

## Introduction à la Violation de CP<sup>★</sup>

J.-M. FRÈRE

*Theoretical Physics Division, CERN, CH-1211 Geneva 23*<sup>†</sup>

### ABSTRACT

We present a simple introduction to CP violation, stressing the importance of CP as a natural symmetry of the gauge interactions, and its origin in scalar couplings. In section 5, named “CP against TCP” a particular treatment of the K system relates  $\epsilon'$  to the notion of explicit CP violation and stresses the importance of strong interaction phases, in close parallel to the situation in B mesons. For the sake of comparison, some notions about Left-Right symmetrical models are introduced; their contributions to other channels of CP violation are contrasted to those of the standard model.

The current version is written in French

CERN-TH-6394/92

February, 1992

---

★ Cours donné à l'Ecole d'Eté de Physique des Particules GIF91, au LPNHE, Ecole Polytechnique, Palaiseau ( France) 16-20 septembre 1991

† *Permanent address: Physique Théorique, CP225, Univ. Libre, Bruxelles, Belgium*



# Introduction à la violation de CP

J.-M. Frère

J'aurai dans ces trois cours, le privilège de présenter les aspects de principe de la “violation de CP”, et essaierai dans la mesure du possible d'en donner une image simple, si possible intuitive. J'envisagerai aussi un modèle alternatif au modèle standard [en l'occurrence le modèle à symétrie gauche-droite  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ ], afin d'étudier en quoi les prévisions théoriques peuvent différer de l'attente habituelle.

## 1. INTRODUCTION

### 1.1. VIOLATION DE CP

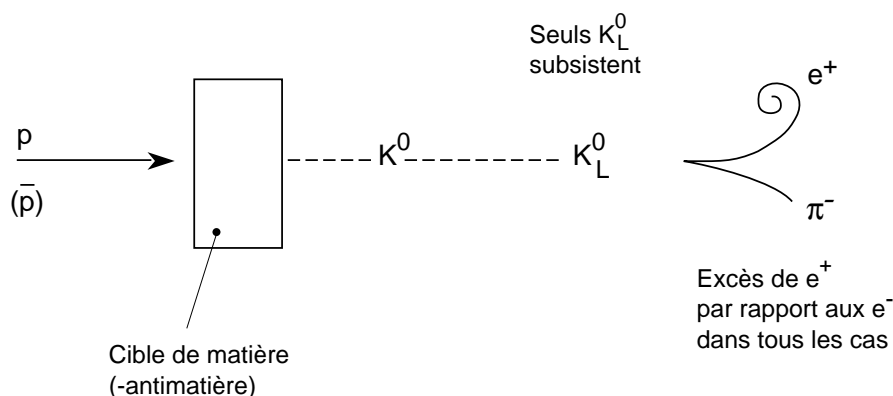
Dans son principe, la notion de “symétrie CP” est simple : on regarde une expérience réelle dans un miroir et l'on construit un appareillage identique à l'image réfléchie. En outre, on réalise cet appareil à l'aide d'antimatière (!). Comparant l'expérience initiale (trajectoire de particules, taux de branchement) à celle réalisée avec l'appareil conjugué de charge et de parité ainsi obtenu, on note que toute différence observée est une violation de la symétrie.

Le seul défaut de cette description est d'être irréalisable en pratique, du moins pour un appareillage macroscopique. Cette remarque est d'ailleurs générale pour toute symétrie discrète : si l'on veut décrire complètement, jusqu'à inclure l'observation, une expérience quelconque, la réalisation de l'expérience symétrique (sous la parité P, la conjugaison de charge C ou le renversement de temps T) est de toute évidence impossible.

Par contre, on peut, au niveau d'un petit nombre de particules élémentaires entrant en réaction, réaliser aisément des situations appropriées. En s'appuyant sur l'ordre de grandeur des énergies mises en jeu, et sur la disparité des échelles de temps, on peut alors argumenter que les asymétries éventuelles sont bien fondamentalement inhérentes au système microscopique observé, et que la présence des objets macroscopiques à grande distance (toujours constitués de matière) n'influence pas le déroulement local de l'expérience.

Même si l'on accepte d'emblée cette précaution oratoire, il faut en convenir, la description la plus usuelle de la violation de CP ("le méson  $K$  neutre de longue durée de vie se désintègre occasionnellement en deux pions") n'est en rien parlante, et un décodage considérable reste nécessaire pour relier cette formulation à notre point de départ.

On peut toutefois présenter (voir figure 1.1) une implication simple de l'analyse du système  $K^0$  en des termes proches de ceux envisagés plus haut. En fait, si l'ensemble de l'expérience est difficilement réalisable en laboratoire, nous possédons assez d'éléments pour en garantir le résultat.



**Figure 1.1**

Considérons en effet un faisceau de particules énergétiques (protons, pions) tombant sur une cible de matière. Si l'énergie est suffisante, des  $K_0$  sont produits. A une distance suffisante de la cible, seuls les  $K_{0L}$  subsistent; on observe leur désintégration semi-leptonique, et plus particulièrement, le rapport des taux de production de  $(\nu_e e^+ \pi^-)$  et  $(\bar{\nu}_e, e^- \pi^+)$ . On observe un léger excès des premiers.

$$R = \frac{\sigma(p + \text{cible} \rightarrow K_L^0 \rightarrow \nu_e e^+ \pi^-)}{\sigma(p + \text{cible} \rightarrow K_L^0 \rightarrow \bar{\nu}_e e^- \pi^0)} \equiv 1 + 4R\epsilon(\epsilon) \simeq 1.01 \quad (1.1)$$

Jusqu'ici rien ne permet d'affirmer une violation de CP, puisque le système de départ n'en est pas un état propre : rien de surprenant à ce qu'il en soit de même de l'état final ! Toutefois, on peut imaginer que l'expérience soit répétée à partir de chocs d'antiparticules sur une cible d'antimatière. Ici aussi, des  $K_0$  sont produits et la

même combinaison  $K_{0L}$  se caractérise par un temps de vol particulièrement long. Il en résulte que *le même excès de positrons par rapport aux électrons s'observe dans l'état final!*

Que l'on parte de matière ou d'antimatière, dans tous les cas, les positrons dominent les électrons à une distance suffisante de la cible. Il est donc clair que ce processus ne respecte pas la conjugaison de charge C puisqu'il est possible de définir de façon absolue le positron! Il est évident que cette différence constitue aussi nécessairement un exemple de violation de la symétrie CP, puisque dans l'évaluation des taux de production, on a sommé sur toutes les directions de désintégration et sur tous les états de polarisation.

## 1.2. VIOLATION DE T

Les théories lagrangiennes prévoient de façon très générale l'invariance des phénomènes physiques sous la conjugaison triple T,C,P. Il en résulte qu'à toute violation de CP doit s'associer une violation de T, le "renversement du temps". Il faut bien souligner que nous nous intéressons uniquement ici aux phénomènes microscopiques.

Il est, bien évidemment, un autre type de violation de la symétrie sous le renversement du temps, qui prend place au niveau macroscopique, et auquel se réfère le deuxième principe de la thermodynamique : on connaît le caractère irréversible de l'évolution de l'entropie et même, du vieillissement des êtres vivants. La mécanique statistique s'attache à décrire ces phénomènes à partir d'interactions microscopiques réversibles, qu'elles soient quantiques ou classiques.

La question à laquelle nous nous intéressons ici s'adresse à un niveau plus fondamental, puisqu'il s'agit d'envisager la réversibilité des processus microscopiques eux-mêmes, par exemple le mouvement d'une seule particule.

Dans la mécanique classique, les lois du mouvement d'un point sont invariantes sous T. En d'autres termes, si on prend un film d'un phénomène, par exemple le mouvement d'un pendule ou la chute d'une balle, et si on le projette à l'envers, un observateur non averti ne pourra se rendre compte de l'inversion, sur la base de la mécanique classique seule : les deux mouvements sont également réalisables (il n'en va pas de même si l'on envisage des phénomènes plus complexes, comme le fait

de verser un liquide, mais nous entrons là dans le domaine écarté plus haut de la mécanique statistique).

Il m'a paru amusant de donner comme deuxième exemple (cf. fig. 2) la trajectoire que suivrait un neutron dans un appareil comportant à la fois des champs électriques et magnétiques inhomogènes, si l'on suppose qu'un moment électrique dipolaire (E.D.M.) existe (un tel E.D.M. n'a pas encore été observé à ce jour, mais constitue l'un des domaines actifs de recherches de violation de T).

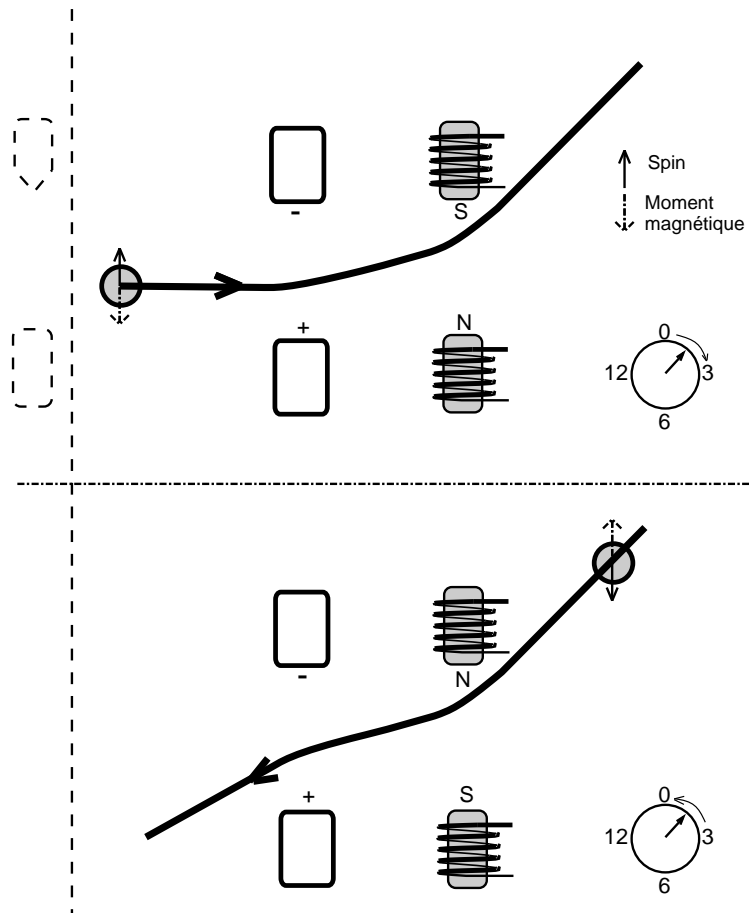


Figure 1.2

Un mot de commentaire peut s'avérer utile : la figure du haut montre le mouvement attendu avec le sens "habituel" du temps. On a représenté le spin (en pointillé) opposé au moment magnétique du neutron; le profil des pièces polaires, nécessaire à l'obtention d'un champ inhomogène, est donné à gauche du dessin. La figure du bas montre la trajectoire où le sens de  $t$  a été inversé, avec renversement du spin, mais

aussi du champ magnétique  $\vec{B}$ , le courant électrique changeant de sens. On voit que, en présence d'une interaction violant T, les deux trajectoires sont différentes. On pourrait donc de façon absolue déterminer si le film d'une telle expérience est projeté "à l'endroit" ou "à l'envers" !

## 2. INTERACTIONS DE JAUGE ET CONSERVATION DE CP

Dans ce chapitre, nous voulons montrer que la symétrie CP est la symétrie naturelle des fermions dans les théories de jauge.

Nos notations sont relativement standard. Le lecteur pourra se reporter notamment au cours de Landau et Lifschitz (Editions Mir) "Mécanique Quantique Relativiste" , dont nous adoptons les normalisations.

Le formalisme de choix pour évoquer cette question est celui des semi-spineurs à deux composantes. Dans un souci d'unification de la notation, nous nous conformons toutefois à l'habitude d'utiliser des spineurs de Dirac à 4 composantes, et introduisons les projecteurs  $L$  et  $R$ , définissant ainsi les fermions lévogyres ( $L$ ) et dextogyres ( $R$ ) (bien évidemment ces lettres se réfèrent respectivement aux appellations anglaises Left-handed et Right-handed).

Dans une large fraction des réactions dues aux interactions faibles, cette représentation d'hélicité s'avère utile à l'analyse, dans la mesure où les énergies des fermions participants sont importantes par rapport à leur masse. Dans la limite de masse nulle, un électron par exemple peut être vu comme une superposition de deux particules différentes ( $e_L$  et  $e_R$ ) n'ayant aucune interaction entre elles.

