

Les kaons et la violation de la symétrie CP

Bernard Peyaud
CEA DSM/DAPNIA
Gif sur Yvette 91191 Cedex

Résumé.

C'est l'année même où l'énigme entre le pion et le muon est élucidée que l'on découvre les kaons, premiers éléments d'une nouvelle famille "d'étranges" particules dont on va faire l'étude initiale grâce aux machines accélératrices de haute énergie et aux chambres à bulles. La riche période de découvertes des années 50 est aussi celle d'une certaine confusion, car un véritable zoo de particules vient prendre la place du triptyque initial proton-neutron-électron et le puzzle q-t vient encore ajouter au désordre. Les kaons servent d'ingrédient fondamental à M. Gell-Mann pour concevoir l'idée des quarks et apporter une explication au système périodique subatomique. Ces mêmes kaons bousculent le dogme une fois de plus en 1964 lorsque les mousquetaires de Princeton observent la violation de la symétrie **CP** dont on recherche les origines depuis lors avec de nombreuses expériences de précision.

1. Introduction.

La *physique des particules* explore deux frontières : les hautes énergies qui donnent un accès direct à de nouveaux degrés de liberté et l'étude précise des processus rares où les kaons jouent un rôle prédominant depuis leur découverte en 1947. D'une manière générale, on peut dire que l'étude des particules étranges a joué le rôle d'aiguillon pour comprendre la structure de l'interaction faible après en avoir révélé les phénomènes caractéristiques de violation de parité **P** et de conjugaison de charge **C**. Le mode de désintégration $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ a été l'un des ingrédients fondamentaux pour suggérer l'existence du quark charmé et a ainsi contribué à la construction du mécanisme (voir annexe) dit de **GIM**. Le phénomène de la violation de **CP** dans les systèmes $K^0 - \overline{K}^0$ et $B^0 - \overline{B}^0$ représente une clé privilégiée pour distinguer la matière et l'antimatière tout en suggérant la nécessité de trois familles de quarks et leurs interconnexions. Le cadre du Modèle Standard [1] permet de rendre compte de la violation de **CP** et les mesures précises des paramètres ϵ et ϵ' relatifs aux kaons participent à la détermination des éléments de la matrice **CKM** (voir annexe). D'autres progrès sont attendus dans le futur grâce à l'étude des modes rares $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ et $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ qui permettent une détermination précise du triangle d'unitarité en servant également de sonde pour l'identification éventuelle de *nouvelle physique*.

Revue présentée au Congrès de la SFP. Strasbourg juillet 2001.

2. Les découvertes de base de l'année 1947.

Le pion récalcitrant. En s'appuyant sur l'ordre de grandeur de la portée de la force entre nucléons H. Yukawa avait postulé dès 1935 l'existence d'un "quantum lourd" médiateur de l'interaction forte, le méson π . Plusieurs groupes qui étudiaient le rayonnement cosmique en utilisant les chambres à brouillard de Wilson vont se lancer à la recherche du méson π pendant la décennie qui débute en 1938 et que R. Openheimer appela 'the ten years joke'. Ils obtenaient effectivement des résultats énigmatiques en observant une particule de masse compatible avec celle attendue pour le π , qui se révélera être le méson μ , mais traversant l'atmosphère terrestre sans présenter les caractéristiques de l'interaction forte! A la même époque se développait la technique des plaques nucléaires dont la base est une émulsion photographique épaisse de bromure d'argent et de gélatine. Les particules chargées qui traversent l'émulsion dissocient le bromure d'argent par ionisation et après développement on observe au microscope (Figure 1) la trajectoire de la particule ionisante. C'est en exposant des émulsions dans la haute atmosphère, à l'aide de ballons stratosphériques (Figure 2), mais aussi dans les observatoires du Pic du Midi (2850m) et de la Jungfraujoeh (3500m) ou encore à la station météorologique de Chacaltaya (5500m) qu'un groupe de Bristol sous la direction de C. Powell détecta [2] en 1947 les mésons π prédits par la théorie de Yukawa.



Figure 1 : Microphotographies d'émulsions. Les quatre exemples sont des désintégrations successives $p \rightarrow m \rightarrow e$. Les parcours typiques sont de l'ordre de $100 \mu\text{m}$.
Les photos des Figures 1, 2 et 5 sont extraites de [2].



Figure. 2 : Gonflage d'un ballon de polyéthylène en grande partie encore au sol et de hauteur totale 36 mètres. Avec des conditions favorables l'altitude de vol peut atteindre 27 kms et durer plusieurs heures avec 40kgs de charge utile.

Les V arrivent. Dans le même temps, à Manchester, G. Rochester et C. Butler exposent leur chambre à brouillard aux rayons cosmiques et observent [3] sur les clichés des paires de traces chargées formant un V à partir d'un point (Figure 3) ainsi que des cassures dans les trajectoires (Figure 4) de certaines traces chargées : ils concluent à l'observation de la désintégration de particules inconnues en particules secondaires. Ce sont les premières observations *convaincantes* de kaons neutres et des kaons chargés. Elles permettent de valider l'observation d'un kaon chargé faite un peu auparavant par L. Leprince-Ringuet et l'Héritier.

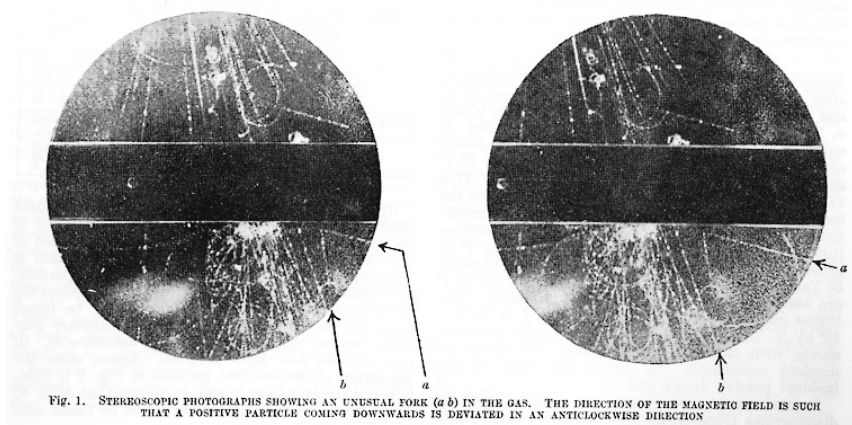


Figure 3 : Le premier événement V^0 observé dans la chambre à brouillard de Blackett le 15 octobre 1946 par G. Rochester et C. Butler. Il s'agit probablement d'un K^0 provenant de la gerbe hadronique créée par l'interaction d'un rayon cosmique au-dessus de la chambre. Les deux particules chargées originaires du vertex sont caractéristiques de la désintégration $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

