11c M. BALDO-CEOLIN et al., Nuovo Cimento 38 (1965) 684.
- 12c B. AUBERT et al., Phys. Letters 17 (1965) 59.
- 13c P. FRANZINI et al., Phys. Rev. 140B (1965) 127.
- 14c L. FELDMAN et al., Phys. Rev. 155 (1967) 1611.
- 15c F. JAMES et al., Nuclear Phys. B8 (1968) 365.
- 16c L.S. LITTENBERG et al., Phys. Rev. Letters 22 (1969) 654.
- 17c S. BENNETT et al., Phys. Letters 29B (1969) 317.
- 18c Y. CHO et al., Phys. Rev. D1 (1970) 3031.
- 19c F.J. SCIULLI et al., Phys. Rev. Letters 25 (1970) 1214 et Phys. Rev. D3 (1973) 1953.
- 20c B.R. WEBBER et al., Phys. Rev. D3 (1971) 64.
- 21c P.M. MANTSCH et al., Nuovo Cimento 9A (1972) 160.

## 1. LES DÉSINTÉGRATIONS LEPTONIQUES DES HYPÉRONS

Les règles de sélections qui découlent de la théorie de Cabibbo sont générales et s'appliquent aussi bien aux mésons qu'aux baryons. L'étude des désintégrations des hyperons est souvent présentée comme plus puissante et comme un meilleur outil pour tester cette théorie. Les raisons en sont les suivantes :

- Les corrections dues à la "cassure" de la symétrie de  $SU_3$  par les différences de masse sont dans ce cas plus faibles.
- Pour des transferts nuls, les amplitudes des baryons peuvent s'exprimer en terme de deux paramètres et de l'angle de Cabibbo.
- Il ne subsiste que quatre facteurs de forme et la théorie permet de prédire les relations qu'ils doivent vérifier.

Dans ce cas de transfert d'impulsion nul, l'algèbre des opérateurs de charges dans  $SU_3$  implique que les éléments de matrice entre les états de l'octet des baryons sont déterminés complètement par deux paramètres F et D reliés à  $g_A$  et  $g_V$ . Ces relations sont résumées dans la table suivante :

Désintégration	Partie vectorielle $\gamma_\mu$	Partie axiale $\gamma_\mu \gamma_5$
$n + p e^- \bar{\nu}$	$\cos \theta$	$\cos \theta (F + D)$
$\Lambda + p e^- \bar{\nu}$	$\sin \theta \sqrt{\frac{3}{2}}$	$\sin \theta \sqrt{\frac{3}{2}} (F + \frac{1}{3} D)$
$\Sigma^- + \Sigma^0 e^- \bar{\nu}$	$\cos \theta \sqrt{2}$	$\cos \theta \sqrt{2} F$
$\Sigma^- + \Lambda e^- \bar{\nu}$	0	$\cos \theta \sqrt{\frac{2}{3}} D$
$\Sigma^- + n e^- \bar{\nu}$	$-\sin \theta$	$-\sin \theta (F - D)$
$\Xi^- + \Xi^0 e^- \bar{\nu}$	$-\cos \theta$	$-\cos \theta (F - D)$
$\Xi^- + \Lambda e^- \bar{\nu}$	$\sin \theta \sqrt{\frac{3}{2}}$	$\sin \theta \sqrt{\frac{3}{2}} (F - \frac{1}{3} D)$
$\Xi^0 + \Sigma^+ e^- \bar{\nu}$	$\sin \theta$	$\sin \theta (F + D)$
$\Xi^- + \Sigma^0 e^- \bar{\nu}$	$\sin \theta$	$\sin \theta (F + D)$

$$\text{où } \delta = (M_1 - M_2) / (M_1 + M_2)$$

$$\Delta m = M_1 - M_2$$

G = Constante de Fermi.