Au risque de paraître redondant, je voudrais insister sur cette vue des choses:  $e_L$  et  $e_R$  sont en fait deux types de particules différentes, que l'on pourrait désigner également par  $f_{1L}$  et  $f_{2R}$  et qui, pour l'essentiel, s'ignorent. Ce n'est que dans la mesure où leur interaction avec des champs scalaires est importante que ces particules sont véritablement associées. Pour rappel, nous écrivons l'équation de Dirac pour un 4-spineur  $\Psi$  de masse  $m$  :

$$(\not{p} - m)\Psi = 0 \tag{2.1}$$

où

$$\not{p} = p^\mu \gamma_\mu \tag{2.2}$$

notons :

$$\begin{aligned}
L &= \frac{1 - \gamma_5}{2}, R = \frac{1 + \gamma_5}{2}, R^2 = R, L^2 = L, R + L = 1, RL = LR = 0 \\
\Psi &= L\Psi + R\Psi = \frac{1 - \gamma_5}{2}\Psi + \frac{1 + \gamma_5}{2}\Psi \equiv \Psi_L + \Psi_R
\end{aligned} \tag{2.3}$$

multipliant successivement à gauche l'équation par  $L$  ou  $R$ , nous avons (on tient compte de  $\{\gamma_5, \gamma_\mu\} = 0, \gamma_5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ )

$$\begin{aligned}
L(\not{p} - m)\Psi &= 0 = \not{p}R\Psi - mL\Psi = 0 \\
\not{p}\Psi_R - m\Psi_L &= 0 \\
\not{p}\Psi_L - m\Psi_R &= 0
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Les équations se découpleraient, n'était la présence de la masse  $m$ , qui lie  $\Psi_L$  à  $\Psi_R$ .

Jusqu'ici nous n'avons pas établi de lien explicite entre les projecteurs  $L$  et  $R$  définis ci-dessus et l'hélicité de la particule. Ce lien est évident à partir de l'expression de l'opérateur de spin :

$$\frac{1}{2}\Sigma^\mu = \frac{1}{2}\gamma^0\gamma^5\gamma^\mu \tag{2.5}$$

Sa projection sur la direction du mouvement s'obtient en contractant avec un vecteur unité donné par :  $(0, \vec{p}/|\vec{p}|)$ , avec  $|\vec{p}| = |p^0|$  pour  $m = 0$ . Pour  $\Psi_L$ , l'équation de Dirac (Weyl) d'une particule de masse nulle se réduit aisément à

$$\vec{\Sigma} \cdot \vec{p} \frac{1 - \gamma_5}{2}\Psi = -\text{sign}(p^0) \cdot \frac{1 - \gamma_5}{2}\Psi \tag{2.6}$$

Pour des particules d'énergie positive, le spin est donc opposé au sens du mouvement (hélicité lévogyre ou négative). Pour des particules d'énergie négative (que l'on réinterprètera comme des antiparticules) l'hélicité est par contre positive (dexogyre).

Attardons-nous quelques instants encore au passage à la notion d'antiparticule. Si l'on développe  $\Psi$  en une superposition d'ondes planes, on écrit : ( $\lambda_-$  dénote une

hélicité négative,  $\omega = |p^0|$ )

$$\Psi_L(x, t) = \sum_{\substack{p^0 > 0 \\ \vec{p}}} a_{p^0, \vec{p}, \lambda_-} \frac{e^{-ipx}}{\sqrt{2\omega}} u(\omega, \vec{p}, \lambda_-) + \sum_{\substack{p^0 < 0 \\ \vec{p}}} a_{p^0, \vec{p}, \lambda_+} \frac{e^{-ipx}}{\sqrt{2\omega}} u(-\omega, \vec{p}, \lambda_+) \quad (2.7)$$

De façon à éviter les énergies négatives, on interprète la destruction d'une particule d'énergie négative comme la création d'une antiparticule d'énergie positive (le bilan énergétique étant ainsi conservé).

Par le même argument, le bilan de quantité de mouvement impose que l'antiparticule créée porte une valeur de  $\vec{p}$  opposée à celle de la particule détruite, et de même pour le spin  $\vec{\sigma}$ . Toutefois, l'hélicité  $(\vec{p} \cdot \vec{\sigma})/|\vec{p}|$  n'est manifestement pas affectée! Selon que l'on utilise le spin  $\vec{\sigma}$  ou l'hélicité, on écrira donc, introduisant l'opérateur de création d'antiparticule  $b^+$ ,

$$b_{\omega, \vec{p}, \vec{\sigma}}^+ = a_{-\omega, -\vec{p}, -\vec{\sigma}} \quad (2.8)$$

Il vient alors en posant  $v(\omega, \vec{p}, \lambda_+) \equiv u(-\omega, -\vec{p}, \lambda_+)$

$$\Psi_L(x, t) = \sum_{p^0 = \omega, \vec{p}} \left\{ a_{\omega, \vec{p}, \lambda_-} \frac{e^{-ipx}}{\sqrt{2\omega}} u(\omega, \vec{p}, \lambda_-) + b_{\omega, \vec{p}, \lambda_+}^+ \frac{e^{ipx}}{\sqrt{2\omega}} v(\omega, \vec{p}, \lambda_+) \right\} \quad (2.9)$$

Cette notation établie, nous poursuivons en montrant que les champs de jauge respectent la chiralité. Cette affirmation n'a strictement de sens pour une symétrie de jauge brisée que si l'on ne force pas les fermions à se trouver "sur la couche de masse", c'est-à-dire à satisfaire à l'équation de Dirac qui, comme nous l'avons vu, mélange les spineurs de différentes chiralités.

Posons  $\Psi_1 = \Psi_{1L} + \Psi_{1R}$ ; idem pour  $\Psi_2$ . Considérons le vecteur

$$V^\mu = \bar{\Psi}_1 \gamma^\mu \Psi_2 \quad (2.10)$$

on trouve aisément

$$V^\mu = \bar{\Psi}_{1L} \gamma^\mu \Psi_{2L} + \bar{\Psi}_{1R} \gamma^\mu \Psi_{2R} \quad (2.11)$$

(Selon les couplages considérés, on pourra identifier ou non  $\Psi_1$  et  $\Psi_2$ ).

Notons que  $\bar{\Psi}_{1L}$  correspond ici au conjugué de  $\Psi_{1L}$  c'est-à-dire

$$\bar{\Psi}_{1L} \equiv \overline{(\Psi_{1L})} = \left( \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi_1 \right)^+ \gamma_0 \quad (2.12)$$

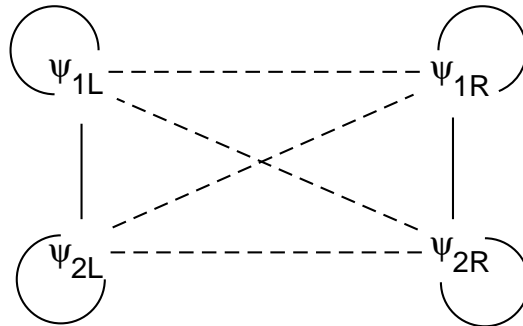
On voit par contre qu'une interaction scalaire mélange les chiralités droite et gauche. Si  $\phi$  représente un scalaire, une interaction de Yukawa s'écrira typiquement :  $\phi \bar{\Psi}_1 \Psi_2 + \text{conjugué hermitien (h.c.)}$ . On vérifie que ce terme s'écrit encore:

$$\phi(\bar{\Psi}_{1R} \Psi_{2L} + \bar{\Psi}_{1L} \Psi_{2R}) + h.c. \quad (2.13)$$

**[Exercice**

Etablir la relation équivalente pour un couplage pseudo-scalaire  $\phi' \bar{\Psi}_1 \gamma_5 \Psi_2 + h.c..]$

Si l'on se limite aux fermions  $\Psi_1$  et  $\Psi_2$ , l'image que nous voulons suggérer est la suivante



**Figure 2.1**

où les traits pleins représentent les transitions permises en principe par l'échange de bosons vectoriels, tandis que les traits discontinus représentent les transitions par l'intermédiaire des bosons scalaires. Nous avons en outre supposé dans ce tableau une conservation stricte du nombre fermionique.

Si l'on recherche donc - en dehors de considérations liées aux anomalies - l'élément constitutif minimum de l'interaction de jauge, on s'aperçoit qu'il suffit d'utiliser un fermion de chiralité donnée (dans un autre langage, un spineur à deux composantes).

Par exemple, si  $\mathcal{A}^\mu$  est un boson vectoriel

$$\mathcal{A}^\mu \bar{\Psi}_{1L} \gamma_\mu \Psi_{1L} \quad (2.14)$$

Toutefois, comme nous l'avons vu précédemment,  $\Psi_{1L}$  décrit soit la destruction d'un fermion d'hélicité gauche, soit la création d'un antifermion d'hélicité droite. Le contenu minimum d'une interaction de jauge est donc donné par :

- un fermion d'hélicité donnée
- l'antifermion d'hélicité opposée (tous deux décrits par le même semi-spineur)
- un boson vectoriel.

Déjà à ce niveau, on s'aperçoit que la symétrie de conjugaison de charge  $C$  (qui transforme une particule en son antiparticule) n'est pas garantie, de même la symétrie de parité  $P$  (inversion du signe des 3 coordonnées spatiales) n'est pas automatique. Bien sûr, dans des cas particuliers, l'interaction de base décrite ci-dessus pourra être complétée par l'introduction d'autres spineurs pour respecter  $C$  et  $P$  séparément. Toutefois, au niveau de l'interaction de base (2.14), la symétrie qui s'introduit naturellement est celle qui transforme un fermion lévogyre en antifermion dextrogyre [exemple familier : le neutrino "gauche" et son partenaire, l'antineutrino "droit"].

Cette symétrie est précisément réalisée par le produit des opérations  $CP$ . La symétrie  $CP$  est donc manifestement la symétrie de base des interactions de jauge. Toutefois, la description donnée par le seul spineur  $\Psi_L$  manque encore de symétrie, puisque fermion et antifermion y sont détruits et créés, respectivement. Il peut s'avérer utile d'introduire  $\Psi^{CP}$  qui assume les fonctions opposées. On peut réaliser cette opération au niveau des opérateurs de création et destruction en définissant :

$$\begin{aligned} [a_{\omega, \vec{p}, \lambda}]^{CP} &= \alpha b_{\omega, -\vec{p}, -\lambda} \\ [b_{\omega, \vec{p}, \lambda}]^{CP} &= \alpha' a_{\omega, -\vec{p}, -\lambda} \end{aligned} \quad (2.15)$$

où  $\alpha$  et  $\alpha'$  autorisent des facteurs de phase dans la définition des états conjugués.

Il est commode d'écrire également la forme que prend la transformation pour les  $\Psi$ . (2.15) nous montre notamment qu'il faudra nécessairement passer de  $\Psi$  à  $\bar{\Psi}$ ;

en fait, l'on a :

$$(\Psi^{CP})_i = i\gamma^0 U_{ij}^c \bar{\Psi}_j(t, -\vec{r}) \quad (2.16)$$

où la matrice  $U^c$  satisfait à :

$${}^t(U^c)\gamma^\mu = -\gamma^\mu U^c \quad (2.17)$$

Pour nous y référer dans la suite, nous rappelons enfin dans cette section la partie du Lagrangien du modèle standard relative aux quarks :

$$\mathcal{L}_{F-J} = i \sum_j \{ \bar{Q}_{Lj} D^\mu \gamma_\mu Q_{Lj} + \bar{u}_{Rj} D^\mu \gamma_\mu u_{Rj} + \bar{d}_{Rj} D^\mu \gamma_\mu d_{Rj} \} \quad (2.18)$$

$D_\mu$  est la dérivée covariante :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + igW_\mu^a T^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.19)$$

où  $T^a$  est le générateur approprié, c'est-à-dire  $\tau^a/2$  pour les fermions  $L$  et  $0$  pour les autres,  $Y$  désignant l'hypercharge faible et  $W, B$  les champs de jauge associés à  $SU(2)_L$  et  $U(1)$  respectivement.

Il peut s'avérer amusant de vérifier dans un exemple concret la conservation de la symétrie CP. A cette fin, nous proposons la figure 2.2, où nous évoquons de façon schématique la célèbre expérience de Wu<sup>[1]</sup>.