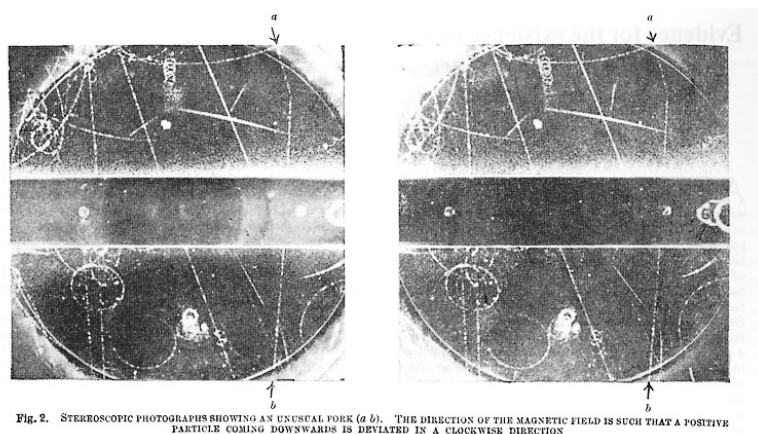


Figure 4 : La particule **a**, visible dans l'angle en haut à gauche, présente une cassure dans sa trajectoire. Ce signal de particule V^+ observé le 23 mai 1947 dans la chambre à brouillard caractérise la désintégration $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$.
Les photos des Figures 3 et 4 sont extraites de [3].

Peu après, d'autres particules de masse $\sim 1000m_e$ sont également observées (Figure 5) par le groupe de Bristol dans des émulsions nucléaires. Les progrès dans la compréhension de ces particules nouvelles ont été lents parce que les possibilités d'expérimentation étaient limitées à l'observation des rayons cosmiques et aussi parce que le phénomène était très éloigné de tout ce que l'on connaissait à l'époque.

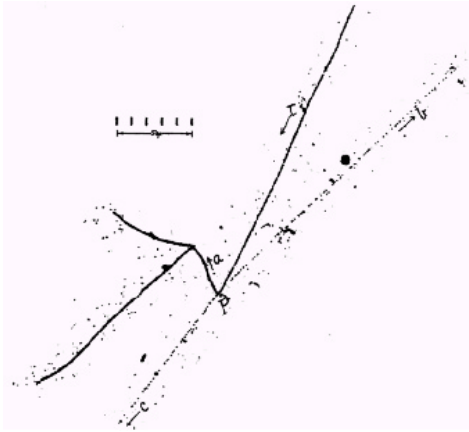


Figure 5 : La particule t s'arrête dans l'émulsion au point P où elle se désintègre en trois particules a , b , c dont les impulsions sont coplanaires. La particule a est un méson p^- et les traces b et c ont une longueur suffisante pour déterminer la vitesse des particules correspondantes. Dans l'hypothèse où b et c sont aussi des mésons p il y a conservation de l'impulsion au point P et la masse de la particule t est $\sim 970m_e$. La dénomination t , due à C. Powell, est aujourd'hui notée $K^+(K^-) \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^- (\pi^-\pi^-\pi^+)$

Une sorte d'épilogue : Ces découvertes exaltantes faites en Europe à une époque, maintenant éloignée, ont été célébrées lors d'une Conférence tenue à Bristol [3] en 1987. Plus récemment encore J. Steinberger a évoqué [4] ce début des années 50 en disant: 'Je me souviens d'avoir vu sur le tableau d'affichage de l'Institute of Advanced Studies de Princeton une microphotographie d'un événement dans une émulsion nucléaire montrant ce que l'on appellerait aujourd'hui la désintégration d'un méson K en trois pions. Nous l'avons tous vu. Il ne faisait aucun doute qu'il s'agissait de quelque chose d'intéressant, très différent de ce que l'on connaissait à l'époque, mais on en a guère parlé parce que nul ne savait qu'en penser'. Les publications des pionniers de Bristol et de Manchester rendent compte d'un formidable travail d'équipes qui allaient disposer très bientôt des accélérateurs de particules de haute énergie pour étudier de manière systématique le monde des particules étranges. A la séance de clôture du Congrès sur le rayonnement cosmique de Bagnères-de-Bigorre en juillet 1953 C. Powell remarque : 'Gentlemen, we have been invaded ... the accelerators are here'.

3. L'entrée en scène des accélérateurs.

La pluie des particules. L'arrivée de nouveaux accélérateurs va permettre d'obtenir assez d'énergie dans les collisions entre protons et noyaux pour produire les nouvelles particules et en faciliter l'étude. C'est d'abord le Cosmotron à Brookhaven qui en 1953 accélère les protons à 3 GeV, six fois plus que le cyclotron de plus haute énergie. Il est suivi par le Bevatron à Berkeley en 1954 avec une énergie de 5 GeV puis par le Synchrophasotron de Dubna avec 10 GeV et le PS, Synchrotron à protons du CERN, avec 28 GeV.

Les chambres à bulles, puis à étincelles se lancent à la découverte du zoo des particules. La production abondante de particules V tels K^0 et Λ^0 montre qu'il s'agit d'une interaction forte mais s'accorde cependant mal avec leur longue vie moyenne suggérant une interaction faible. Ainsi le baryon Λ^0 a des modes de désintégration comparables à ceux de $\Delta(1236)$ mais présente une durée de vie qui est 2×10^{14} fois plus longue que le temps caractéristique de 10^{-23} s des interactions fortes !

Les maîtres théoriciens. Dès 1952 A. Pais remarque que cela peut se comprendre si une propriété de l'interaction forte permettait la production des nouvelles particules mais en interdisait leur désintégration : sa *règle de sélection* exige que les étranges particules soient produites par paires. Adoptant une démarche similaire Gell-Mann postule l'existence du nombre quantique d'étrangeté S ayant deux propriétés simples : conservation additive ($\Delta S=0$) lors de la production des particules étranges par interaction forte et changement ($\Delta S=\pm 1$) lors du processus de désintégration par interaction faible. Lorsque les deux théoriciens étudient le problème en 1954 un seul kaon neutre est alors connu et le schéma implique l'existence de deux kaons neutres, K^0 (S=+1) et \bar{K}^0 (S=-1), ayant des propriétés distinctes. Une proposition ingénieuse est alors faite par Gell-Mann qui va combiner la *règle de sélection* avec le spin isotopique en proposant que la paire de Pais soit composée d'une particule "étrange" et d'une autre "anti-étrange". L'hypothèse, due à Pais et Gell-Mann, de production par paires des particules étranges, va être très vite démontrée expérimentalement grâce à l'utilisation d'une nouvelle chambre à brouillard à *diffusion*. Celle-ci étant continuellement sensible elle est beaucoup plus adaptée au rythme typique de déversement des accélérateurs qui est de quelques secondes. Quelques temps plus tard, lors d'un séminaire [5] se déroulant à Chicago en 1954 où Gell-Mann décrit son schéma sur la composition en quarks des particules, il y discute des deux kaons neutres *distincts* K^0 et \bar{K}^0 tout en démontrant qu'ils se désintègrent dans le même état final. Beaucoup d'étudiants sont sous le charme et d'autres sont aussi perspicaces. C'est le cas de E. Fermi qui remarque: 'Puisque K^0 (S=+1) et \bar{K}^0 (S=-1) ne sont pas identiques pourquoi n'observe-t-on pas cette différence dans l'état final' ? Gell-Mann ne donne pas immédiatement de réponse définitive à la question mais il va réfléchir au problème à son retour à Caltech ! La réponse arrive dans la magnifique publication de 1955 : 'Behavior of Neutral particles under Charge Conjugation' signée par Gell-Mann et Pais. Ils y remarquent que le postulat des deux formes de kaon neutre, l'une étrange et l'autre anti-étrange, autorise cependant que l'interaction faible les *mélange* via l'état intermédiaire $\pi\pi$ commun, que l'on appelle dans le jargon les transitions $\Delta S = 2$, et que l'on représente schématiquement par $K^0 \Leftrightarrow \pi\pi \Leftrightarrow \bar{K}^0$. Il postulent alors que le kaon neutre connu est en fait la superposition $K_1 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$, pour lequel il est facile de vérifier que $K_1 \rightarrow \pi\pi$ est autorisé et prédisent en conséquence que la superposition $K_2 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ doit aussi exister et posséder la même masse, des désintégrations différentes, une durée de vie moyenne nettement

