

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DES SCIENCES  
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE  
N° : .....



DOMAINE : SCIENCES DE LA  
MATIERE  
FILIERE : PHYSIQUE  
OPTION : PHYSIQUE DES  
PARTICULES A HAUTE ENERGIE

Mémoire présenté pour l'obtention  
Du diplôme de Master Académique

Par : BENSAOUCHE Nadjoua

Intitulé

# Meson K, Modèle standard Et la violation de CP

Soutenu le 31 / 05 /2017 devant le jury composé de :

A.GHOMAID	Université M'sila	Président
M.BOUSSAHEL	Université M'sila	Rapporteur
M.DEBABI	Université M'sila	Examineur

Année universitaire : 2016/2017

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

# **Remerciements**

*Tout d'abord Je tiens à remercier notre dieu qui m'a donné la force  
pour reprendre mes études .*

*Je tiens à remercier les personnes qui ont contribué à la réalisation  
de ce mémoire de proche ou de loin.*

*Je tiens à remercier mon encadreur, merci pour votre patience,  
votre soutien, votre gentillesse, et votre grande humanité, sans  
oublier tous mes gentils enseignants et enseignantes de l'année*

*2016-2017.*

*Le remerciement passe aussi à tous mes amis de classe Master 2  
productique pour leur soutien moral.*

*En fin, merci à tous.*

***Nadjoua***

# ***DEDICACE***

***JE REMERCIE LE DIEU POUR M'AVOIR DONNE LA  
FORCE D'ACCOMPLIR CE TRAVAIL POUR ALLER PLUS  
LOIN IN CHAA ALLAH.***

***JE DEDIE CE TRAVAIL A MES PARENTS, MA MERE POUR  
SES ENCOURAGEMENTS ET SES PRIERES TOUT AU  
LONG DE MES ETUDES, MON PERE POUR SON  
SOUTIENT ET SA CONFIANCE MOI.***

***JE LE DEDIE A MES FRERES ET SŒURS ET LES ENFANTS  
DE MA SŒUR TASNIME ET AHMED AMINE, ET JE LE  
REMERCCIE POUR LEURS ENCOURAGEMENTS ET LEURS  
AIDES, A TOUTE MA GRANDE FAMILLE.***

***A TOUS MES AMIS SANS CITER LES NOMS.***

***NADJOUA***

# REFERENCE

## Liste des figures

Figure 2.1- La forme du potentiel pour le cas  $\mu^2 > 0$ .

Figure 2.2- La forme du potentiel pour le cas  $\mu^2 < 0$ .

Figure 2.3- Diagrammes importants pour déterminer  $V_{ud}$ .

Figure 3.1 : Diagrammes de Feynman pour désintégrations  $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ .

Figure 3.2 : Diagrammes de Feynman pour désintégrations  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Figure 3.3- Diagrammes pingouins responsables de la violation directe de CP.

# Tables des matières

<b>Introduction</b>	<b>2</b>
<b>Chapitre01 : CP violation</b>	
1.1 Introduction	<b>05</b>
<b>1.2</b> Symétries discrètes	<b>05</b>
<b>1.3</b> La violation des symétries discrètes	<b>06</b>
1.3.1 La parité, ou inversion de l'espace P	<b>06</b>
1.3.2 Conjugaison de charge C	<b>06</b>
1.3.3 Renversement du temps T	<b>07</b>
1.3.4 La symétrie CP	<b>07</b>
1.3.5 La symétrie CPT	<b>08</b>
1.4 La violation de CP dans le système des kaons	<b>08</b>
1.4.1 CP violation dans le mélange " $\varepsilon$ "	<b>09</b>
1.4.2 CP violation dans la désintégration " $\varepsilon'$ "	<b>11</b>
<b>Chapitre02 : Modèle standard</b>	
2.1 Introduction	<b>14</b>
2.2 Les particules élémentaires du modèle standard	<b>14</b>
2.2.1 Les fermions	<b>14</b>
2.2.2 Les bosons	<b>15</b>
2.3 Les interactions fondamentales	<b>16</b>
2.3.1 L'interaction forte	<b>16</b>
2.3.2 L'interaction électromagnétique	<b>16</b>
2.3.3 L'interaction faible	<b>16</b>
2.3.4 La gravitation	<b>16</b>
2.4 Lagrangien du modèle standard	<b>16</b>
2.4.1 Force de couleur	<b>17</b>
2.4.2 La théorie électrofaible	<b>17</b>
2.5 La Brisure de symétrie spontanée et le mécanisme de Higgs	<b>22</b>
2.6 La violation de CP dans le modèle standard	<b>25</b>
2.6.1 Introduction	<b>25</b>
2.6.2 L'origine de la violation	<b>25</b>