- La valeur absolue de  $g_1/f_1$  peut être déterminée par la corrélation angulaire lepton-neutrino

$$W(\cos \theta_{\ell\nu}) = \frac{1}{2} (1 + \alpha_{\ell\nu} \cos \theta_{\ell\nu})$$

$$\text{où } \alpha_{\ell\nu} = \frac{f_1^2 - g_1^2}{f_1^2 + 3g_1^2} - 2\delta$$

- Le signe de  $g_1/f_1$  s'obtient par trois différentes méthodes :

a) Polarisation du baryon produit dans la désintégration d'hypérons non polarisés.

b) Les dissymétries des produits de la désintégration d'hypérons polarisés.

Les assymétries haut-bas par rapport au plan de production sont données par <sup>2d</sup> :

$$\alpha_L = \left[ 2(f_1 g_1 - g_1^2) - \frac{1}{3} \delta (2(f_1 + g_1)^2 + 2 f_2 (f_1 + g_1)) \right] / (f_1^2 + 3g_1^2)$$

$$\alpha_V = \left[ 2(f_1 g_1 + g_1^2) - \frac{1}{3} \delta (2(f_1 - g_1)^2 + 2 f_2 (f_1 - g_1)) \right] / (f_1^2 + 3g_1^2)$$

$$\alpha_P = -\frac{5}{2} f_1 g_1 + \frac{5}{6} \delta (2(f_1 + f_2) g_1) / (f_1^2 + 3g_1^2)$$

c) La forme de la distribution du spectre du lepton pour des hypérons non polarisés.

Cette expression s'écrit <sup>3d</sup> :

$$W(z) = \beta z^2 (1 - z^2) \left[ (1 + 45z) f_1^2 + (z - 46 + 205z) g_1^2 - 46(1 - 2z)(f_1 + f_2) g_1 \right]$$

$\beta$  = vitesse du lepton,  $z = E_\ell / E_{\max}$ .

Cette méthode ne peut être utilisée que pour des désintégrations à grande statistique. En effet, figure 1d nous avons reproduit l'effet sur le spectre de l'électron d'un signe opposé de  $g$ . Cet effet est très petit et doit être isolé des effets de la statistique et des erreurs systématiques dans les expériences.

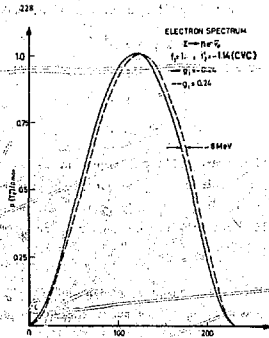


Fig. 1d : Sensibilité de la méthode de détermination du signe de  $f_1/g_2$  par l'étude du spectre du lepton. On voit combien pour deux valeurs opposées à  $y$ , cet effet peut être difficilement mis en évidence.

D'après J.M. Gaillard<sup>2</sup>.

Nous allons considérer ce qui a été fait pour chaque désintégration pour la détermination de  $g_1/f_1$ . Nous ne traiterons pas les taux de désintégration qui n'ont pas évolué depuis quelques temps.

## II - LES TECHNIQUES EXPERIMENTALES UTILISEES

La plupart des résultats de l'étude des hyperons sont venus des chambres à bulles où les hyperons sont produits dans des interactions avec  $K^-$  à l'arrêt, par exemple :



Ceci montre la limitation d'une telle technique car le nombre de traces admises dans une chambre est limité ; les sections efficaces de production sont faibles. Les grandes séries de prise de photos pour ces études sont donc limitées. Seules des chambres suffisamment grandes à cyclage rapide permettraient de gagner un ordre de grandeur sur ce qui est obtenu aujourd'hui.

Les expériences électroniques ont surtout étudié la désintégration des  $\Lambda$  car ceux-ci peuvent être produits et signés assez facilement dans les réactions :



D'autre part, les  $\Lambda^0$  sont produits avec un haut degré de polarisation, ce qui permet d'étudier le signe de  $g_1/f_1$  par la mesure des paramètres d'asymétrie.

Depuis quelque temps, la production de faisceau d'hyperons a été entreprise au CERN<sup>4d</sup> et à Brookhaven<sup>5d</sup>.