plus longue car l'espace de phase est plus réduit et posséder une symétrie opposée vis à vis de la réflexion de l'espace **P**. A la fin de l'article les auteurs insistent sur leur prédiction d'une particule nouvelle et Gell-Mann remercie Fermi pour la discussion stimulante dont il a bénéficié à Chicago. Il ne faut pas longtemps à L. Lederman et ses collaborateurs pour apporter un an plus tard la confirmation expérimentale de l'audacieuse hypothèse : elle est accomplie au Cosmotron en utilisant la chambre à brouillard la plus grande jamais construite, 1m de diamètre, afin d'améliorer la probabilité que les K_2 dont le parcours moyen est de 10m se désintègrent à l'intérieur.

4. L'année 1956 : la fin d'un dogme ou la perte du premier soulier.

Certaines des lois de conservation qui s'appliquent aux systèmes quantiques correspondent à des transformations discrètes. Si une expérience décrite dans un repère (x, y, z) et son image vue dans un miroir produisent les mêmes résultats dans le référentiel original et dans le référentiel réfléchi on dit que l'opération de parité qui les fait se correspondre respecte la symétrie **P**. En conséquence de quoi « droite » et « gauche » ne peuvent recevoir de définition absolue. Toutefois au milieu des années 50 les physiciens sont intrigués par les particules θ^+ et τ^+ qui possèdent même masse et même temps de vie mais qui ont des propriétés opposées vis à vis de la parité. Ceci est manifeste dans les désintégrations respectives $\theta^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ($P=+1$) et $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ($P=-1$) ainsi que dans le diagramme proposé par R. H. Dalitz où la configuration énergétique des trois pions apparait avec une densité uniforme. C'est en 1956 que T. D. Lee et C. N. Yang remarquent qu'il n'existe pas de preuve expérimentale de la conservation de la parité dans les interactions faibles. Ils proposent quelques expériences clés pour vérifier leur hypothèse : observation de la distribution angulaire des électrons provenant de la désintégration d'un noyau dont le spin est préalablement orienté, étude de la polarisation dans les désintégrations $\pi \rightarrow \mu \nu$ et $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$. Si l'hypothèse de violation de **P**, même partielle, dans les interactions faibles est vérifiée alors θ^+ et τ^+ sont en fait une même particule comme l'indiquent l'égalité de leurs masses et de leurs temps de vie : c'est le K^+ avec deux modes de désintégration. Quelques mois plus tard les résultats expérimentaux de C. S. Wu et ses collaborateurs avec le Co^{60} confirment leur intuition. Dès le printemps 1957 la preuve expérimentale est faite que **P** et **C** ne sont pas respectées dans les processus faibles. La violation y est même maximale ! La porte est maintenant ouverte pour comprendre la nature profonde des leptons sur lesquels l'interaction faible n'agit que s'ils sont lepton gauche ou antilepton droit. La chiralité va s'imposer comme la clé de voûte du secteur electro-faible qui s'élabore dans le cadre du Modèle Standard. Pour rendre compte, en bref, de cette période lumineuse il importe d'écouter [6] A. Pais : 'Ce sont les propriétés bizarres des mésons K qui ont poussé à faire ces investigations... et le défi a été relevé par Lee et Yang ... dont l'attention s'est dirigée sur toute une classe de phénomènes plutôt que sur le seul problème du puzzle $\theta \tau$. Les suggestions de T. D. Lee et C. N. Yang ont annoncé une grande libération dans notre façon d'appréhender la structure des théories physiques. Une fois de plus la croyance en un grand principe s'avère être un préjugé'.

5. L'année 1964 : la perte du deuxième soulier.

Les prémisses. L'argumentation de Gell-Mann et Pais qui fait l'hypothèse sur l'invariance par conjugaison de charge **C** reste valide après la découverte de la violation de la parité **P** à condition de remplacer l'invariance de **C** par celle combinée de **C** et de **P**. L'invariance **CP** devient donc le nouveau dogme et la publication qui rend compte de la découverte du K_2 est aussi la première à établir une limite supérieure de 1% sur $K_2 \rightarrow 2\pi$ en remarquant que l'absence de désintégrations en 2 pions est attendue sur la base de l'invariance **CP**. Un autre aspect de la théorie du système des kaons neutres à deux composantes est décrit dès 1955 par A. Pais et O. Piccioni, c'est le phénomène de régénération.

Lorsqu'un K_2 traverse la matière les composantes K^0 ($S=+1$) et \bar{K}^0 ($S=-1$) subissent des atténuations différentes et il en ressort un mélange modifié qui est une superposition de K_2 et de K_1 que l'on observe par l'abondante désintégration $K_1 \rightarrow \pi\pi$ au sortir du matériau traversé. C'est en 1961 que Piccioni et ses collaborateurs démontrent expérimentalement le phénomène de régénération et mesurent la différence de masse entre K_2 et K_1 en utilisant une chambre à bulle remplie de propane auprès du Bevatron de Berkeley. En 1963 R. Adair et ses collaborateurs installent leur chambre à bulle à hydrogène dans un faisceau neutre du Cosmotron de Brookhaven et y observent [7] une 'régénération cohérente anormale' de K_2 qu'ils interprètent en terme de cinquième force super-faible et de longue portée pour satisfaire au critère de régénération vers l'avant.