La réaction envisagée (dans un champ magnétique extérieur) est

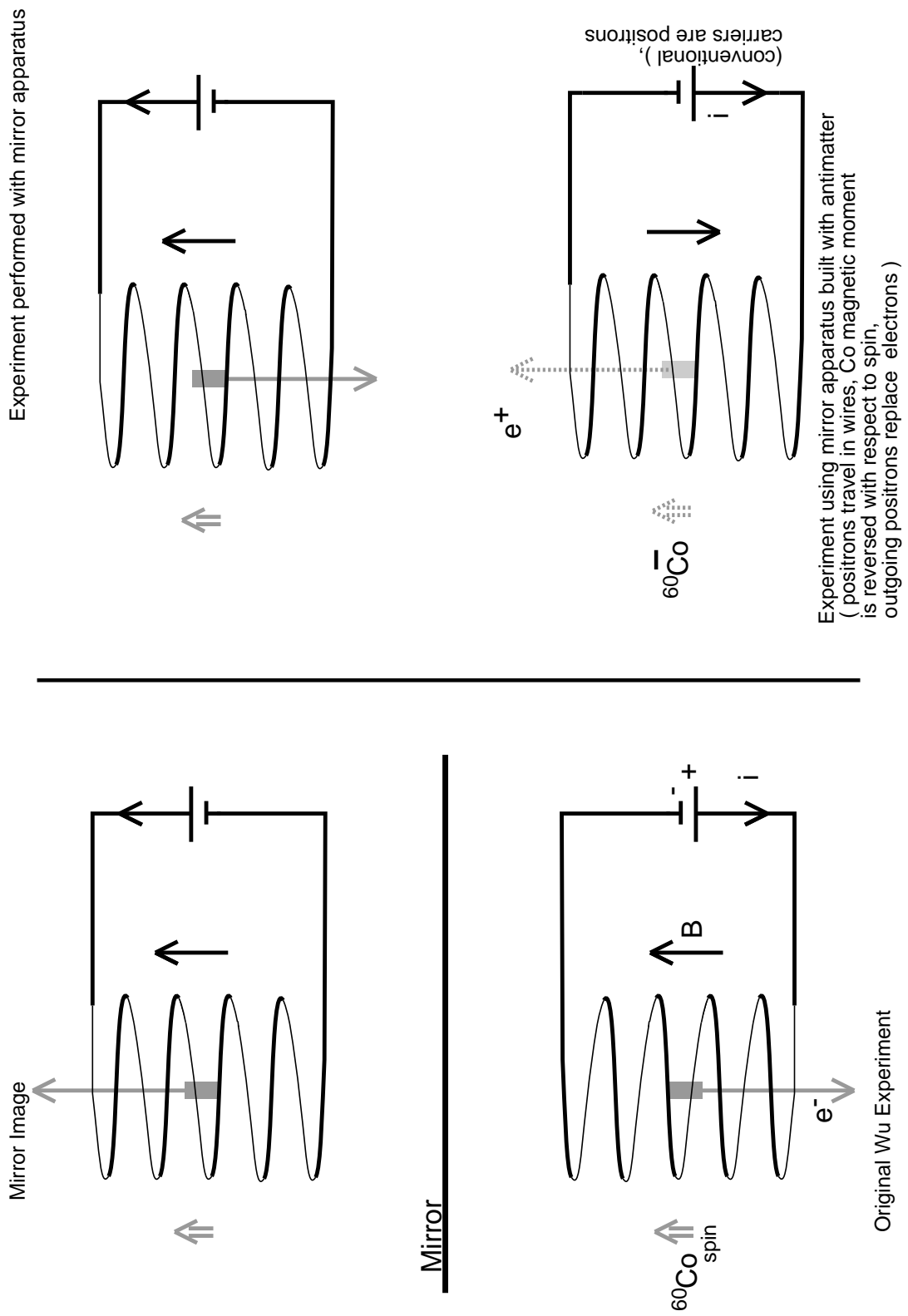
$$Co \rightarrow Ni + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.20)$$

Le spin du  $Co$  et du  $Ni$  sont de 5 et 4 respectivement. L'expérience réelle est présentée dans le coin inférieur gauche, et son image spéculaire dans le coin supérieur gauche. Dans le coin supérieur droit, on a représenté l'expérience qui serait réalisée *avec l'appareil vu dans le miroir*, dans le coin inférieur droit, de même mais avec *un appareil constitué d'antimatière*.

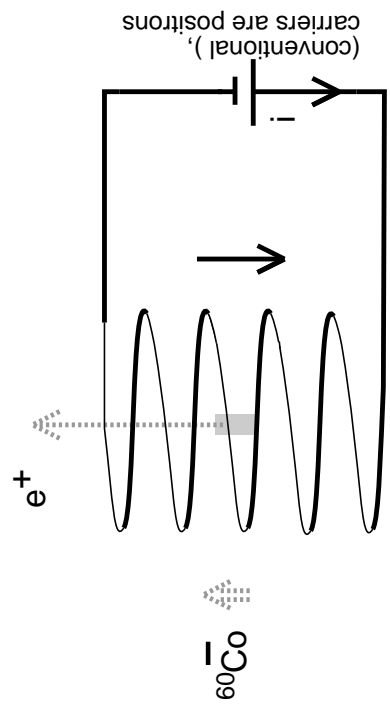
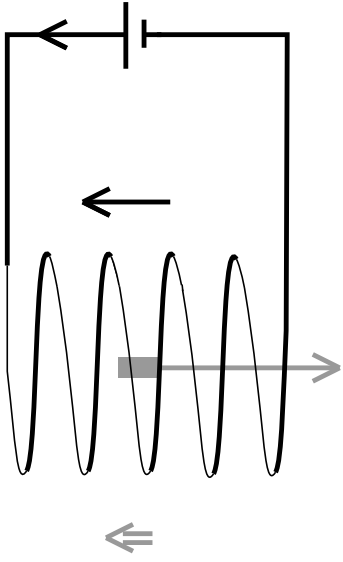
Il est facile d'interpréter ces diagrammes en supposant simplement

- interactions purement (axio)vectérielles
- masses négligeables
- le neutrino dextrogyre (s'il existe !) ne contribue pas à la réaction.

Nous laisserons ce soin au lecteur.



Experiment performed with mirror apparatus



Experiment using mirror apparatus built with antimatter  
 ( positrons travel in wires, Co magnetic moment  
 is reversed with respect to spin,  
 outgoing positrons replace electrons )

Figure 2.2

### 3. LES CHAMPS SCALAIRES ET LA VIOLATION DE CP

Nous débuterons ce chapitre en nous limitant au modèle “standard”, c’est-à-dire en ne demandant que le respect de la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  où  $Y$  désigne l’“hypercharge faible” bien connue.

Dans ce contexte, et avant toute brisure de symétrie, on distingue d’une part les quarks “dextrogyres”, qui ne participent pas aux transformations de jauge  $SU(2)_L$ , et qui sont donc représentés par des singlets :  $u_{iR}, d_{iR}$  et d’autre part les quarks “lévogyres” qui forment des doublets de  $SU(2)_L$ . Nous noterons ces doublets :

$$Q_{iL} \equiv \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Comme c’est la coutume, nous désignons par exemple par  $u_{iL}$  le spineur  $\Psi_{u_{iL}}$  associé à ce quark. L’indice de couleur est omis (tous les couplages que nous aurons à considérer sont diagonaux en couleur) et l’indice  $i$  représente la “famille” ou “génération” à laquelle le fermion appartient.

Nous insistons sur le fait que ces indices sont arbitraires dans une large mesure.

Rien jusqu’ici ne permet d’associer les spineurs  $u_{1R}$  et  $u_{1L}$  par exemple, puisqu’aucune interaction de jauge ne les associe. Par contre, le quark  $d_{iL}$  est formellement associé, par l’interaction de jauge, au quark  $u_{iL}$  [dans les modèles à symétrie étendue, par exemple le modèle  $LR$  à symétrie gauche-droite basé sur le groupe  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ , une relation similaire existe entre  $u_{iR}$  et  $d_{iR}$ ]. Fait bien connu, l’introduction d’une relation entre quarks  $L$  et  $R$  dans le respect de la symétrie  $SU(2)$  nécessite (du moins si l’on veut sauvegarder le nombre fermionique) l’introduction d’au moins un doublet scalaire.

Si l’on dispose de 2 doublets scalaires  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ , on écrira ainsi :

$$\mathcal{L}_Y = \lambda_{ij}^d \bar{d}_{iR} \Phi_1 Q_{jL} + \lambda_{ij}^u \bar{u}_{iR} \Phi_2 Q_{jL} + h.c. \quad (3.2)$$

L’analyse montre que les “hypercharges faibles” des doublets  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  sont opposées. On sait que  $\Phi_1^*$  se transforme de façon équivalente à  $\Phi_1$ , et dispose précisément de

l'hypercharge opposée. On se ramène de la transformation équivalente à la transformation identique par un changement de base et l'on introduit

$$\tilde{\Phi}_1 \equiv i\sigma_2 \Phi_1^* \quad (3.3)$$

qui jouit des propriétés requises, de sorte que l'on peut, si on le désire, dans le cadre du modèle standard, se passer du champ  $\Phi_2$  indépendant en identifiant simplement  $\Phi_2$  à  $\tilde{\Phi}_1$ .

Remarquons déjà que, indépendamment de toute brisure de symétrie, (3.2) est de nature à briser l'invariance sous CP, à la différence de l'interaction de jauge (2.19). En effet, nous avons observé que la transformation CP implique une permutation de  $\Psi$  et  $\bar{\Psi}$  (2.16) et nécessite donc la comparaison des termes explicitement représentés dans (3.2) et de leurs conjugués hermitiens. Il en résulte que des coefficients  $\lambda^u$  ou  $\lambda^d$  non réels conduiront à un Hamiltonien d'interaction qui ne respecte pas la symétrie CP. Une fois encore, pareille circonstance ne peut apparaître dans les termes de jauge (2.18).

Notons toutefois que si des coefficients  $\lambda$  complexes suggèrent une violation de CP, celle-ci ne sera pas nécessairement toujours observable ni même réalisée. Nous aurons l'occasion d'y revenir dans la suite.

En pratique, dans les réactions envisagées aux accélérateurs actuels, la brisure de la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)$  joue un rôle dominant (il n'en est pas de même dans la phase de création de l'univers et de la matière observée aujourd'hui, où les questions d'invariance sous CP sont primordiales). Il est de coutume de choisir d'orienter la "valeur moyenne dans le vide" du champ  $\Phi_1$  dans la direction:

$$\langle \Phi_1 \rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Comme la charge électrique est supposée conservée, ceci définit la composante électriquement neutre de  $\Phi_1$ , et associe en même temps les quarks  $d_{iR}$  et  $d_{jL}$  (en leur donnant une masse). Nous insistons sur le fait que ce n'est qu'à posteriori que cette association suggérée par l'emploi de la même lettre pour les partenaires  $L$  et  $R$  est justifiée. Par exemple, le choix tout aussi légitime d'orienter la valeur moyenne dans la direction  $\begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix}$  aurait associé  $u_R$  à  $d_L$ !

Il ne faut y voir aucune contradiction, mais simplement le reflet d'une exigence abusive de notre part dans le choix initial des notations. Cette parenthèse fermée, nous voyons que des matrices de masses des quarks  $u$  et  $d$  nous sont données (dans l'hypothèse  $\tilde{\Phi}_1 \equiv \Phi_2$ ,  $v = v^*$ ) par :

$$\mathcal{L}_{mass} = \lambda_{ij}^d \bar{d}_{Ri} d_{Lj} v / \sqrt{2} + \lambda_{ij}^u \bar{u}_{Ri} u_{Lj} v / \sqrt{2} + h.c. \quad (3.5)$$

Dans le domaine de basse énergie, et en général dans les désintégrations, l'effet des masses s'avère prépondérant sur celui des interactions faibles. Il s'avère donc commode de diagonaliser (3.5). Dans ce but, nous introduirons les 4 matrices unitaires  $U_L, U_R, V_L, V_R$  et les états propres de masse  $u', d'$  :

$$\begin{aligned} u_{(L,R)i} &= U_{(L,R)ij} u'_{(L,R)j} \\ d_{(L,R)i} &= V_{(L,R)ij} d'_{(L,R)j} \end{aligned} \quad (3.6)$$

qui, par définition des états propres nous permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{v}{\sqrt{2}} U_R^+ \lambda^u U_L &= \begin{pmatrix} m_u & & \\ & m_c & \\ & & m_t \end{pmatrix} \\ \frac{v}{\sqrt{2}} V_R^+ \lambda^d V_L &= \begin{pmatrix} m_d & & \\ & m_s & \\ & & m_b \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.7)$$

tous les  $m$  étant définis positifs (rappelons que le signe de la masse d'un fermion n'a pas de sens en soi, puisqu'il suffit de redéfinir  $\Psi_R \rightarrow -\Psi_R$  par ex., pour l'inverser; seul le signe relatif des masses est important).