Le problème est complexe. La vie moyenne des hyperons est telle que à 1 GeV/c ils vivent entre 7 et 8 cm. Si on veut construire un tel faisceau il doit être court. D'autre part la production sur cible d'hyperons par un faisceau extrait de proton demande une protection contre le bruit de fond qui vient du faisceau. Ce sont ces deux conditions contradictoires qui rendent la réalisation de faisceau d'hyperons difficile. Nous décrivons le faisceau du CERN<sup>4a</sup> (Fig. 2d).

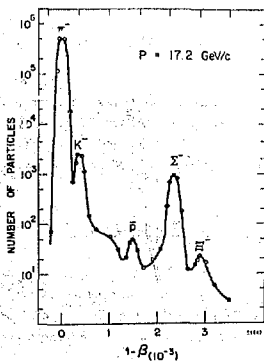


Fig. 3d : Courbe de vitesse donnant l'identification des hyperons dans le faisceau du CERN<sup>4d</sup>.

c) Les détections des leptoniques

Le système de détection des désintégrations leptoniques des hyperons ainsi signés se compose de :

- Un Cerenkov à pression atmosphérique pour signer des électrons.
- Une première chambre à "dards" (streamer chamber) de 2,5 mètres utilisée pour re- l'événement et mesurer les directions de l'hyperon et des produits de désintégration.
- Une deuxième chambre à streamer de 1,5 m de long placée dans un champ magnétique de 8 Kgauss, dans laquelle on mesure l'impulsion de l'électron et des produits de désintégration du  $\Lambda$ .
- Un détecteur à neutron placé à 10 mètres de la zone de désintégration, qui donne la direction du neutron et est composé de chambre à étincelles optiques alternées avec des plaques de laiton.

De tels faisceaux ont évidemment un pouvoir d'étude plus puissant que les anciennes techniques. Pourtant cette physique est délicate et la connaissance de cet appareillage demandera quelque temps. Nous soulignerons au cours de l'analyse des premiers résultats obtenus par un faisceau d'hyperons.

III - LES RESULTATS SUR LA VALEUR ET LE SIGNE DE  $g_1/f_1$

Nous passerons en revue les résultats expérimentaux sur ce sujet. Comme une synthèse et une étude détaillée ont été faites par J.H. Gaillard<sup>2</sup>, nous ne parlerons en détail de chaque expérience et nous résumerons par ces tables dans lesquelles nous avons ajusté les derniers résultats présentés à la conférence de Londres par C. Kleinknecht<sup>3</sup>.

(<sup>o</sup>)  $n \rightarrow p e \bar{\nu}$

Deux expériences ont été présentées à Londres. Un groupe d'Argonne<sup>7d</sup> et celui de l'institut de Kurchatov<sup>8d</sup> ont étudié l'assymétrie de l'électron provenant de neutrons polarisés. Ils trouvent  $g_1/f_1 = 1,26 \pm 0,02$  et  $1,270 \pm 0,025$  respectivement. Une autre mesure a été obtenue par un groupe de Seiberdaff<sup>9d</sup> qui a mesuré la corrélation électron-neutrino. Le résultat  $|g_1/f_1| = 1,242 \pm 0,041$  est moins précis mais est intéressant puisqu'il donne par une mesure indépendante la confirmation de la valeur pré-

Cette valeur  $g_1/f_1$  de la désintégration  $\beta$  du neutron est importante et est prise comme donnée dans l'ajustement général de Cabibbo. La table 1d donne les résultats complets.

Table 2d

Mesure de  $g_1/f_1$  dans la désintégration  $\Lambda + p \rightarrow \bar{\nu}$ 