L'effet Princeton. Au même moment V. Fitch et J. Cronin se trouvent aussi à Brookhaven, l'un (VF) a déjà consacré l'essentiel de sa carrière aux mésons K et l'autre (JC) a développé des chambres à étincelles qu'il utilise dans un spectromètre installé auprès du Cosmotron pour étudier la production de mésons ρ . Les résultats de l'expérience de R. Adair intriguent énormément V. Fitch qui en parle souvent à son collègue de Princeton et qui devant une telle nouvelle se sent pousser à agir [8] tel 'un cheval de feu au son de la cloche'.

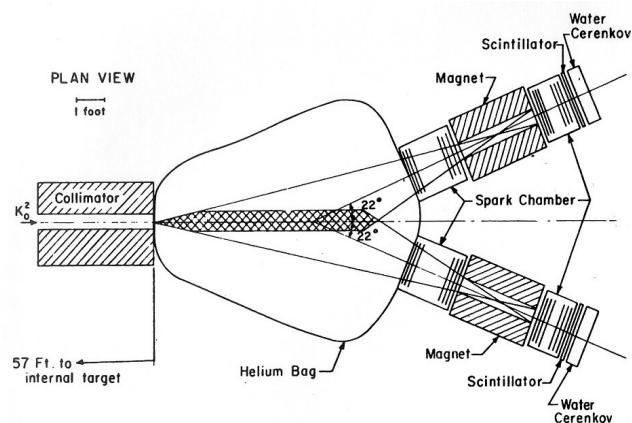


Figure 6 : Le schéma de principe de l'expérience historique de Brookhaven.

Le spectromètre que J. Cronin, A. Clark, J. Christenson et R. Turlay ont construit pour leur expérience sur les mésons ρ est parfaitement adapté pour détecter les désintégrations à deux corps dans un faisceau neutre et la cible à hydrogène de 4 pieds constitue un régénérateur idéal. Le dispositif (Figure 6) permet de mesurer l'impulsion des particules chargées dans chacun des ses bras et le déclenchement des chambres à étincelles est fait par coïncidence entre des scintillateurs et des compteurs Cerenkov à eau. L'ensemble est beaucoup plus rapide que la chambre à bulles, la résolution en masse y est cinq fois meilleure et le système d'analyse servant à mesurer les étincelles existe. La proposition d'expérience est faite le 10 avril 1963 [5] [8] auprès du Comité des expériences de BNL qui l'accepte en début mai. Un faisceau de l'AGS est mis à disposition pour 200 heures en mode parasite, car il y a déjà un utilisateur principal qui termine la prise de données avec une expérience de diffusion de muons. Le faisceau est produit sur une cible interne à l'AGS et se dirige avec un angle de 30° vers l'intérieur de la machine, dans une zone expérimentale (Figure 7) exigüe et chaude que les utilisateurs appellent 'Mongolie Intérieure'.

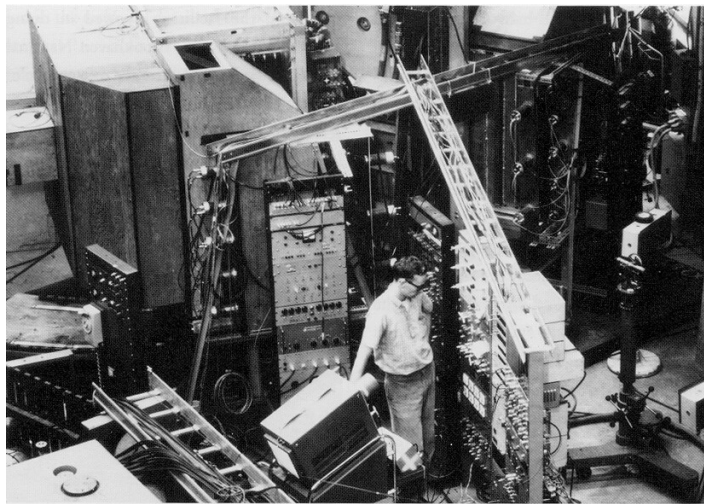


Figure 7 : L'appareillage installé à l'intérieur de L'AGS de Brookhaven.

C'est là que J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch et R. Turlay s'installent et le 2 juin leur appareillage est prêt. La prise de données dure jusqu'à la fin juillet avec la répartition suivante [9] de déclenchements : 70000 pour l'étude de la régénération, 47000 pour la limite sur **CP**, du 20 au 25 juin, et 23000 pour l'étude de effet Adair. La première analyse du 'Run **CP**' est faite d'octobre à décembre à partir de 5211 événements reconstruits. Les deux traces chargées enregistrées par le spectromètre permettent ainsi de mesurer l'angle θ entre la direction de vol du kaon incident et le vecteur somme des impulsions. La distribution de $\cos\theta$ pour les événements dont la masse invariante est dans l'intervalle $[490-510] \text{ MeV}/c^2$, c'est à dire à la masse du K, montre un excès (Figure 8) de 50 événements au dessus du bruit de fond attendu. L'équipe décide alors de refaire la mesure des étincelles avec un appareillage plus précis

et entreprend une analyse détaillée de janvier à avril dans l'espoir de 'tuer' l'effet. En vain cependant et en juillet 1964 ils publient : 'Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson' pour lequel vient d'être mesuré de manière convaincante le rapport de branchement $BR(K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$.

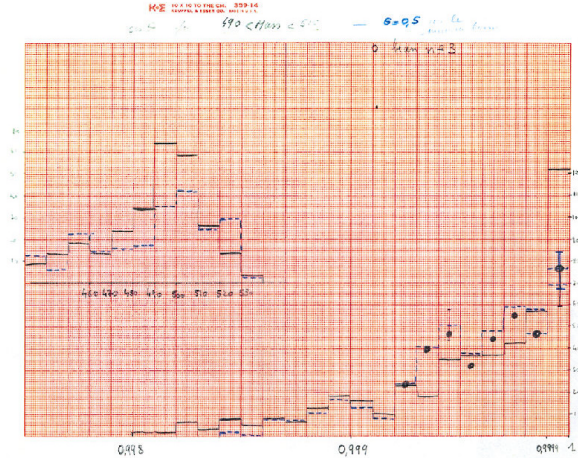


Figure 8 : La distribution en $\cos\theta$ observée en fin 1963. Le pic à $\cos\theta = 1$ montre un excès d'événements significatif de la violation de **CP**.

Ce résultat sensationnel arrive alors que la limite supérieure de $K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-$ en provenance des expériences faites avec chambres à bulles est de 0.3% . Mais le résultat est aussi *incontestable* et il apporte 'le plus grand plaisir qui peut être donné à un expérimentateur, celui de faire une découverte inattendue' [9] et 'malgré les efforts pour le contourner il est bien là. C'est précisément ce que l'on a dit quand Christophe Colomb a découvert l'Amérique' [8].

'Qui aurait rêvé en 1953 que l'étude des propriétés de désintégration des K allaient apporter une nouvelle révolution dans notre compréhension des principes d'invariance?', venait d'écrire J. Sakurai en 1963. 'Et voila qu'en 1964 ces mêmes particules perdent leur deuxième soulier' commente V. Fitch au sujet de la découverte [11] de la violation de la symétrie **CP**.