Cette opération a donc diagonalisé la masse des fermions. Pour autant qu'un seul champ scalaire couple à  $u_R$  et un seul à  $d_R$ , il est trivial de vérifier que l'interaction de tous les champs scalaires neutres est diagonalisée (pas de "courants neutres changeant l'étrangeté").

Il en est de même des interactions vectorielles neutres, pour lesquels les courants prennent la forme :

$$j_F^\mu = \bar{q}_i \cdot \gamma^\mu (\alpha + \beta \gamma_5) q_i \quad (3.8)$$

où  $q_i$  représente génériquement  $u_{L,R}$ ,  $d_{L,R}$ . Le passage aux états propres  $q'$  n'affecte pas  $j^\mu$ , en vertu de l'unitarité des matrices  $U$  et  $V$ . Seules les interactions avec

échange de charges seront affectées par la diagonalisation de la matrice de masse. Par exemple, pour la partie fermionique du courant chargé gauche, on a :

$$\begin{aligned} j_F^{\mu+} &= \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{u}_{Li} \gamma^\mu L d_{Lj} \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}'_L U_L^\dagger V_L \gamma^\mu L d'_L \end{aligned} \quad (3.9)$$

Seule la combinaison  $U_L^\dagger V_L$  s'avère observable.

**[Exercice**

Vérifier que la même combinaison s'introduit pour les couplages scalaires chargés.]

On note

$$U_L^\dagger V_L = K \quad (3.10)$$

où  $K$  est la matrice de Kobayashi-Maskawa.

Combien de degrés de liberté trouvons-nous dans cette matrice ?

La seule contrainte reposant sur  $K$  est l'unitarité :

$$K K^\dagger = 1 \quad (3.11)$$

Pour  $n$  générations,  $K$  compte  $n^2$  éléments complexes, soit  $2n^2$  paramètres réels, sur lesquels (3.11) impose  $n^2$  conditions réelles; il reste donc  $n^2$  degrés de liberté.

Il est commode de distinguer parmi ceux-ci des phases et des angles de mélange à proprement parler. La comparaison avec une matrice réelle (orthogonale)  $n \times n$  nous montre qu'il faut en général  $\frac{n(n-1)}{2}$  angles de mélange. On a donc :

$$\text{nombre de phases} = n^2 - n(n-1)/2 = n(n+1)/2 \quad (3.12)$$

En principe donc, même pour  $n = 1$ , une phase reste présente, et pourrait engendrer une violation de CP.

Il faut toutefois observer que le modèle "standard" possède encore une grande invariance de reparamétrisation, jusqu'ici inexploitée. En effet, la phase associée a priori à un champ fermionique n'a de sens que si nous pouvons la mesurer. En l'absence de source extérieure permettant de contrôler les champs individuels, seules les interactions propres au Lagrangien considéré peuvent assumer cette tâche.

Force est toutefois de constater que le “modèle standard” est plus riche en particules qu’en interactions susceptibles de les contraindre. Par exemple, aucune interaction chargée - possible en principe - n’affecte les quarks  $R$ . De même, la multiplication des “familles” ne s’accompagne pas d’interactions de jauge les unifiant.

C’est donc largement dans ce manque d’unification de l’interaction - et dans la présence de représentations triviales de  $SU(2)_L$  - qu’il faut chercher l’origine de l’invariance de paramétrisation que nous allons maintenant utiliser. Nous sommes en effet parfaitement libres dans le cas présent d’opérer une redéfinition :

$$u'_L = e^{i\alpha} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1} & & \\ & e^{i\alpha_2} & \\ & & e^{-i(\alpha_1+\alpha_2)} \end{pmatrix} u''_L \quad (3.13)$$

où les  $u_L$  sont des vecteurs colonnes dans l’espace des familles - nous nous sommes limités ici à 3 familles, mais le principe est clair. Nous avons aussi séparé une phase globale, de façon à garder une matrice unimodulaire. Dans le cas de  $n$  familles, on dispose ainsi de  $n$  phases. La même transformation - nous utiliserons cette fois des phases  $\beta_i$  - s’applique aux quarks  $d_L$ .

Bien évidemment, le caractère réel des masses ne sera conservé dans (3.7) que si la même transformation est appliquée aux quarks  $R$ . L’expérience nous a déjà montré toutefois, que dans le cas de  $SU(2)_L \times U(1)$ , ces matrices redéfinissant les quarks  $R$  n’apparaissent pas dans la formulation finale.

La transformation (3.13) modifie  $K$  en  $K'$ , selon le chemin suivi entre (3.10) et (3.11) pour donner :

$$K' = e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} e^{-i\alpha_1} & & \\ & e^{-i\alpha_2} & \\ & & e^{i(\alpha_1+\alpha_2)} \end{pmatrix} K \begin{pmatrix} e^{i\beta_1} & & \\ & e^{i\beta_2} & \\ & & e^{-i(\beta_1+\beta_2)} \end{pmatrix} e^{i\beta} \quad (3.14)$$

On voit dans (3.13) que les  $2(n-1)$  phases présentes dans les matrices peuvent être utilisées pour redéfinir  $K$ . Par contre, seule la combinaison  $\beta - \alpha$  (et pas  $\alpha + \beta$ ) apparaît. Il en résulte donc que l’on peut (au plus) éliminer  $2(n-1) + 1$  phases.

Revenant à (3.12) on s’aperçoit donc qu’il reste, après reparamétrisation :

$$N_{standard} = n(n+1)/2 - (2n-1) = \frac{(n-1)(n-2)}{2} \quad (3.15)$$

d’où il devient évident qu’un nombre de générations au moins égal à 3 est nécessaire

pour observer une violation de CP dans le modèle standard, selon le mécanisme proposé par Kobayashi et Maskawa.

#### 4. LE MODELE $LR$ - QUELQUES ELEMENTS

Lorsque l'on introduit le modèle standard, on insiste d'ordinaire sur le rôle crucial joué par l'absence du neutrino droit pour expliquer la violation de parité. Lorsqu'on tient compte des quarks toutefois, on s'aperçoit (par exemple dans les expériences de diffusion e-deutérium) que, en dépit de la présence de quarks  $u_R$  et  $d_R$ , seules les composantes  $L$  participent à l'interaction.

La conclusion est donc évidente : la violation de parité est due à l'interaction de jauge (brisée) et pas au contenu en particules. Il est d'ailleurs trivial d'adjoindre un  $\nu_R$  au modèle standard, sans aucune conséquence observable. Devant cette constatation, on peut être tenté de rétablir à haute énergie la symétrie  $LR$  en étendant la symétrie de jauge au groupe  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ , en plaçant cette fois les fermions dans les doublets :

$$Q_{iR} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_R \quad Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \quad L_{iL,R} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_{L,R} \quad (4.1)$$

On notera au passage que le groupe  $U(1)$  agit sur les fermions avec des charges mesurées par  $B - L$  (réminiscentes de l'unification par le groupe  $SU(10)$ ). Les bosons de jauge  $W_L^\mu$  et  $W_R^\mu$  agissent séparément sur ces fermions selon la dérivée covariante:

$$D^\mu = \partial^\mu + ig_L W_R^{\mu a} T_L^a + ig_R W_R^{\mu a} T_R^a + ig' \frac{(B - L)}{2} B^\mu \quad (4.2)$$

La disparité entre interactions  $L$  et  $R$  ne peut plus s'expliquer que par la différence de masses entre bosons  $W_L$  et  $W_R$ , lors de la brisure de symétrie. En fait, on montre aisément que, par l'introduction de champs scalaires supplémentaires (par exemple, triplets droits et gauches) on peut briser le modèle  $LR$  pour retrouver le modèle standard comme limite de basse énergie.

Les limites expérimentales *directes* sur la masse des bosons  $R$  sont relativement peu contraignantes, particulièrement dans le cas où les neutrinos  $\nu_R$  acquièrent une masse de Majorana élevée, stérilisant ainsi les courants leptoniques  $R$ . Dans tous les cas des masses de  $W_R^\pm$  de l'ordre de 5 à 600 GeV s'avèrent en général suffisantes.

Le système de bosons scalaires nécessaire à la brisure du  $SU(2)_L$  restant, et à l'obtention des masses des fermions s'avère aussi plus large que celui requis dans le modèle standard, puisque l'on doit introduire un "bidoublet"  $\Phi(1/2, 1/2, 0)$  que l'on peut encore visualiser à basse énergie comme les 2 doublets standards introduits plus tôt

$$\lambda \bar{Q}_R \Phi Q_L \equiv \lambda (\bar{u} \bar{d})_R \begin{pmatrix} \phi_2^0 & \phi_1^+ \\ \phi_2^- & \phi_1^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (4.3)$$

On notera qu'outre des valeurs moyennes dans le vide  $\langle \phi_2^0 \rangle = v_2/\sqrt{2}$ ,  $\langle \phi_1^0 \rangle = v_1/\sqrt{2}$ , l'introduction du couplage  $\lambda' \bar{Q}_R \tilde{\Phi} Q_L$  est encore nécessaire à l'obtention d'une matrice de mélange non triviale. Il en résulte malheureusement que les champs scalaires neutres survivant à la brisure de symétrie peuvent être responsables d'interactions violant l'étrangeté. On suppose en général que la masse de ces champs scalaires, surnuméraires par rapport au modèle standard, est suffisamment élevée pour que leur rôle soit négligé.

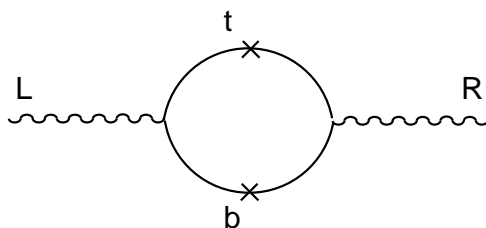
Nous ne voulons pas entrer ici dans les détails du modèle  $LR$ , ni même dans ceux de la violation de CP dans ce cadre, et nous contenterons dans la suite d'en évoquer divers aspects, à titre de comparaison avec l'attente de modèle standard. Le lecteur soucieux d'étudier de plus près ces aspects trouvera dans la réf. 2 les estimations les plus récentes, et surtout, les références nécessaires.

Pour le moment, nous voulons en revenir au comptage des phases. Le cheminement est en fait plus simple que dans le modèle standard. Nous pouvons dupliquer la procédure menant de (3.9) à (3.10) dans le secteur  $R$ , et trouvons ainsi une deuxième matrice de mélange observable (nous utiliserons donc les notations  $K_L$  et  $K_R$ ). Comme précédemment (avant redéfinition des phases), chacune de ces matrices compte  $n(n-1)/2$  angles de mélange et  $n(n+1)/2$  phases.

On peut, arbitrairement, choisir de procéder à la redéfinition (3.13) pour éliminer autant de phases que possible de la matrice  $K_L$ . Toutefois, une rotation simultanée des quarks  $R$ , nécessaire pour maintenir (3.7) affectera maintenant  $K_R$ . Il n'est donc pas possible en général d'éliminer simultanément les phases de  $K_L$  et  $K_R$ , même pour  $n < 3$ .

Supposant les opérations précédentes effectuées, on comptera donc  $(n-1)(n-2)/2$  phases pour  $K_L$  et  $n(n+1)/2$  phases pour  $K_R$ . S'il n'existait pas de mélange

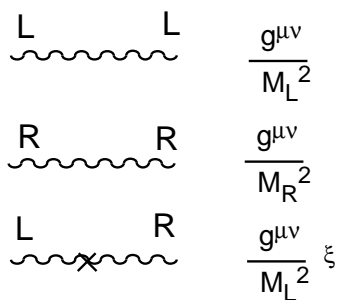
entre bosons  $W_L$  et  $W_R$ , on pourrait encore réduire ce nombre de phases d'une unité. En effet, écrivons  $K_R = e^{i\alpha} K'_R$ . Dans toute désintégration ou interaction de quark(s) où un boson  $W_R$  est émis puis réabsorbé, on observe la compensation de la phase  $\alpha$ . Toutefois, le mélange entre  $W_L$  et  $W_R$  existe, soit du fait des bosons scalaires, soit même par des boucles de fermions (dans ce diagramme, nous avons symbolisé la transition chirale liée à la masse des quarks par une croix).



**Figure 4.1**

Il en résulte que les particules physiques sont des mélanges  $W_1$  et  $W_2$ . En pratique, toutefois, le mélange est suffisamment faible ( $< .5\%$ ) pour qu'on le traite comme une simple perturbation.