2.6.3 Matrice de Kabibbo-Kobayashi-Maskawa	27
2.6.4 Définition de la matrice CKM	28
2.6.5 Le triangle d'unitarité	28
2.6.6 Les paramétrisations de la matrice CKM	29
2.6.7 Détermination des éléments de la matrice CKM	30
2.6.8 Sources de violation CP faible dans le Modèle Standard	30
<b>Chapitre03: Mesure de la CP violation directe</b>	
3.1 Introduction	33
3.2 Amplitude	33
3.3 Mesure $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$	35
3.4 Diagramme de pingouins	36
<b>Conclusion</b>	<b>39</b>
<b>Référence</b>	<b>41</b>

# INTRODUCTION

## Introduction :

L'étude des symétries discrètes est un aspect fondamental de la physique des particules et la cosmologie. La découverte en 1957 de la violation maximale de la parité P (ou image dans un miroir) par l'interaction faible compte parmi les plus grandes avancées de la physique expérimentales. Très vite, elle s'est accompagnée d'une violation similaire de la conjugaison de charge C (ou échange des particules et des anti-particules).

En 1964, quatre physiciens observent la violation légère du produit de ces deux opérations CP. L'enjeu de cette découverte est considérable à bien des égards. En cosmologie d'une part, Sakharov remarque en 1967 que son existence est indispensable pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière que l'on observe dans l'univers. En physique des particules d'autre part, Kobayashi et Maskawa proposent, dans le cadre du modèle standard alors balbutiant, une explication naturelle de la violation de CP, valable dès l'instant que la nature dispose d'au moins trois familles de particules. Depuis 1977, nous savons qu'il en est ainsi.

Le modèle standard des particules et de leurs interactions est fermement établi depuis 1973 et n'a encore jamais été mis en défaut. De nombreuses expériences sont menées aujourd'hui pour vérifier la cohérence de l'image qu'il donne de la violation de CP et du mélange des quarks. La violation de CP n'a jusqu'à maintenant été observée que dans le système des Kaons neutres, et la mesure de son amplitude dans le système des mésons beaux est un des résultats expérimentaux les plus attendus de prochaines années.

Le Modèle Standard donne une interprétation théorique de la violation de CP dans les systèmes  $(K^0 - \bar{K}^0)$  et  $(B^0 - \bar{B}^0)$ . Ce modèle a l'avantage de fournir une phase libre dans sa partie électrofaible qui peut représenter la violation de CP. Ce paramètre provient de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui introduit un mélange entre les différentes saveurs de quarks.

Ce travail de mémoire comporte trois chapitres :

Dans le premier chapitre, nous définissons les symétries discrètes C, P et T, nous mentionnons les types CP de violation où on a étudié la violation de CP dans le système des kaons.

# Introduction

---

Dans le deuxième chapitre, le modèle standard est décrit d'une façon générale où on donne une description sur les interactions, puis le mécanisme de Higgs qu'est le responsable de la brisure spontanée de la symétrie et trouver la masse des particules dans cette théorie. Dans le cadre du Modèle Standard, la violation de CP est liée à la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

Dans le troisième chapitre, le paramètre de violation CP directe  $v'$  dans le système de méson kaon K à partir de diagramme de Feynman.

Et on termine par une conclusion générale.

# **CHAPITRE01 :**

# **CP VIOLATION**

## 1.1 Introduction:

La violation de CP est un problème essentiel dans la physique fondamentale. En cosmologie, c'est l'explication possible de l'asymétrie matière antimatière observée dans l'univers. En physique des particules, elle se trouve dans le secteur de Yukawa (secteur des masses), la violation de CP aussi constitue un axe de recherche très important dans la physique des particules.

La violation de CP a été mise en évidence par J.H. CHRISTENSON, CRONIN, FITCH et TURLAY en 1964 à Brookhaven, dans le système des kaons ce qui a été une grande surprise pour la communauté scientifique, la violation de CP a été découverte 10 ans après que le CKM-mécanisme a été inventée à l'époque où seuls les trois quarks (u, d, s) étaient connus. Dans ce qui suit nous allons discuter la violation de CP dans le système des kaons.

## 1.2 Symétries discrètes:

Dans la physique des particules, il existe plusieurs exemples. Parmi les plus pertinents sont les transformations de: La conjugaison de charge C, la parité P et le renversement du temps T où les paramètres ne peuvent prendre que des valeurs discrètes.

D'autre part, par le théorème du CPT, nous savons que toutes les interactions doivent être invariantes sous la transformation totale donnée par les trois opérateurs C, P et T, indépendamment de leur ordre. On sait également que les interactions électromagnétiques et les interactions fortes conservent C, P, et T séparément, alors que les interactions faibles peuvent violer, P, C et PC [1].