Le lien cosmologique. L'observation inattendue de la désintégration $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ montre que les transitions $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ et $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ ne se produisent pas avec la même probabilité mais diffèrent d'environ 0.2%. Une nouvelle symétrie discrète est donc violée et même si l'effet est faible il touche à l'espace-temps et stimule la réflexion de A. Sakharov. Dès 1967, très tôt après la découverte de la violation de **CP**, celui-ci indique qu'un tel mécanisme est peut être l'un des ingrédients qui est à la source de l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers où l'abondance relative entre baryons et photons est de $\sim 10^{-9}$. Il faut pour cela que soient réunies trois conditions essentielles: la non conservation du nombre baryonique, la violation de **CP** et des conditions de non équilibre thermique appropriées. Les couplages entre quarks et leptons envisagés dans certains modèles théoriques dits de grande

unification GUT conduisent à des processus de type $e^+ \leftrightarrow p$ ou $e^- \leftrightarrow \bar{p}$. Ces couplages du type GUT associés à l'asymétrie semi-leptonique (voir paragraphe suivant) observée dans le système des kaons comme conséquence de la violation de **CP** indiquent *schématiquement* comment leur combinaison avec la condition de déséquilibre thermodynamique, qui défavorise les processus inverses $p \rightarrow e^+$ et $\bar{p} \rightarrow e^-$, peut conduire à une asymétrie baryonique de l'univers. Il semble bien établi aujourd'hui que la violation de **CP** observée avec les mésons K ne soit pas *directement* responsable de l'évolution d'un univers primordial symétrique vers celui d'aujourd'hui, dominé par la matière. Mais la découverte de la violation de **CP** a incontestablement influencé le rapprochement des idées de la cosmologie de celles de la physique des particules.

6. La métrologie de la violation CP.

La décade 1964-74. Durant la décennie qui a suivi la découverte de la violation de **CP** de très nombreuses expériences ont été faites pour tenter d'en élucider l'origine. En 1974 le modèle à deux composantes avait reçu une éclatante confirmation [12]. Les états physiques observables sont alors notés K_L et K_S et s'expriment sous la forme de mélange des états propres de CP:

$$K_S = (K_1^0 + \varepsilon K_2^0) / \sqrt{1 + \varepsilon^2} \quad \text{pour le kaon à durée de vie courte}$$

$$K_L = (K_2^0 + \varepsilon K_1^0) / \sqrt{1 + \varepsilon^2} \quad \text{pour le kaon à durée de vie longue}$$

$$\text{avec } CP|K_1^0\rangle = |K_1^0\rangle \text{ et } CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle$$

Le paramètre $\varepsilon \approx 2.3 \times 10^{-3} e^{-i45^\circ}$ rend compte des désintégrations $K_L \rightarrow \pi\pi$, des asymétries semileptoniques K_{e3} et $K_{\mu 3}$ sous la forme $R(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \nu) \neq R(K_L \rightarrow \pi^+ l^+ \nu)$ et de l'interférence entre K_L et K_S (Figure 9).

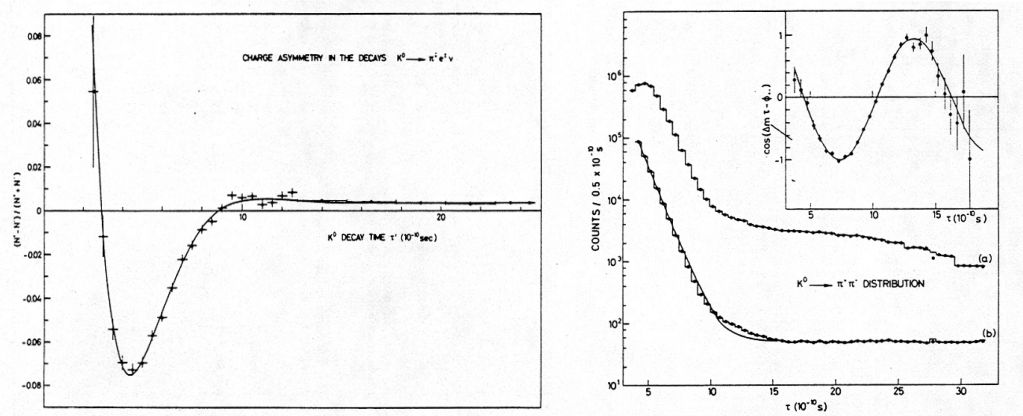


Figure 9 : Asymétrie dans le mode K_{e3} et interférence $\pi^+ \pi^-$ obtenue à partir d'un mélange cohérent de K_L et K_S produits dans l'état pur K^0 .

A la recherche de la violation directe. C'est en 1973, avant la découverte du quark charmé, que M. Kobayashi et K. Maskawa ont proposé l'existence de trois familles de quarks dont le couplage permet de rendre compte du phénomène de violation de **CP**. On calcule ainsi dans le cadre du Modèle Standard une violation *indirecte* de **CP** dont l'origine est due au mélange via ϵ et à une violation *directe* via la désintégration $K_2 \rightarrow \mathbf{pp}$. Cette dernière est caractérisée par le paramètre ϵ' qui s'exprime sous la forme:

$$\epsilon' = \frac{e}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{\langle \mathbf{pp}_{I=2} | H | K_L \rangle}{\langle \mathbf{pp}_{I=0} | H | K_L \rangle} - \frac{\langle \mathbf{pp}_{I=2} | H | K_S \rangle}{\langle \mathbf{pp}_{I=0} | H | K_S \rangle} \right\}$$

En s'appuyant sur des règles empiriques simples on peut estimer $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) \approx 10^{-3}$. La mesure est faite avec les observables h_{00} et h_{+-} qui expriment les amplitudes des désintégrations en deux pions qui violent **CP** par rapport à celles qui la conservent, respectivement pour les modes neutres $\pi^0\pi^0$ et chargés $\pi^+\pi^-$:

$$h_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \mathbf{p}^0\mathbf{p}^0)}{A(K_S \rightarrow \mathbf{p}^0\mathbf{p}^0)} \approx e - 2\epsilon' \quad \text{et} \quad \eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx \epsilon + \epsilon'$$

En mesurant le double rapport d'observables $R = (\eta_{00}/\eta_{+-})^2$ on obtient alors $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (1-R)/6$.