Nous aurons donc à tenir compte, à basse énergie, du propagateur de  $W_L$ ,  $W_R$ , et de leur mélange. Négliant le transfert d'impulsion devant la masse, on aura respectivement  $\frac{g^{\mu\nu}}{M_L^2}$ ,  $\frac{g^{\mu\nu}}{M_R^2}$ ,  $\frac{g^{\mu\nu}}{M_L^2} \cdot \xi$  pour les propagateurs des  $W_L$  et  $W_R$  et pour le propagateur avec mélange.



**Figure 4.2**

La présence du mélange  $LR$  permet donc l'émission virtuelle d'un  $W_R$ , sa transformation en  $W_L$  et son interaction sous cette forme. On obtient alors un graphe proportionnel à  $K_L^+ K_R$ , ce qui rend la phase de  $K_R$  observable! Il en résulte que, dans le modèle  $LR$ , la violation de CP peut intervenir même pour 1 génération! (indépendamment de toute violation due aux interactions fortes et aux anomalies).

De tels effets peuvent résulter, par exemple, en un moment électrique dipolaire important pour le neutron. Nous reviendrons dans la suite à cette comparaison

entre modèle standard et  $LR$ , mais tournons-nous maintenant vers des aspects plus phénoménologiques.

## 5. CP CONTRE TCP

Dans cette section, nous revenons à une discussion plus phénoménologique de la brisure de la symétrie CP. Sans conteste, une des preuves les plus tangibles de la violation de CP serait d'établir directement une différence de comportement entre particule et antiparticule, ainsi que nous l'avons suggéré dans l'introduction. En fait, les propriétés les plus évidentes d'une particule sont sa masse, et son temps de vie. Des différences entre particule et antiparticule dans ces domaines seraient une preuve de la violation de CP, puisqu'aucun effet de P n'apparaît dans la masse, et que le temps de vie résulte d'une sommation sur tous les modes de désintégration possibles, ce qui rend la situation symétrique sous P. Toutefois, des effets aussi évidents sont interdits pour des théories lagrangiennes locales, en raison du théorème TCP.

Si on prend l'exemple de l'évolution d'un  $K^0$ , on voit ainsi que les éléments de matrice de l'opérateur d'évolution  $S$  (ou de l'hamiltonien),  $\langle K^0 | S | K^0 \rangle$  et  $\langle \bar{K}^0 | S | \bar{K}^0 \rangle$  sont liés par TCP, ce qui implique l'égalité des temps de vie et des masses. Toutefois, cette égalité ne s'applique qu'au temps de vie global de la particule : rien n'interdit d'envisager des taux de désintégration partiels différents, pour autant au le bilan global soit respecté.

Nous traiterons dans ce paragraphe le cas du système  $K^0$ , en ignorant temporairement un effet dominant, à savoir le mélange  $K^0 - \bar{K}^0$ . Pour académique que paraisse cette étude, nous verrons qu'elle s'avère riche d'enseignements, jetant d'une part un éclairage sur la signification du paramètre  $\epsilon'$ , et ouvrant d'autre part la voie à l'étude de processus similaires dans le cas des quarks lourds  $B$ .

Le théorème TCP nous impose donc :

$$\tau^{-1}(K^0) = \Gamma(K^0 \rightarrow x) + \Gamma(K^0 \rightarrow y) + \dots = \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \bar{x}) + \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \bar{y}) + \dots = \tau^{-1}(\bar{K}^0) \quad (5.1)$$

mais n'implique en rien l'égalité de  $\Gamma(K^0 \rightarrow x)$  et  $\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \bar{x})$ . Toutefois, si notre

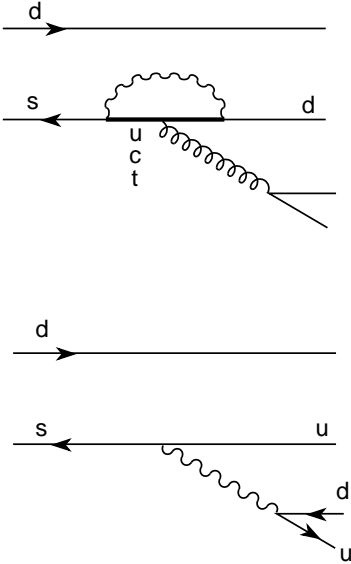
calcul établit une telle différence, par exemple :

$$\begin{aligned}\Gamma(K^0 \rightarrow 2\pi^0) &= a + x \\ \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi^0) &= a - x\end{aligned}\tag{5.2}$$

il faudra qu'une (ou plusieurs) autre(s) voie(s) de désintégration compense(nt) cette différence. Pour la consistance du calcul, il est donc nécessaire que l'existence des canaux complémentaires apparaisse explicitement dès l'évaluation de (5.2).

C'est ce que nous allons montrer, en nous limitant au domaine des désintégrations en  $2\pi$  (rappelons que nous négligeons temporairement les effets de mélange). Les modes de désintégration en  $2\pi$  peuvent s'analyser dans diverses bases. Deux bases s'avèreront particulièrement importantes : celle, naturelle aux interactions fortes, où les états sont classés en fonction de l'isospin, et celle propre aux interactions macroscopiques - y compris avec les détecteurs - où la charge électrique joue un rôle prédominant. Ces bases sont reliées par :

$$\begin{aligned}|2\pi, I = 2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\pi^+\pi^- + \pi^-\pi^+ + 2\pi^0\pi^0) \\ |2\pi, I = 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}(\pi^+\pi^- + \pi^-\pi^+ - \pi^0\pi^0)\end{aligned}\tag{5.3}$$



Figures 5.1a ,5.1b

Travaillant d'abord dans la base d'isospin, nous remarquons que les divers diagrammes de désintégration (fig. 5.1) ne contribuent pas également aux deux canaux d'isospin (par exemple, la fig. 5.1a ne contribue qu'à  $I = 0$ , tandis que 5.1b contribue aux deux amplitudes). Les trois familles de quarks interviennent dans 5.1a et une phase violant CP y apparaîtra en général, tandis que cela ne pourra être le cas pour 5.1b. Il en résulte que des phases "faibles" différentes affecteront les deux canaux. Nous désignerons dans la suite par  $\xi_0$  et  $\xi_2$  ces phases. Notons que si l'amplitude  $K^0 \rightarrow 2\pi, I = 0$  est affectée d'une phase  $\xi_0$ , l'amplitude conjuguée  $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$  sera affectée de la phase opposée  $-\xi_0$ , ainsi qu'il résulte clairement de la considération de (3.9) et de son conjugué hermitien.

Nous devons maintenant tenir compte de la présence d'interactions fortes (fig. 5.2). Elles sont diagonales dans la base d'isospin et nous leur attribuons des phases  $\delta_0$  et  $\delta_2$  respectivement. Notons que ces phases ne dépendent que de l'état d'isospin des pions, et nullement de leur origine ! Lors du passage de  $K^0$  à  $\bar{K}^0$ , ces phases ne seront donc pas affectées.

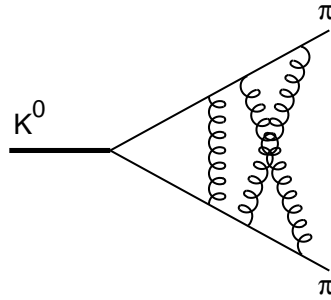


Figure 5.2

Nous pouvons donc écrire :

$$\begin{aligned}
 A(K^0 \rightarrow 2\pi, I = 0) &\equiv A_0 = a_0 e^{i\xi_0} e^{i\delta_0} \\
 A(K^0 \rightarrow 2\pi, I = 2) &\equiv A_2 = a_2 e^{i\xi_2} e^{i\delta_2} \\
 A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, I = 0) &\equiv \bar{A}_0 = a_0 e^{-i\xi_0} e^{i\delta_0} \\
 A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, I = 2) &\equiv \bar{A}_2 = a_2 e^{-i\xi_2} e^{i\delta_2}
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$

Si nous nous intéressons aux différences de largeurs partielles entre  $\Gamma(K^0 \rightarrow 2\pi, I = 0)$  et  $\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, I = 0)$ , nous voyons que (5.4) nous apporte un résultat nul, puisque toutes deux sont proportionnelles à  $|a_0|^2$ .

Ce résultat est attendu, puisque

- le calcul n'introduit aucun canal susceptible de compenser une différence
- la phase  $\xi_0$  aurait de toute façon pu être éliminée par une redéfinition de quarks (au prix de modifier  $\xi_2$ ).

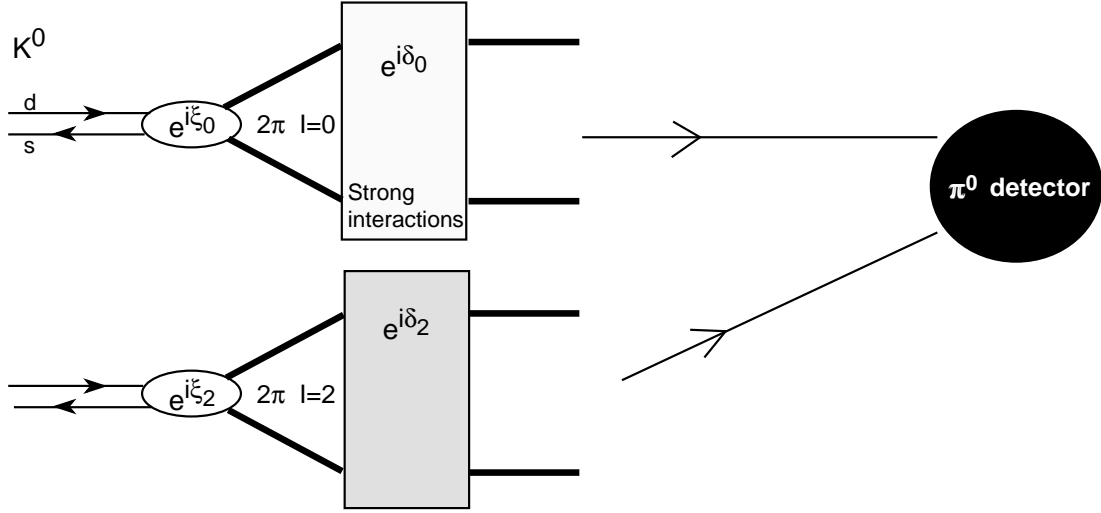


Figure 5.3

Pour observer un effet significatif, nous devons produire une interférence entre les différents termes de (5.4). Une telle interférence est introduite par l'appareillage macroscopique, puisqu'une fois séparés les pions ressentent surtout les effets électromagnétiques. En particulier, les détecteurs sélectionnent, non les états propres d'isospin, mais ceux de charge (cf. fig. 5.3). Pour le mode neutre, nous avons donc :

$$A(K^0 \rightarrow 2\pi^0) = \frac{-1}{\sqrt{3}}a_0 e^{i\xi_0} e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{2}{3}}a_2 e^{i\xi_2} e^{i\delta_2} \quad (5.5)$$

Il en résulte, à des facteurs cinématiques près :

$$\begin{aligned} \Gamma(K^0 \rightarrow 2\pi^0) &\sim \frac{1}{3}a_0^2 + \frac{2}{3}a_2^2 - \frac{2\sqrt{2}}{3}a_0 a_2 \cos(\xi_0 - \xi_2 + \delta_0 - \delta_2) \\ \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi^0) &\sim \frac{1}{3}a_0^2 + \frac{2}{3}a_2^2 - \frac{2\sqrt{2}}{3}a_0 a_2 \cos(-\xi_0 + \xi_2 + \delta_0 - \delta_2) \end{aligned} \quad (5.6)$$

Les relations (5.6) nous montrent donc une différence entre les rapports de branchement  $K^0 \rightarrow 2\pi^0$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi^0$ . L'interférence des modes  $a_0$  et  $a_2$  est évidente, et nous livre l'identité du canal compensateur, à savoir  $\pi^+\pi^-$  (vérifier !). En outre, il apparaît clairement dans (5.6) que la présence simultanée des phases faibles  $\xi$ , et des interférences dues aux interactions fortes  $\delta$ , est nécessaire.