Groupe Réf.	Méthode	Evénements	$ g_1 / f_1 $	$g_1/f_1$
Maryland <sup>11d</sup>	Chambre à bulles Corrélation $e\nu$	148	$0,72 \pm 0,19$ $- 0,14$	$0,34 \pm 0,14$ $- 0,11$
Columbia-SUNY <sup>12d</sup>		141	$0,75 \pm 0,18$ $- 0,15$	
Heidelberg <sup>13d</sup>		352	$0,74 \pm 0,12$ $- 0,09$	
ANL-Chicago <sup>14d</sup>	Chambre à étincelles $\Lambda$ polarisé Assymétrie et Corrélation $e\nu$	409	$0,85 \pm 0,19$ $- 0,13$	
Heidelberg <sup>15d</sup>	Chambre à étincelles $\Lambda$ polarisé Assymétrie et Corrélation $e\nu$	1078	$0,63 \pm 0,06$	
Valeur moyenne			$0,656 \pm 0,054$	
Théorie de Cabibbo			0,71	0,71

3°)  $\bar{\nu} + \Lambda \rightarrow e + \bar{\nu}$ 

Cette désintégration est intéressante car suivant l'hypothèse CVC elle doit être une transition axiale pure si on néglige la contribution du terme magnétique faible. Cette désintégration est la seule qui peut nous donner des indications sur la transition  $|\Delta I| = 1$ .

Il existe quatre expériences de chambres à bulles qui ont étudié cette désintégration et le premier résultat du faisceau d'hypérons de Brookhaven est également présenté table 3d.

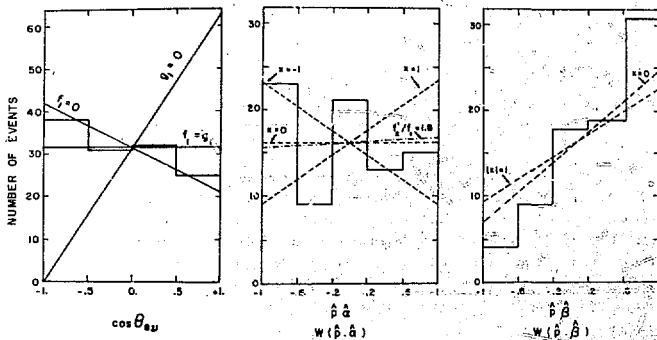


Fig. 4d : Distribution (ev) dans la désintégration  $\Lambda^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}$ . 18.  
 D'après CVC on doit avoir  $f_1 = 0$ . On remarque combien la courbe  $f_1/g_1$  est encore bien compatible avec les résultats. L'assymétrie du proton de désintégration du  $\Lambda^0$  est un test plus sensible surtout dans la distribution  $\hat{p} \hat{a}$ . Sur cette même figure est représentée la contribution du magnétisme faible dans ce test :  $f_2^1/f_1 = 1.8$ .

Table 5d (d'après C. Kleinknecht<sup>3</sup>)

Quantités	Expérience	Ajustement
$\tau_{\Lambda} \cdot \Gamma(\Lambda + p e^{-\bar{\nu}})$	$(8,13 \pm 0,29) 10^{-4}$	$8,13 10^{-4}$
$\tau_{\Lambda} \cdot \Gamma(\Lambda + p \mu^{-\nu})$	$(1,57 \pm 0,35) 10^{-4}$	$1,34 10^{-4}$
$\tau_{\Sigma^{-}} \cdot \Gamma(\Sigma^{-} + n e^{-\bar{\nu}})$	$(1,082 \pm 0,038) 10^{-3}$	$1,07 10^{-3}$
$\tau_{\Sigma^{-}} \cdot \Gamma(\Sigma^{-} + n \mu^{-\nu})$	$(4,47 \pm 0,43) 10^{-4}$	$4,95 10^{-4}$
$\tau_{\Xi^{-}} \cdot \Gamma(\Xi^{-} + \Lambda e^{-\bar{\nu}})$	$(1,15 \pm 0,90, 0,55) 10^{-3}$	$0,46 10^{-3}$
$\tau_{\Xi^{-}} \cdot \Gamma(\Xi^{-} + \frac{\Lambda}{\Sigma} e^{-\bar{\nu}})$	$(0,68 \pm 0,22) 10^{-3}$	$0,55 10^{-3}$
$\tau_{\Sigma^{-}} \cdot \Gamma(\Sigma^{-} + \Lambda e^{-\bar{\nu}})$	$(5,04 \pm 0,60) 10^{-5}$	$6,98 10^{-5}$
$\tau_{\Sigma^{+}} \cdot \Gamma(\Sigma^{+} + \Lambda e^{+\nu})$	$(2,02 \pm 0,47) 10^{-5}$	$2,28 10^{-5}$
$g_1/\xi_1 (n + p e^{-\bar{\nu}})$	$1,250 \pm 0,009$	donnée
$g_1/\xi_1 (\Lambda + p e^{-\bar{\nu}})$	$+ 0,658 \pm 0,054$	0,702
$g_1/\xi_1 (\Sigma^{-} + n e^{-\bar{\nu}})$	$\pm 0,435 \pm 0,035$	-0,394
$\tau_{\Lambda}$	$2,62 10^{-10} \text{ s}$	données
$\tau_{\Sigma^{-}}$	$1,48 10^{-10} \text{ s}$	
$\tau_{\Sigma^{+}}$	$0,80 10^{-10} \text{ s}$	
$\tau_{\Xi^{-}}$	$1,65 10^{-10} \text{ s}$	