Par ailleurs on rend compte du calcul théorique de $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ sous la forme analytique compacte :

$$\frac{\epsilon'}{\epsilon} \cong \frac{\text{Im}\lambda_t}{1.34} \times 18 \times \left(\frac{110\text{MeV}}{M_S(\text{Mc})} \right)^2 \left[0.75.B_6 - 0.4.B_8 \left(\frac{M_T}{165\text{GeV}} \right)^{2.5} \right] \frac{\Lambda_{\overline{\text{MS}}}}{340\text{MeV}}$$

Dans lequel $\text{Im}\lambda_t = |V_{ub}| |V_{cb}| \sin\delta = \eta\lambda^5 A^2$ s'exprime en fonction des paramètres de la matrice CKM et où B_6 et B_8 représentent les éléments de matrice hadroniques. Les incertitudes théoriques sont encore trop grandes sur ces dernières pour permettre la détermination précise de $\text{Im}\lambda_t$ à partir de la mesure de $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ que la théorie prédit dans la gamme $[0-30] \times 10^{-4}$.

C'est pour éclaircir les résultats sur ϵ'/ϵ modérément compatibles [13] obtenus par NA31 et E731 dans les années 90 que les expériences NA48 (Figure 10) au CERN et KTeV (Figure 11) à Fermilab ont re-entrepris la mesure de $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ avec plus de précision. La mesure du double rapport R repose sur les quatre canaux de désintégrations $K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\pi^0$ qui tous nécessitent la détection de plusieurs millions d'événements afin de réduire l'erreur sur $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ à 10^{-4} . Chacune des expériences met en œuvre des détecteurs à très grande résolution afin de réduire les bruits de fond au niveau ($\sim 10^{-3}$) le plus bas. Les systèmes d'enregistrement possèdent de hautes performances en terme d'efficacité de déclenchement et de filtrage en ligne afin de pouvoir traiter le très haut flux des données en provenance des faisceaux intenses de kaons. L'expérience NA48 utilise deux faisceaux simultanés, K_S et K_L , afin de pouvoir mesurer R avec un minimum de biais expérimentaux. Pour être insensible à la différence d'acceptance entre K_S et K_L dans chacun des

modes, on emploie une méthode de pondération des K_L rendant infimes les corrections résiduelles. L'appareillage de NA48 (Figure 10) comprend un calorimètre électromagnétique dans lequel un volume de 10m^3 de krypton liquide est mis en oeuvre pour d'obtenir une calibration d'énergie stable et de grande qualité.

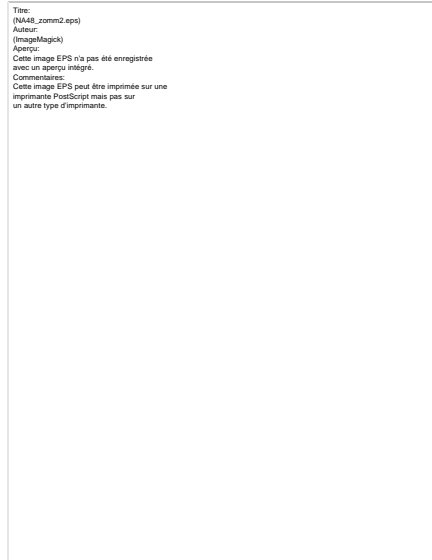


Figure 10 : Le détecteur de NA48 installé au CERN. Le long tube sous vide permet aux produits de désintégration des kaons d'atteindre le détecteur sans diffusion multiple ($\pi^+\pi^-$) ou conversion (photon de $\pi^0\pi^0$).

L'expérience KTeV utilise une seule cible pour produire deux faisceaux qui atteignent la zone de désintégration 90m en aval sous forme de K_L . L'un des faisceaux rencontre un régénérateur pour produire des K_S et les 4 modes sont détectés simultanément. La technique de mesure nécessite la connaissance précise de l'acceptance et donc une connaissance approfondie de la réponse du détecteur ce qui est réalisé grâce à l'analyse de nombreux canaux auxiliaires de désintégration. Ici le calorimètre électromagnétique est réalisé avec des cristaux de CsI (Figure 12), une technique elle aussi très performante en terme de résolution, même si la stabilité nécessite une calibration très soignée. Chacune des expériences a enregistré entre 1997 et 2000 de très grandes quantités de données qui représentent pour chaque mode plusieurs dizaines de millions de désintégrations $K \rightarrow \pi\pi$ et la précision statistique est donc acquise au niveau de 10^{-4} . L'analyse de NA48 est faite dans l'intervalle d'énergie [70-170] GeV et dans l'intervalle de temps propre équivalent à $3c\tau_S$ qui sont subdivisés pour faire l'ensemble des corrections dans chaque subdivision (E, $c\tau$). La stabilité du résultat est ensuite éprouvée dans diverses conditions afin de quantifier l'erreur systématique avec fiabilité. Le résultat de KTeV est obtenu en prenant en compte que le régénérateur produit un faisceau K_S avec une petite composante K_L et en déterminant de manière précise la correction d'acceptance moyenne.

Une fois toutes les corrections appliquées le résultat le plus récent de NA48 est $R=(0.99098\pm 0.00101(stat)\pm 0.00126(syst))$ ce qui correspond à $Re(\epsilon'/\epsilon)=(15.0\pm 1.7(stat)\pm 2.1(syst))\times 10^{-4}$. En incluant le résultat antérieur obtenu avec les données de 1997 le résultat global est :

$$Re(\epsilon'/\epsilon)=(15.3\pm 2.6)\times 10^{-4} \quad \text{NA48/CERN}$$

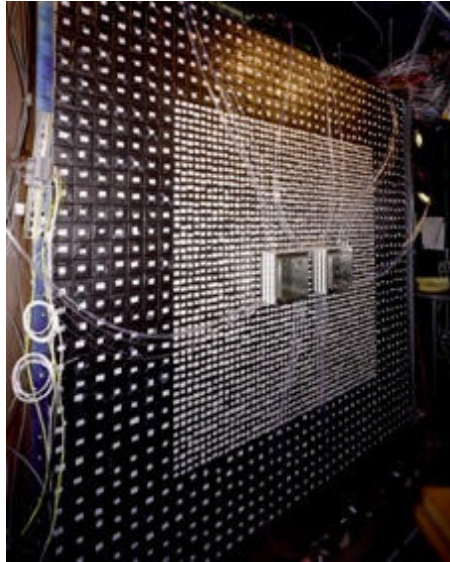


Figure 11 : Le calorimètre de l'expérience KTeV est composé de cristaux d'iodure de césium. On voit au centre le passage aménagé pour des faisceaux.

Le résultat le plus récent obtenu par KTeV avec les données de 1996/97 est $Re(\epsilon'/\epsilon)=(19.8\pm 1.7(stat)\pm 2.3(syst) \pm 0.6(MC))\times 10^{-4}$. Ce résultat a été combiné avec la nouvelle analyse de celui publié précédemment pour donner :

$$Re(\epsilon'/\epsilon)=(20.7\pm 2.8)\times 10^{-4} \quad \text{KTeV/Fermilab}$$

Le paramètre de la violation directe de CP a donc été mesuré avec une précision inégalée dont la valeur moyenne mondiale est :

$$Re(\epsilon'/\epsilon)=(17.2\pm 2.4)\times 10^{-4}$$

Ce résultat marquant obtenu après ~20 années d'efforts à Fermilab et au CERN démontre l'existence de la violation *directe* de **CP** dans le système $K^0 - \overline{K}^0$. Il apporte confirmation au Modèle Standard mais il reste toutefois aux théoriciens la tâche d'améliorer la précision de leurs calculs afin de permettre la détermination du triangle d'unitarité à partir de ϵ et ϵ' qui déterminent respectivement une hyperbole et une droite horizontale (Figure 13) dans le plan (η, ρ) des variables de Wolfenstein.