En effet, la différence de largeurs s'évanouit si  $\delta_0 = \delta_2$  (dans ce cas,  $\pi^0\pi^0$  et  $\pi^+\pi^-$  ne sont pas mélangés par les interactions fortes). En outre, une connaissance précise des déphasages dus aux interactions fortes s'avère ici nécessaire à déterminer expérimentalement, dans ce canal, la différence de phases faibles ( $\xi_0 - \xi_2$ ). Dans le cas du système du  $K$ , cette exigence est assez facilement satisfaite, notamment en raison du faible nombre de canaux importants de désintégration (on peut aussi recourir à des considérations d'unitarité : voir par exemple la ref 3). Toutefois, cette détermination devient problématique dans des systèmes plus complexes, et il s'avère prudent, si l'on veut obtenir des tests sensibles du modèle standard, de rechercher des signaux qui ne dépendent pas des déphasages forts.

Nous ne voulons pas clore ce chapitre sans quelques remarques supplémentaires.

- Tout d'abord, la différence des branchements  $K^0 \rightarrow 2\pi^0$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi^0$  est déterminée dans le calcul ci-dessus, par la différence ( $\xi_2 - \xi_0$ ). Cette différence est précisément celle qui apparaît dans la définition du paramètre de violation de CP  $\epsilon'$  (voir plus loin). S'il existe, heureusement, des techniques de mesure plus fines pour déterminer  $\epsilon'$ , son interprétation peut toutefois se ramener au raisonnement ci-dessus, justifiant l'appellation de "violation explicite du CP" qui lui est souvent réservée.
- On pourrait s'étonner de ne voir apparaître que des interactions de jauge dans la fig. 5.1, alors que nous avons longuement insisté sur le fait que les interactions scalaires sont responsables de la violation de CP. En fait, la situation de basse énergie nous force à diagonaliser les masses des quarks, c'est-à-dire à tenir compte effectivement, dans les états externes comme dans les propagateurs, des interactions scalaires. Dans cette base, la violation de CP est (artificiellement) transférée sur le caractère non diagonal de l'interaction de jauge.
- Dans la section précédente, nous avons très librement redéfini les phases associées aux champs de fermions, affirmant que (en l'absence d'anomalies) seules les phases maintenues par cette reparamétrisation étaient observables comme violation de CP. Il peut s'avérer intéressant de vérifier cette affirmation dans le cas envisagé ici, en redéfinissant par exemple de façon arbitraire le quark  $s$  :  $s' = e^{i\alpha} s$ , et en examinant les modifications des quantités  $A_0, A_2$  qui en résultent.

## 6. SYSTEME DU $K$

L'on sait que la seule évidence de violation de CP nous provient du système du  $K_0$ . Ce système présente deux particularités importantes, qui rendirent l'observation possible. Tout d'abord, les interactions faibles - en l'absence même de toute violation de CP - mélangent (au second ordre en  $G_F$ ) les états propres  $K_0$  et  $\bar{K}_0$ .

Idéalement, pour CP conservé, on aurait les états propres :

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_0\rangle + |\bar{K}_0\rangle) & CP = 1 \\ |K_2^0\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_0\rangle - |\bar{K}_0\rangle) & CP = -1 \end{aligned} \quad (6.1)$$

Le mode  $2\pi$  étant un état propre avec  $CP = +1$  (facile à vérifier en considérant le cas particulier  $\pi^0\pi^0$ ) on voit que la conservation de CP entraînerait

$$K_2^0 \not\rightarrow 2\pi \quad (6.2)$$

En outre, la cinématique vient ici à notre secours, et le mode hadronique\* suivant,  $3\pi$ , accessible à  $K_2^0$  est fortement supprimé par l'espace des phases. Il en résulte une différence de temps de vie énorme entre les deux états physiques.

Dans un faisceau de  $K^0$ , on s'attend donc à une disparition rapide de la composante  $K_1^0$ , et seule la composante  $K_2^0$  subsistant, à une disparition du mode ( $2\pi$ ). Toutefois, on mesure effectivement une désintégration en  $2\pi$  de l'état propre à vie longue (que nous désignerons maintenant par  $K_L^0$ , par opposition à la composante à vie courte,  $K_S^0$ ). Traditionnellement, cet effet est mesuré par le rapport des amplitudes :

$$\frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \simeq \epsilon \quad (6.3)$$

La source de la violation de CP (6.3) peut bien évidemment se situer, soit dans la désintégration des états  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  eux-mêmes (comme nous l'avons vu au chapitre

---

\* On notera que  $K_1^0 \rightarrow 3\pi$  n'implique pas nécessairement une violation de CP; c'est seulement le cas si les  $3\pi$  ont des moments angulaires relatifs nuls.

précédent), soit dans la diagonalisation conduisant aux états  $K_L^0$  et  $K_S^0$ . Nous limitant pour l'évolution du  $K^0$  aux trois canaux ( $\bar{K}^0, 2\pi, I = 0, I = 2$ ), nous devons envisager maintenant 3 phases relatives se rapportant aux amplitudes

$$\begin{aligned} A(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) &= M_{12} \\ A(K^0 \rightarrow 2\pi, I = 0) &= a_0 . e^{i\xi_0} . e^{i\delta_0} \\ A(K^0 \rightarrow 2\pi, I = 2) &= a_2 . e^{i\xi_2} . e^{i\delta_2} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Remarquons encore que la matrice  $M_{ij}$ , décrivant l'évolution du système  $K^0 - \bar{K}^0$  selon :

$$i\partial_t \begin{pmatrix} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix} = (M_{ij}) \begin{pmatrix} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

ne peut être hermitienne : ce système  $K^0 - \bar{K}^0$  n'est pas fermé en soi, et une perte de probabilité est nécessaire pour tenir compte des désintégrations, notamment en  $2\pi$ . On écrira donc :

$$M_{ij} = m_{ij} - i\frac{\Gamma_{ij}}{2} \quad (6.6)$$

chacune des matrices étant maintenant hermitienne. Parler de violation de CP en se limitant au système  $K^0 - \bar{K}^0$  n'aurait aucun sens. En effet, la violation de CP ne s'observe que lors des désintégrations !

Cette remarque triviale a sa contrepartie au niveau de la définition des phases. En effet, il n'y a pas de sens à parler de la partie imaginaire de  $m_{ij}$  ! Une simple redéfinition des quarks  $s \rightarrow e^{i\alpha}s$  et  $\bar{s} \rightarrow e^{-i\alpha}\bar{s}$  suffit en effet à l'éliminer. Comme on s'y attend physiquement, c'est la phase relative entre  $m_{ij}$  et les amplitudes de désintégration qui importe. D'ailleurs, cette phase intervient directement dans  $\Gamma_{ij}$ . Le choix habituel consiste à choisir de poser  $\xi_0 = 0$ , choix justifié par le fait que le mode  $I = 0$  domine largement (d'un facteur 20 dans les amplitudes) le mode  $I = 2$ . Ce choix permet donc en pratique de négliger la phase de  $\Gamma_{12}$ . Nous renverrons pour plus de détails le lecteur à la présentation très claire de Bell et Steinberger<sup>[3]</sup>.

Ayant consenti à ce choix de phase, et moyennant quelques approximations, on obtient :

$$\frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \epsilon + \epsilon' \quad (6.7)$$

$$\frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = \epsilon - 2\epsilon' \quad (6.8)$$

$$\epsilon = \frac{e^{i\pi/4} \text{Im}(m_{12})}{2\sqrt{2} \text{Re}(m_{12})} \quad (6.9)$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\Gamma/2 + \delta_2 - \delta_0)} \frac{\text{Im}(A_2 e^{-i\delta_2})}{A_0 e^{-i\delta_0}} \quad (6.10)$$

[nous avons dû introduire les phases  $\delta_0$  et  $\delta_2$  dans (6.10) pour nous conformer à notre définition (4.4)].

Les états propres  $K_L$  et  $K_S$  sont donnés par

$$\begin{aligned} K_L &= \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}} (K_2^0 + \epsilon K_1^0) \\ K_S &= \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}} (K_1^0 + \epsilon K_2^0) \end{aligned} \quad (6.11)$$

On notera que le facteur  $e^{i\pi/4}$  qui apparaît dans (6.9) résulte d’une approximation du rapport  $\Delta\Gamma/\Delta m$ . Le fait que  $\Delta\Gamma$  et  $\Delta m$  soient comparables dans le système du  $K$  est responsable de la valeur de la phase de  $\epsilon$ . Les phases de  $\epsilon'$  et  $\epsilon$  sont en fait très proches.

De (6.11) et (6.7), (6.8) on voit que, si la violation de CP paramétrisée par  $\epsilon$  peut être attribuée au mélange  $K^0 - \bar{K}^0$ ,  $\epsilon'$  ne peut en résulter, puisque ce paramètre affecte différemment les canaux  $\pi^0 \pi^0$  et  $\pi^+ \pi^-$ . En fait, l’essentiel de la violation de CP observée provient bien de la différence de phase entre l’amplitude de mélange  $m_{ij}$  et l’amplitude dominante de désintégration  $A_0$ . Comme annoncé, le paramètre  $\epsilon'$  mesure la différence de phase  $\xi_2 - \xi_0$ , et est donc directement relié à la “violation explicite de CP” envisagée au chapitre précédent.

La petitesse de  $\epsilon'/\epsilon$  évoque les modèles “superweak”. Bien que le sens de cette appellation ait pu évoluer avec le temps, nous nous y référerons comme à des modèles où la violation de CP du système  $K_0$  peut être ramenée entièrement dans la paramétrisation du secteur  $\Delta S = 2$  (comme c’est le cas de  $\epsilon$ ).

Les prédictions pour la valeur de  $\epsilon'/\epsilon$  dans le modèle standard ont varié considérablement dans le temps, d’une part en raison de l’incertitude sur les paramètres ( $m_t$ , angles de mélange), d’autre part en raison de la difficulté à calculer les éléments de matrice des opérateurs relevant, dans un domaine où les interactions fortes sont dominantes. Les valeurs actuelles sont en accord avec l’expérience (réf. 4).

Nous voudrions, quant à la violation de CP observée dans le système de  $K$ , souligner deux points :

- la violation de CP, observée dans le domaine de basse énergie, est extrêmement faible, plus encore que la valeur  $|\epsilon| = 2.2 \cdot 10^{-3}$  ne le suggère.
- la faible valeur expérimentale  $\epsilon'/\epsilon = (2.2 \pm 1.1)10^{-3}$ , (donnée par le particle data group) montrant que  $\epsilon'/\epsilon$  est au plus d'ordre  $10^{-3}$  peut apparaître comme un argument solide en faveur des modèles “superweak”. Cette conclusion est toutefois hâtive.

Nous développons d'abord le deuxième point, le premier sera envisagé dans le chapitre suivant. En effet, en lisant la définition de  $\epsilon'$  (6.10), ou en se référant à notre première approche de la violation explicite de CP, on voit que ces effets nécessitent l'interférence entre  $a_0$  et  $a_2$ . Pour des raisons largement étrangères à CP, on a ( $|a_0| \simeq 20|a_2|$ ), et de ce fait, la disparité des amplitudes impose une suppression  $a_2/a_0$ , à toute manifestation de violation explicite de CP dans ce système. Pour juger du caractère “superweak” ou non du modèle, il faut en fait comparer (à des facteurs  $\sqrt{2}$  près),  $|\epsilon'/\epsilon|$  à cette contrainte “cinématique”  $|a_2/a_0| \sim 5 \cdot 10^{-2}$ . On voit que la suppression observée n'est, dans l'état actuel de l'expérience, que légèrement supérieure à un ordre de grandeur.

## 7. $\epsilon, \epsilon'$ ET LE MODELE $LR$

Nous avons mentionné à la fin de la dernière section que l'importance de la violation de CP était en quelque sorte surévaluée par le paramètre  $\epsilon$ . La raison en est bien connue : si nous choisissons, comme c'est traditionnel d'annuler  $\xi_0$ , le calcul de  $\epsilon$  se ramène à l'équation (6.9) où  $m_{12}$  est donné par  $\langle \bar{K}_0 | S | K_0 \rangle$ . Le numérateur de cette expression mesure bien la première quantité observable violant CP. Toutefois, la quantité à laquelle on le rapporte naturellement, la différence de masse entre  $K_L^0$  et  $K_S^0$  est déjà fortement supprimée dans le modèle standard.

L'absence de courants neutres violant l'étrangeté reporte en effet à l'ordre 4 en  $g$ , cette différence de masse. De plus, la suppression de Glashow-Iliopoulos-Maiani réduit encore l'importance du diagramme en “boîte” qui la décrit. Il importe, pour comprendre la nature unique du modèle  $LR$ , de rappeler brièvement ce mécanisme. On se réfère au graphe de la fig. 7.1.