Dans ce qui suit nous présentons les symétries individuelles C, P et T

### C, P et T:

Parmi les symétries de la nature, les symétries C, P et T jouent un rôle particulier, du fait de leur simplicité:

1. L'échange entre matière et antimatière, aussi appelé conjugaison de charge, et elle est notée C.
2. La symétrie miroir, par laquelle on effectue une réflexion de l'espace, comme si l'Univers était examiné dans un miroir. Elle porte aussi le nom de transformation de parité et elle est notée P.
3. L'échange de signe du temps  $t$  dans les équations microscopiques, aussi appelé inversion du temps, ou inversion du mouvement. Cet opérateur est noté T.

## 1.3 La violation des symétries discrètes:

### 1.3.1 La parité, ou inversion de l'espace P:

Est une transformation discrète qui correspond à la réflexion d'espace, elle transforme les positions de l'espace  $\vec{r}$  et l'impulsion  $\vec{p}$  en leurs opposées, le moment angulaire  $\vec{L}$  reste inchangé et qui est défini de la sorte:

$$P\mathbb{E}(\vec{p}, \vec{s}) = y_p \mathbb{E}(-\vec{p}, \vec{s}) \quad 1.1$$

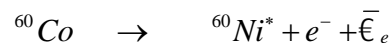
Après deux réflexions le système retourne à son état initial :

$$P^2\mathbb{E}(\vec{p}, \vec{s}) = y_p^2 \mathbb{E}(\vec{p}, \vec{s}) = \mathbb{E}(\vec{p}, \vec{s}) \quad 1.2$$

Où  $y_p$  (est la parité intrinsèque de la particule) qui prend les valeurs suivantes.

$$\begin{aligned} y_p &= +1 && \text{Pour } \mathbb{E}(\vec{p}, \vec{s}) \text{ paire} \\ y_p &= -1 && \text{Pour } \mathbb{E}(\vec{p}, \vec{s}) \text{ impaire} \end{aligned}$$

Les interactions forte et électromagnétique sont invariantes sous l'action de la symétrie P. En 1957, Wu a montré expérimentalement que P était violée par l'interaction faible, en étudiant la désintégration  $\beta^-$  d'un échantillon de  $^{60}\text{Co}$  polarisé.



Cette désintégration montre que la parité est violée de façon maximale dans l'interaction faible [2.3.4].

### 1.3.2 Conjugaison de charge C:

La conjugaison de charge  $C$  est une transformation discrète, elle transforme les particules en leurs antiparticules (elle inverse la charge électrique et change tous les nombres quantiques additifs). Un état quantique  $|\Psi\rangle = |\vec{x}; \vec{p}, s, \dots\rangle$  représentant une particule quelconque avec impulsion  $\vec{p}$  un spin  $s$  et des charges (charges électriques, leptoniques, baryoniques, etc. ...):

$$C|\vec{x}; \vec{p}, s, \dots\rangle = y_c |\vec{x}; \vec{p}, s, -\dots\rangle \quad 1.3$$

Où  $y_c$  est la valeur propre de  $C$ . Toutes les charge quantiques changent de signe, mais pas l'impulsion ni le spin.

Par convention si  $C_{fermion} = +1$  donc  $C_{anti-fermion} = -1$

Où  $y_c$  est un nombre quantique multiplicatif pour un système composé :

$$y_c^{tot} = \prod y_c^i$$

L'expérience de Wu de désintégrations  $S$  a mis également en évidence pour la première fois la violation de la conjugaison de charge. En effet, Lee et Yang montrèrent que la large asymétrie constatée entre le nombre d'électrons d'hélicité gauche et droite n'était possible que si la violation de  $P$  était accompagnée d'une violation de  $C$ . D'autres expériences, telles que la désintégration du  $\pi^-$  et du  $\pi^+$  ont confirmé ensuite les conclusions de l'expérience de Wu. Les symétries discrètes  $C$  et  $P$  sont conservées par les interactions forte et électromagnétique mais sont violées par l'interaction faible [2.3.4].

### 1.3.3 Renversement du temps $T$ :

L'opération du renversement du temps transforme le quadrivecteur  $\vec{r} = (t, x, y, z)$  en  $\vec{r} = (-t, x, y, z)$ , par l'action d'un opérateur unitaire  $T$  sur un champ  $w$  :

$$T w(t, \vec{r}) = w^*(-t, \vec{r}) \quad 1.4$$

La symétrie discrète  $T$  est conservée par l'interaction forte mais est violée par les interactions électromagnétique et faible [2.3.4].