7. Les autres investigations.

L'expérience CPLEAR. Le théorème CPT exige que si la symétrie **CP** est violée alors la symétrie **T** l'est aussi avec une amplitude égale. Cette prédiction a été observée en 1998 par l'expérience CPLEAR installée au CERN. L'observation est faite avec le système des kaons neutres en observant les probabilités d'oscillation $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ et $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ qui sont images l'un de l'autre par renversement du temps. Le principe de l'expérience repose sur l'identification des K^0 et des \bar{K}^0 à des instants différents. Ils sont d'abord identifiés lors de leur production à $t=0$ dans la réaction $p\bar{p} \rightarrow K^- p^+ \bar{K}^0$ ou $p\bar{p} \rightarrow K^+ p^- K^0$ via l'identification de la charge du K chargé (règle $\Delta S = 0$) puis une seconde fois à l'instant t lors de leurs désintégrations semi-leptonique $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ et $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ qui elles aussi sont sélectives (règle $\Delta S = \Delta Q$). L'observation de l'asymétrie des taux de désintégration R à un temps $t=\tau$ des kaons produits à $t = 0$ est faite en mesurant le rapport A_τ :

$$\frac{R(\bar{K}^0_{t=0} \rightarrow \pi^- e^+ \nu_{t=\tau}) - R(K^0_{t=0} \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_{t=\tau})}{R(\bar{K}^0_{t=0} \rightarrow \pi^- e^+ \nu_{t=\tau}) + R(K^0_{t=0} \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_{t=\tau})} = (6.6 \pm 1.3_{\text{stat}} \pm 1.0_{\text{syst}}) \times 10^{-3}$$

Ceci apporte le premier résultat de l'observation directe [14] de la violation de la symétrie **T** (Figure 12).

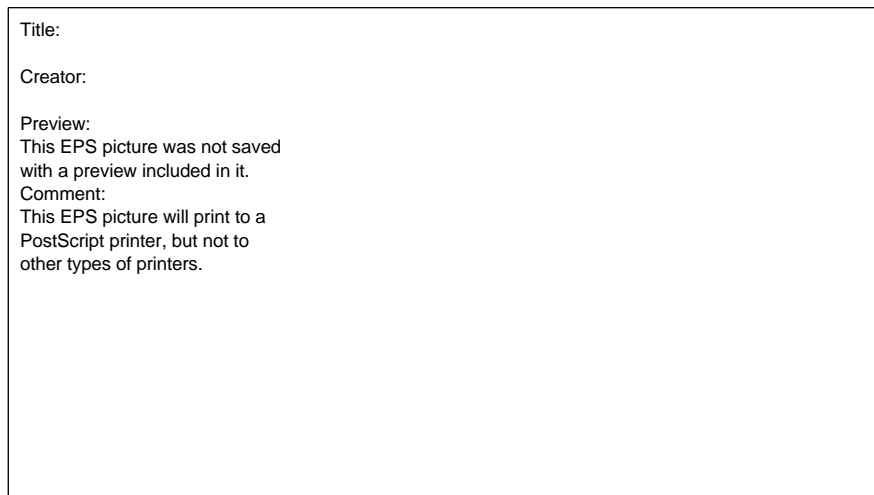


Figure 12 : L'asymétrie A_τ en fonction du temps propre du K^0 . La ligne horizontale représente l'ajustement moyen qui est compatible avec $4\text{Re}(\epsilon)$.

La désintégration $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

Ce mode de désintégration offre l'intérêt particulier d'être calculable théoriquement avec une précision de l'ordre de 3% en offrant la signature d'une violation *directe* de **CP**. Le rapport d'embranchement s'exprime sous la forme :

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 1.80 \times 10^{-10} \left(\frac{\text{Im} \lambda_t}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 = 4.16 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 \left(\frac{\overline{m_t}(m_t)}{167 \text{ GeV}} X(x_t) \right)^{2.30}$$

avec $\lambda_t = V_{ts}^* V_{td}$ qui peut être mesuré avec une précision de ~5% si la mesure du rapport d'embranchement est faite à 10%. Il offre ainsi un accès direct au paramètre η dans le triangle d'unitarité (Figure 13).

Le tâche expérimentale est toutefois immense car il faut observer un π^0 qui lui même provient d'une particule neutre et dont les autres compagnons sont des neutrinos indétectables. Ceci en présence d'un copieux bruit de fond provenant de $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ qui est 10^8 fois plus fréquent ! Le défi doit être relevé par deux expériences dans les 10 ans qui viennent: l'une à Brookhaven s'appelle KOPIO et l'autre au Japon qui dans sa phase I se déroule sous le sigle E391A.

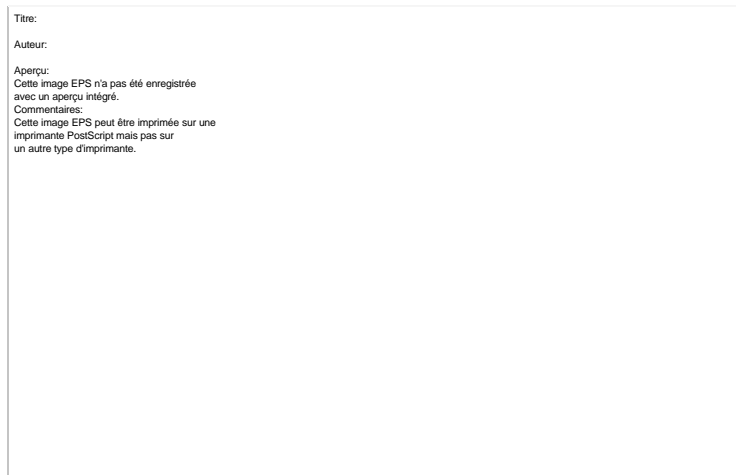


Figure 13 : Le triangle d'unitarité et les désintégrations qui permettent d'en déterminer les éléments.

Remerciements. Je tiens à remercier la Société Française de Physique pour l'atmosphère stimulante qui a prévalu durant la rencontre SFP2002 magnifiquement Organisée à Strasbourg. J'ai aussi un grand plaisir à remercier le Comité d'organisation de la Conférence ainsi que toutes les personnes du support administratif qui ont contribué à ce que ces journées soient un temps véritable de communication sur de très nombreux et passionnants sujets de physique.