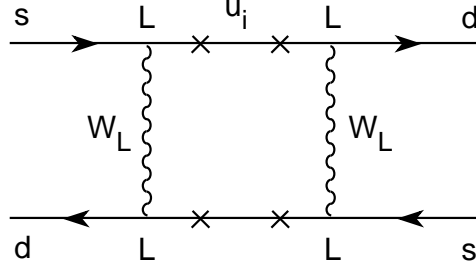


Figure 7.1

L'évaluation de ce diagramme suppose en principe d'intégrer

$$\sum_{i,j} \int d^4k \left( \gamma_\mu K L \frac{\not{k} + m_{ui}}{k^2 - m_{ui}^2} \gamma_\nu K^+ L \right)_{21} \left( \gamma_\nu K L \frac{\not{k} + m_{uj}}{k^2 - m_{uj}^2} \gamma_\mu K^+ L \right)_{21} \left( \frac{1}{k^2 - M_L^2} \right)^2 \quad (7.1)$$

où  $L$  désigne le projecteur gauche, et où on a négligé les impulsions extérieures devant la variable d'intégration.  $M_L^2$  est la masse du boson de jauge (nous n'envisagerons pas ici les corrections radiatives). A première vue, l'intégrale diverge si l'on néglige  $k^2$  devant  $M_L^2$ .

Toutefois on s'aperçoit que, pour  $|k|$  grand, le terme dominant s'annule. On a en effet, pour  $|k| \gg m$ ,

$$\gamma^\mu K L \frac{\not{k}}{k^2} \gamma^\nu K^+ L \sim (K K^+)_{21} = 0 \quad (7.2)$$

en vertu de  $K K^+ = 1$ . En outre, la chiralité purement  $L$  interdit la contribution des termes linéaires en  $m$  (il suffit de commuter les projecteurs  $L$  pour s'en convaincre). Le même raisonnement s'appliquant aux deux propagateurs fermioniques, l'intégrale est convergente même sans tenir compte des propagateurs des bosons. Nous symbolisons cette situation sur le graphe en mentionnant explicitement (par des croix) les deux insertions de masses nécessaires pour chaque propagateur. Enfin, calculs faits, l'élément de matrice à évaluer

$$\langle K_0 | \bar{s} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} d \bar{s} \gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} d | \bar{K}_0 \rangle = 1/3 B f_K^2 m_K \quad (7.3)$$

subit à son tour une forte "dépression chirale" représentée ici par le facteur  $f_K$ . Le facteur  $B$ , traditionnel, représente ici l'écart entre la valeur exacte de l'élément de

matrice, et son évaluation en ne considérant que la seule contribution du vide comme état intermédiaire. La valeur de  $B$  reste fort incertaine, et des chiffres variant de  $1/3$  à  $3$  ont été proposés.

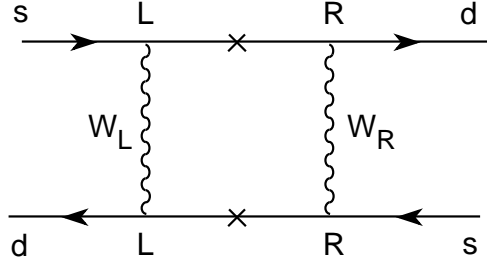
Signalons enfin que, dans le modèle standard, comme nous l'avons déjà observé, les 3 familles doivent intervenir, les angles de mélange - très faibles - avec la 3ème génération diminuent donc encore l'expression, et l'on obtient après corrections radiatives

$$|\epsilon|_{SM} \simeq 1.34 s_2 s_3 \sin \delta (1 + 860 S \left( \frac{m_t^2}{M_L^2} \right) s_2 Re K_{ts}) \quad (7.4)$$

$$S(x) \simeq x \left( \frac{1}{4} + \frac{9}{4} \frac{1}{1-x} - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-x)^2} \right) - \frac{3}{2} \left( \frac{x}{1-x} \right)^3 \log x$$

Nous renverrons le lecteur à la littérature (par exemple réf. 4) pour une discussion des corrections radiatives conduisant à ce résultat.

La situation s'avère fort différente dans le modèle  $LR$ . Négligeant provisoirement le mélange  $\xi$  entre  $L$  et  $R$ , on observe immédiatement que l'analogie du diagramme en boîte est nettement moins supprimé.



**Figure 7.2**

Même en supposant  $K_L \equiv K_R$ , le jeu des opérateurs de projection permet une contribution au premier ordre dans les masses fermioniques pour chaque propagateur. Il en résulte que l'intégrale diverge si l'on néglige  $k^2$  dans les propagateurs des  $W$ , comportement qui se manifeste par une dépendance en  $\ln \frac{m_{quark}}{M_L}$  du résultat. De plus, la structure chirale de l'opérateur résultant est différente, et la suppression précédente, dans l'approximation de saturation par le vide est mitigée par un facteur  $\frac{m_K}{m_S}$ . Il en résulte un renforcement considérable de la transition  $K^0 - \bar{K}^0$  dans le

modèle  $LR$ , ainsi que l'ont noté G. Beall et al.<sup>[5]</sup>. Il est en fait commode d'écrire

$$\langle K^0 | S | \bar{K}^0 \rangle_{LL} = A \cdot \frac{1}{M_L^2} \cdot \frac{1}{M_L^2} \quad (7.5)$$

et, de façon similaire

$$\langle K^0 | S | \bar{K}^0 \rangle_{LR} = A \cdot \frac{1}{M_L^2} \cdot \frac{1}{M_R^2} X \quad (7.6)$$

où  $X$  est le facteur global de renforcement résultant de ces diverses considérations. Tenant compte des corrections radiatives, on arrive à  $X = 230$  (on trouvera une mise à jour de la violation de CP dans le modèle  $LR$  et les références utiles dans la réf. 2). La première constatation est une limite très forte sur la valeur de  $M_R$ . La différence de masse entre  $K_0$  et  $\bar{K}_0$  étant en effet obtenue avec le bon ordre de grandeur dans le modèle standard, il ne s'agit pas de compromettre ce résultat. Tenant compte des incertitudes pesant sur l'évaluation (notamment du facteur  $B$ ), on admet typiquement une contribution  $LR$  égale tout au plus à la contribution habituelle. Dans l'hypothèse  $K_L = K_R$ , ceci conduit à

$$M_R \geq 1.6 \text{ TeV} \quad (7.7)$$

Toutefois, on remarque aussi que le renforcement (7.6) apporte précisément le genre d'effet recherché dans l'établissement dynamique d'un modèle "superweak". Nous allons montrer en effet que ce renforcement ne s'exerce pas dans les transitions  $\Delta S = 1$ . En outre, nous savons que le modèle  $LR$  possède plus de phases que le modèle  $L$ , en fait, une violation de CP dans le modèle  $LR$  ne requiert pas nécessairement l'intervention de la 3ème famille de quarks (elle subsiste même pour les angles de mélange négligeables).

La raison pour laquelle  $\epsilon'$  n'est pas "renforcé" dans le modèle  $LR$  de façon comparable à  $\epsilon$  est très simple. Les processus contribuant à  $\epsilon'$ , c'est-à-dire aux phases  $\xi_0$  et  $\xi_2$  des amplitudes  $\Delta S = 1$  ne renferment qu'un seul boson  $W$  (les contributions d'ordre supérieur en  $G_F$  étant évidemment négligeables). Les corrections radiatives résultant des interactions fortes sont aveugles à la chiralité  $L$  ou  $R$  des couplages de  $W$ , aussi longtemps que l'on néglige le mélange  $LR$ .

On peut obtenir facilement un ordre de grandeur des contributions attendues. Supposons en effet que la violation de CP soit dominée par les phases associées en  $W_R$ . C'est en particulier le cas si on néglige les angles de mélange à la 3ème famille. On obtient

$$|\epsilon| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{\text{Im}(m_{12})}{\text{Re}(m_{12})} \simeq \frac{AM_L^{-2}M_R^{-2}X}{AM_L^{-2}M_L^{-2}} \sin \phi \quad (7.8)$$

où l'on a supposé  $M_R$  suffisamment grand pour que l'essentiel de  $\text{Re}(m_{12})$  provienne de secteur  $L$  seul, et où  $\phi$  correspond à une combinaison des phase présentes.

Pour les amplitudes  $I = 0$  et  $I = 2$ , on aura typiquement

$$\xi_{0,2} \simeq \frac{M_R^{-2} \sin \phi'_{0,2}}{M_L^{-2}} \quad (7.9)$$

où  $\phi'_0$  et  $\phi'_2$  sont des combinaisons appropriées. Tenant compte de  $|a_0/a_2| \sim 20$ , on obtient

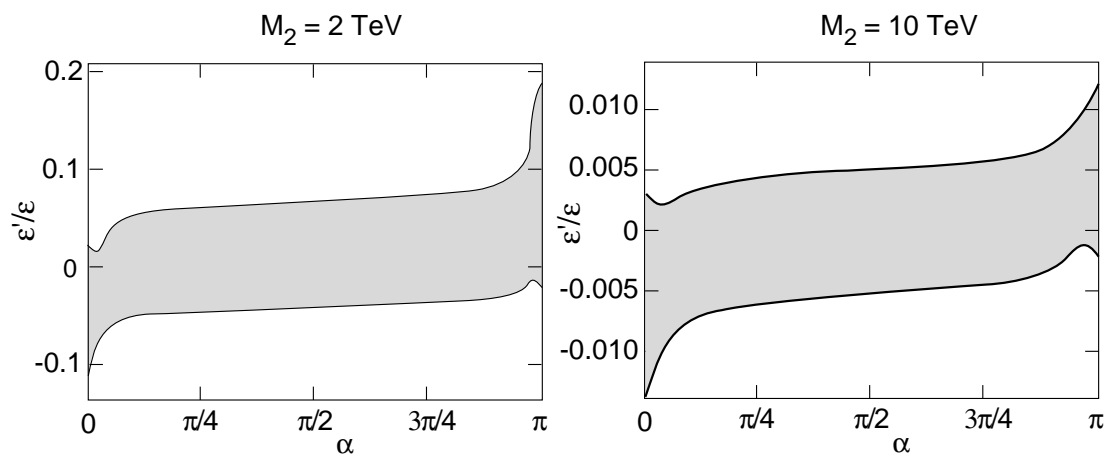
$$\left| \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right| \sim \frac{2 \sin \phi'}{20 \sin \phi} \frac{1}{X} \quad (7.10)$$

Si l'on suppose  $\phi'$  et  $\phi$  du même ordre de grandeur, on voit qu'une valeur typique de  $(\epsilon'/\epsilon)$  sera  $3 \cdot 10^{-4}$ . Bien évidemment, il ne s'agit là que d'un ordre de grandeur pour l'obtention duquel nous avons accepté des hypothèses brutales.

Malheureusement, le nombre de paramètres élevé du modèle  $LR$  ne permet pas de raffiner beaucoup cette limite, en toute généralité. Toutefois, il s'avère intéressant d'examiner la situation d'un modèle particulier, rendu attractif par l'hypothèse que la violation de CP et de P y sont spontanées, c'est-à-dire que l'on peut choisir une base où tous les couplages de Yukawa (voir section 3) sont réels, et où les phases s'introduisent uniquement entre les valeurs moyennes  $v$  et  $v'$  des 2 doublets scalaires.

Ce type de modèle a été étudié par Chang<sup>[6]</sup>. Des études plus approfondies sont dues notamment à Ecker et Grimus<sup>[7]</sup>. En fait, dans ce cas, toutes les phases trouvant leur origine dans le seul rapport  $v/v'$ , il est possible, en fonction de ce paramètre et des angles de mélange et masses des quarks, de reconstruire l'ensemble des couplages de Yukawa. Ce travail fut entrepris de façon perturbative par Chang, et réalisé de façon générale dans la réf. 2. On peut ainsi prédire  $\epsilon'/\epsilon$  en fonction de  $v/v'$ .

La figure (7.3) donne un exemple de ces prédictions, en fonction de la phase de  $v/v'$  et de la masse du  $W_R$ .



**Figure 7.3**

Les prédictions prennent l'allure d'une bande assez large, d'une part en raison des incertitudes expérimentales, d'autre part en raison de l'apparition de plusieurs branches de solutions dans la procédure d'inversion qui décrit les couplages de Yukawa en fonction des observations expérimentales.

## 8. MODELES $LR$ ET STANDARD : AUTRES CANAUX

Tenant compte des incertitudes existant dans la détermination des paramètres  $\epsilon$  et  $\epsilon'$  (en particulier dans le modèle standard), il est difficile d'y voir une confirmation définitive d'un modèle quelconque (bien que la faible valeur actuelle puisse exclure certaines approches). Il semble donc nécessaire de se tourner vers d'autres canaux pour obtenir une confirmation raisonnable.