Le résultat de l'ajustement est le suivant :

$$\sin \theta = 0,230 \pm 0,003$$

$$D(D + F) = 0,658 \pm 0,007$$

$$\chi^2 = 8,4 \text{ pour } 8 \text{ degrés de liberté.}$$

Pour illustrer cet accord un diagramme de  $F$ ,  $D$  est représenté figure 5d. Cet ajustement est indépendant de l'angle de Cabibbo<sup>3</sup> et les résultats expérimentaux représentant  $\Lambda + p e^{-\bar{\nu}}$ ,  $\Sigma + n e^{-\bar{\nu}}$ ,  $\Sigma + \Lambda e^{-\bar{\nu}}$  se coupent en une région qui donne les valeurs  $D = 0,65 \pm 0,02$ ,  $F = 0,41 \pm 0,02$ , ce qui donne un rapport  $D/(D + F) = 0,67 \pm 0,02$ .

Notons qu'un ajustement a été fait par le groupe de Yale qui a utilisé les derniers résultats des faisceaux d'hypérons et donne les résultats suivants :

$$\theta = 0,235$$

$$f = 0,437$$

$$d = 0,809$$

$$\chi^2/DF = 8,48/8$$

CONCLUSION

La théorie de Cabibbo décrit très bien la désintégration des hyperons. Cet accord est jusqu'à un certain point surprenant si on admet que la symétrie  $SU_3$  n'est pas exacte et qu'une cassure de cette symétrie devait entraîner des effets de l'ordre de 20 %.

Si cet ajustement général des variables de Cabibbo est bon, par contre on peut laisser encore une marge de violation dans chaque désintégration, et les effets fins, tel que: présence des courants de deuxième espèce ou existence du terme  $f_3$  par exemple, seront détectés par une autre génération d'expériences. Les faisceaux d'hyperons aussi bien auprès des accélérateurs de 30 GeV que ceux de 300 GeV permettront sans doute de raffiner des tests sur la théorie de Cabibbo qui actuellement expliquent remarquablement bien les résultats expérimentaux.

- 19d A.L. COLLERAINE et al., Phys. Rev. Letters 23 (1969) 198.
- 20d F. EISSELE et al., Z. Physik 223 (1969) 487.
- 21d C. BALTAY et al., Phys. Rev. D5 (1972) 1569.
- 22d J. SANDWEISS et al., Communication n° 606 présentée à la conférence internationale de Londres (1974).
- 23d L.K. GERSEWIN et al., Phys. Rev. Letters 20 (1968) 1270.
- 24d D. BOGERT et al., Phys. Rev. D2 (1970) 6.
- 25d H. EBENHÖH et al., Z. Physik 241 (1970) 473.

---

#### RÉFÉRENCES GÉNÉRALES

1. Particle Data Group, Phys. Letters 50B (1974).
2. L.H. JHOUNET et al., Phys. Reports 4 (1972) 199.
3. Rapport sur les interactions faibles du Professeur C. KLEINKNECHT à la Conférence Internationale de Londres (1974).