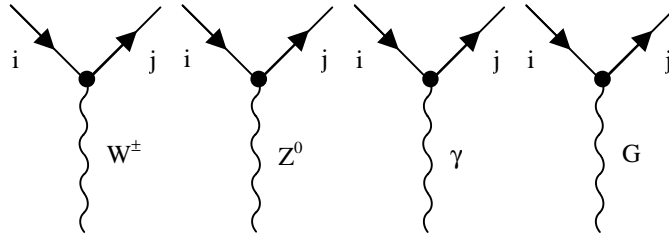
Annexe.

Mécanisme de GIM, matrice CKM et triangle d'unitarité.

Pour traiter des interactions électrofaibles dans cadre du Modèle Standard les leptons et les quarks sont groupés en doublets d'hélicité gauche que l'on écrit sous les formes respectives:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

Les diagrammes d'interactions entre quarks et bosons sont représentés par des vertex élémentaires tels par exemple :



Où i et j représentent les différentes saveurs de quarks : $i, j = u, d, c, s, t, b$. Les interactions entre quarks et bosons de jauge conservent la saveur ($i = j$) dans les processus dits à courants neutres qui mettent en jeu les bosons Z^0 , γ et G . Cette propriété introduite par Glashow, Iliopoulos et Maiani, connue sous nom de mécanisme de **GIM**, assure la suppression des courants neutres avec changement de saveur. Les transitions $\Delta S = \pm 1$ entre états électriquement neutres qui ne sont pas observées expérimentalement sont ainsi interdites.

Il y a changement de saveur ($i \neq j$) pour les processus à courants chargés qui font intervenir les bosons W^\pm . Dans l'exemple de la transition ($d \xrightarrow{W^+} t$) dont l'amplitude est caractérisée par $i \frac{g_2}{2\sqrt{2}} V_{td} \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$ l'intensité du couplage faible

est représentée par g_2 et V_{td} est l'un des coefficients complexes qui relient les états propres (d', s', b') de l'interaction faible aux états propres de masse correspondants (d, s, b). La correspondance entre (d', s', b') et (d, s, b) s'écrit sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Dans le cas de deux familles V_{CKM} se réduit à une simple matrice de rotation dont l'angle θ_c a été introduit par Cabibbo pour rendre compte des désintégrations des π et des K . En 1973, Kobayashi et Maskawa ont remarqué que le Modèle Standard ne peut rendre compte de la violation de **CP** avec les

quatre saveurs alors connues (u, d, s et c) mais qu'elle apparaît naturellement en y ajoutant au moins une famille de quark. La matrice V_{CKM} est essentiellement diagonale ce qui assure un couplage préférentiel entre les deux saveurs d'une même famille et un couplage d'autant plus faible entre familles que celles-ci ont des masses éloignées : c'est la hiérarchie des familles. Ceci a conduit Wolfenstein à proposer une écriture des éléments V_{ij} en fonction de 4 paramètres, λ , A , ρ et η , avec les relations suivantes :

$$\begin{aligned} V_{us} &= \lambda, & V_{cb} &= A\lambda^2, \\ V_{ub} &= A\lambda^3(\rho - i\eta) & V_{td} &= A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}), \\ V_{ts} &= -A\lambda^2 + A/2(1-2\rho)\lambda^4 - i\eta A\lambda^4 \\ & \text{avec } \bar{\rho} &= \rho(1 - \lambda^2/2) \text{ et } \bar{\eta} &= \eta(1 - \lambda^2/2) \end{aligned}$$

La matrice V_{CKM} s'écrit alors avec des éléments exprimés sous forme de développement en fonction du paramètre $\lambda = |V_{us}| = 0.22$ suivant :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

La matrice V_{CKM} est unitaire, pour assurer le mécanisme de **GIM**, ce qui s'exprime par les relations d'orthogonalité entre lignes et entre colonnes. Ainsi :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

En notant que $V_{cd}V_{cb}^* = -A\lambda^3 + \mathcal{O}(\lambda^7)$ est réel la relation précédente peut être représentée par le triangle d'unitarité (Figure 14) dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

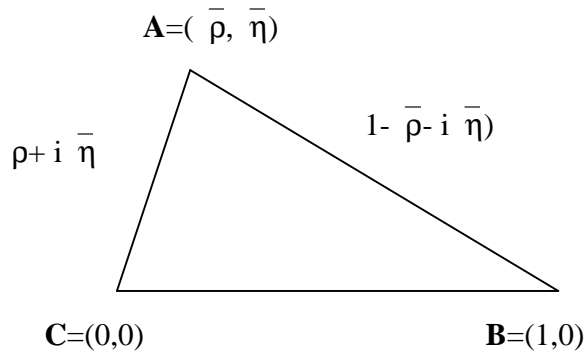


Figure 14 : Le triangle d'unitarité.

Références.

- [1] V. Ruhlmann-Kleider. Le LEP : des acquis historiques
Séance plénière SFP2001.
- [2] C.F. Powell. The Cosmic Radiation. Nobel Lecture, 1950.
- [3] 40 Years of Particle Physics. B. Foster et P. H. Fowler éditeurs.
Proceedings of the International Conference to Celebrate the 40th
Anniversary of the Discoveries of the π^- and V-particles.
Université de Bristol, 22-24 Juillet 1987.
- [4] J. Steinberger. L'avènement de la chambre à bulles
Courier CERN Vol. 41, mai 2001 p 24-28.
- [5] J. W. Cronin. The experimental Discovery of CP Violation.
Nishina Memorial Foundation, September 1993.
- [6] A. Pais. Inward Bound. Of Matter and Forces in the Physical World.
Clarendon Press, Oxford, 1986.
- [7] R. K. Adair. CP-Nonconservation-The early experiments.
A. Pais. CP-violation : the first 25 years
XXVth Anniversary of CP Violation Discovery.
Château de Blois 22-26 Mai, 1989².
CP Violation in Physics and Astrophysics. J. Tran Thanh Van éditeur.
Éditions Frontières.
- [8] V. L. Fitch. A personal view of the discovery of CP violation
Proc. Int. Conf. Symmetries in Physics, San Felice de Guixols, 1983
- [9] J. W. Cronin. CP symmetry violation-the search for its origin.
Rev. Mod. Phys. 53, 373, 1980.
- [10] R. Turlay. CP Violation. Int. Conf. on History of original ideas and
basic Discoveries in Particle Physics. Erice, 29 July-4 August 1994.
Plenum (1996) Nato ASI B352.
- [11] V. L. Fitch. The discovery of charge-conjugation parity asymmetry.
Rev. Mod. Phys. 53, 367, 1980.
- [12] K. Kleinknecht, Ann. Rev. Nucl. Sci. 1976.26:1-50
- [13] B. Winstein et L. Wolfenstein, The search for direct CP violation
Rev. Mod. Phys. Vol 65, N4, pp1113-1147 (1993)
- [14] A. Angelopoulos et al. CPLEAR Collaboration.
Physics at CPLEAR. Submitted to Physics Reports.