Dans la mesure où les paramètres de désintégration du  $B$  peuvent être mesurés avec précision (et les exposés de R. Aleksan nous détailleront quelles mesures sont raisonnablement insensibles aux incertitudes de calcul), ils sont par excellence le domaine à investiguer. Nous y reviendrons brièvement à la fin de ce chapitre. Une approche différente consiste à rechercher des canaux de désintégration où l'un ou l'autre des modèles actuellement proposés (supersymétrie, scalaires,  $LR$ ,...) prédisent des contributions importantes, tandis que les autres ne présentent que des effets négligeables. Nous passerons rapidement en revue, dans ce chapitre, quelques-unes de ces observables.

### 8.1. MOMENT ÉLECTRIQUE DIPOLAIRE DU NEUTRON

Nous avons déjà évoqué un tel moment dipolaire dans notre introduction, et montré par une figure comment il conduit à une asymétrie dans le renversement du temps (c'est-à-dire dans CP, si TCP est conservé). Rappelons toutefois pourquoi un tel moment dipolaire constitue une violation de CP. En fait un moment électrique dipolaire, en soi, est parfaitement autorisé (par exemple, celui d'une molécule d'eau). Toutefois, pour une particule (élémentaire), la seule direction privilégiée est celle du spin (en accord avec sa description par un spineur de Dirac), et un moment électrique dipolaire devrait donc s'aligner sur celui-ci. Sous  $T$ , le moment électrique dipolaire (e.d.m.) ne change pas de signe, tandis que le spin est renversé; la projection de l'e.d.m. sur le spin n'est donc pas invariante sous  $T$ .

Au niveau d'un Lagrangien effectif, l'e.d.m. se manifeste par un couplage du type :

$$\mathcal{L}_{edm}^{eff} = i\alpha\epsilon\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5 F_{\mu\nu}\psi \quad (8.1)$$

où  $F_{\mu\nu}$  représente le tenseur électromagnétique.

Il en résulte clairement (voir section 2) que l'e.d.m. représente une transition  $LR$  pour les fermions. Il n'y a donc rien d'étonnant à ce que des moments électriques dipolaires élevés soient prédits dans les théories où la violation de CP est due à des scalaires supplémentaires ou à des interactions  $L$  et  $R$ .

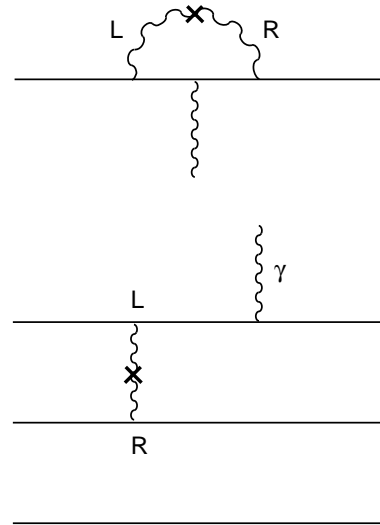
Dans le cas du modèle standard, nous avons vu que, par diagonalisation des masses, l'interaction violant CP pouvait, à basse énergie, être reportée sur le secteur des bosons de jauge chargés (à couplage purement  $L$ ). De plus, la participation des 3 familles de fermions est ici requise. Il en résulte des estimations très faibles pour l'e.d.m. des quarks ou du neutron dans le modèle standard.

Par contre, dans le modèle  $LR$ , ce type de violation s'introduit automatiquement par le mélange  $LR$  des bosons. Le graphe 8.1a contribue dès 2 familles de fermions et le graphe 8.1b dès 1 famille ! En fait, les valeurs prédites sont proches des limites expérimentales

$$\begin{aligned} d_n &= (-1.4 \pm .6)10^{-25} e.cm (Leningrad, 1986) \\ &= (-.6 \pm .6)10^{-25} e.cm (Grenoble, 1988) \end{aligned} \tag{8.2}$$

Dans le cas particulier du modèle à violation spontanée de C et CP, lorsque l'on impose de reproduire correctement la valeur de  $\epsilon$ ,  $\epsilon'$  est donné en fonction de la phase relative de  $v$  et  $v'$ . De même, le moment dipolaire est prédit en fonction de cette phase, et l'on peut présenter des diagrammes d'exclusion dans le plan  $\epsilon'/\epsilon; d_n$ .

Nous donnons en Fig 8.2 des exemples de ces diagrammes.



**Figures 8.1 a et b**

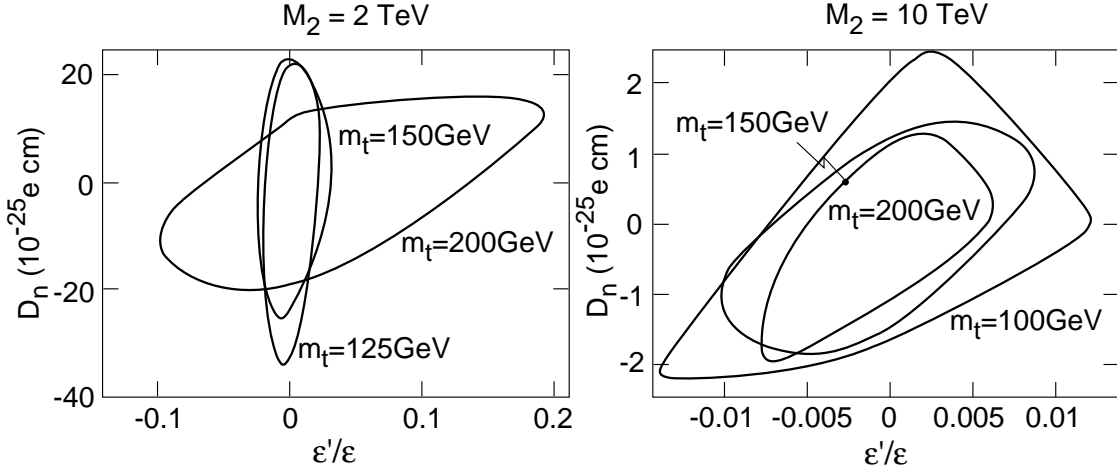


Figure 8.2

Les erreurs expérimentales et le nombre élevé de “branches” apparaissant (cf supra) dans l’inversion des paramètres nous conduit ici encore à représenter sous forme d’aires continues des domaines permis (même si chaque solution se résout en principe à une ligne). Ces aires constituent l’enveloppe des solutions actuellement permises (on trouvera plus de détails dans réf. 2).

## 8.2. OPÉRATEURS “T-ODD”

Nous conservons ici à dessein l’appellation anglaise “T-odd” pour désigner de tels opérateurs car ils ne constituent pas a priori de bons signaux de violation de  $T$ . Prenons un exemple, la désintégration d’un  $K$  en  $\mu, \bar{\nu}, \pi$ . La polarisation du  $\mu$  par rapport au plan de désintégration est définie par :

$$\kappa = \vec{\sigma}_\mu \cdot (\vec{p}_\mu \times \vec{p}_\pi) \quad (8.3)$$

Sous le renversement de la variable cinématique  $t$ , les trois quantités apparaissant dans (8.3) et donc  $\kappa$  changent de signe. Toutefois, ceci ne représente pas l’entière de l’effet du renversement du temps  $T$ , qui implique aussi d’échanger l’état final et l’état initial (c’est-à-dire considérer  $\pi + \mu + \bar{\nu} \rightarrow K$  (!)).  $\kappa$  n’est donc pas, à proprement parler, un indicateur de violation de  $t$ , et en fait, des corrections radiatives dans l’état final peuvent y apporter des contributions finies (en particulier pour le cas du  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu^-$ ).

Toutefois si l'on prend soin d'évaluer les corrections radiatives, et de se convaincre de leur faible importance, les paramètres "T-odd" peuvent constituer des indicateurs utiles. A la différence des modèles avec scalaires supplémentaires<sup>[8]</sup>, dans le cas du modèle  $LR$ , aucun effet n'apparaît dans (8.3)<sup>[9]</sup> pour des raisons cinématiques. Par contre, la désintégration  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\mu^+\nu$  mériterait d'être réexaminée expérimentalement<sup>[10]</sup>.

La situation est un peu comparable, au niveau du principe, aux asymétries avant-arrière dans la diffusion  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  par exemple. Ici encore, les asymétries ( $\langle \vec{p}_{e^-} \cdot \vec{p}_{\mu^-} \rangle$ ) ne constituent pas une violation de P, et peuvent être engendrées à des ordres supérieurs par l'électrodynamique quantique. Toutefois, dans le cadre existant, leur importance ne peut s'expliquer qu'en termes de couplages axiaux pour le  $Z$ , et ces asymétries servent ainsi d'indice d'une violation de P dans les courants neutres.

### 8.3. VIOLATION DE CP DANS LE SECTEUR LEPTONIQUE

Nous ne la mentionnons ici que pour signaler que c'est par excellence le domaine où le modèle standard ne prévoit aucun effet. Malheureusement, dans le modèle  $LR$  minimal, les effets de violation de CP sont liés assez étroitement à la masse des neutrinos légers. A titre d'exemple, on peut toutefois construire des extensions simples, incluant 1 fermion "singlet" par génération et qui permettent à la fois des neutrinos sans masses et des effets importants de violation de CP, par exemple pour le moment électrique dipolaire de l'électron ou la polarisation dans les désintégrations  $K \rightarrow \mu^+\mu^-$ . De telles constructions nous montrent que des violations de CP dans ces secteurs sont possibles en théorie des champs, et qu'il n'est donc pas a priori absurde dans ce contexte de les rechercher<sup>[11]</sup>.

### 8.4. $LR$ ET DÉSINTÉGRATION DES $B$

Nous n'avons pas produit à ce jour de diagrammes similaires aux figs. (8.2) pour les effets d'un modèle  $LR$  spécifique dans le cas des  $B$ . Un des problèmes que l'on rencontrerait certainement dans cette entreprise est la sensibilité beaucoup plus grande au secteur encore mal déterminé des matrices de mélange. Une étude analytique est due à Ecker et Grimus<sup>[12]</sup> mais utilise encore des valeurs basses de  $m_t$ . Toutefois, la tendance est claire, et peut se comprendre à l'aide des considérations

portant sur le renforcement de CP pour  $\Delta S = 2$  dans le modèle  $LR$  (cf. section 7). Nous avons montré en effet que deux des éléments essentiels de ce renforcement étaient la présence de logarithmes  $\ln \frac{m_c}{M_W}$ , et la non-suppression chirale de l'élément de matrice, caractérisée par  $m_K/m_s$ . On voit que ces effets disparaissent tous deux si l'on substitue  $m_t$  à  $m_c$ ,  $m_B$  et  $m_b$  pour  $m_K$  et  $m_s$ .

En d'autres termes les effets de renforcement de la violation de CP observés dans le modèle  $LR$  pour le système du  $K$  tendent à s'estomper, tandis qu'au contraire le modèle standard voit l'impact de CP s'amplifier. Il en résulte que l'on s'attend, sur cette base générale, à des effets plus faibles pour le système LR dans le modèle  $LR$  que dans le modèle standard. Par contre, dans le cas de  $B_S$ , où les prédictions du modèle standard sont faibles, Ecker et Grimus obtiennent des résultats plus importants.

On ne saurait toutefois perdre de vue que des combinaisons exceptionnelles de phases (dans des modèles  $LR$  plus larges, si l'on n'impose pas la violation spontanée de P et CP), peuvent invalider ces tendances générales.

## REFERENCES

1. C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
2. J.-M. Frère, J. Galand, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène, J.-C. Raynal, Orsay Preprint LPTHE 91/44.
3. J.S. Bell and J. Steinberger, Proc. Int. Conf. on Elementary Particles, Oxford (1965) p195 ; J. Steinberger, CERN Yellow Report 70-1.
4. Buchalla et al., Nucl. Phys. B337, 313 (1990).
5. G. Beall et al., Phys. Rev. Lett. 48, 848 (1982).
6. D. Chang, Nucl. Phys. B214, 433 (1983).
7. G. Ecker and W. Grimus, Nucl. Phys. B258, 328 (1985).
8. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 37,657 (1976).
9. M. Leurer, Phys. Rev. Lett. 62, 1967 (1989).
10. P. Castoldi, J.-M. Frère and G.L. Kane, Phys. Rev. D39,2633 (1989).
11. J.-M. Frère and J. Liu, Nucl. Phys. B324, 333 (1984).
12. G. Ecker and W. Grimus, Z. Phys. C30, 293 (1988).