### 1.3.4 La symétrie $CP$ :

La symétrie  $CP$  est une transformation discrète qui combine la conjugaison de charge avec la parité. L'action de l'opérateur  $CP$  sur un système physique  $|\mathbb{E}(\vec{p}, \{ \})\rangle$  est définie par :

$$CP|\mathbb{E}(\vec{p}, \{ \})\rangle = y_{CP}|\mathbb{E}(-\vec{p}, -\{ \})\rangle \quad 1.5$$

Avec  $y_{CP}$  la valeur propre de l'opérateur de la symétrie  $CP$ .

La symétrie discrète  $CP$  est conservée par les interactions forte et électromagnétique mais est violée par l'interaction faible.

L'interférence entre les différentes amplitudes qui transportent des phases complexes contribue à la même transition physique est toujours nécessaire pour générer les effets observables de la violation de  $CP$  [2.3.4].

Ces effets peuvent être classés en trois types:

- 1- La violation de  $CP$  dans le mélange (souvent appelée la violation de  $CP$  indirecte). Paramétrisée par :  $\Delta S = 2$  où la violation de  $CP$  est paramétrisée par :  $\text{Re } V$ .
- 2- La violation de  $CP$  dans la désintégration (souvent appelée la violation de  $CP$  directe). Paramétrisée par :  $\Delta S = 1$  où la violation de  $CP$  est paramétrisée par :  $V'$ .

3- La violation de CP dans l'interférence entre désintégrations avec ou sans mélange. Interférence entre “  $\Delta S = 1$  et  $\Delta S = 2$  ” où la violation de paramétrisée par :  $\text{Im}V$  [5].

### 1.3.5 La symétrie CPT:

La symétrie CPT est une transformation discrète qui est une combinaison des trois symétries (conjugaison de charge C, parité P et renversement du temps T), elle change les particules en antiparticules et inverse l'espace-temps. L'action de l'opérateur CPT sur un système physique  $\mathbb{E}(t, \vec{x})$  est définie par :

$$(CPT)\mathbb{E}(t, \vec{x}) = \mathbb{E}(-t, -\vec{x}) \quad 1.6$$

La symétrie discrète CPT est conservée par les interactions forte, électromagnétique et faible [2.3.4].

## 1.4 La violation de CP dans le système des kaons :

Les kaons neutres  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  forment ainsi un système quantique à deux états, les états propres de saveurs composés de quarks bien définis,  $K^0 = d\bar{s}$  et  $\bar{K}^0 = \bar{d}s$ ,  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  ne constituent pas des états propres de la transformation CP c'est-à-dire

$$CP|K^0\rangle = -C|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad \rightarrow S = 1 \quad 1.7$$

$$CP|\bar{K}^0\rangle = -C|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \quad \rightarrow S = -1 \quad 1.8$$

Où  $S$  est l'étrangeté.

Puisque les mésons  $K$  sont pseudo scalaires et ont des parités intrinsèques impaires et vu qu'ils n'ont pas la même durée de vie pour une particule et son anti particule et ils ne sont pas des états propres de CP, ce qui nous permet de définir deux combinaisons orthonormales linéaires de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  qui seront des états propres de l'opérateur CP, à savoir :

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \right] \quad 1.9$$

$$\tau_1 = 0.9 \times 10^{-10} \text{ s}$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \right] \quad 1.10$$

$$\tau_2 = 0.5 \times 10^{-7} \text{ s}$$

En appliquant l'opérateur CP aux états  $K_1^0$  et  $K_2^0$ , on peut vérifier explicitement que

$$\begin{aligned}
CP|K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[CP|K^0\rangle - CP|\bar{K}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2}}[-|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] = |K_1^0\rangle \\
CP|K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[CP|K^0\rangle + CP|\bar{K}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2}}[-|\bar{K}^0\rangle - |K^0\rangle] = -\frac{1}{\sqrt{2}}[|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle] = -|K_2^0\rangle \quad 1.11
\end{aligned}$$

Alors  $|K_1^0\rangle$  et  $|K_2^0\rangle$  sont des états propres de CP avec des valeurs propres +1 et -1 respectivement. Expérimentalement deux états avec une différence de masse  $3,5 \times 10^{-12} \text{ MeV}$  sont effectivement observés. Ils ont aussi des vies moyennes très différentes

$$\tau_S = 8.9 \times 10^{-11} \text{ s} \quad \tau_L = 5.17 \times 10^{-8} \text{ s}$$

Si CP est conservé dans les processus faibles, En fait, on voit que dans le référentiel au repos de  $K_1^0$ , les deux mésons doivent avoir un moment cinétique orbital nul ( $l=0$ ), et le système  $f^0 f^0$  de l'état final est donc un état propre de CP avec la valeur propre +1

$$K_1^0 \rightarrow f^0 + f^0$$

Rappelant que le pion est un méson pseudo scalaire, une analyse analogue du mode de désintégration  $3f^0$  de  $K_2^0$  montre qu'il s'agit d'un état propre de CP avec une valeur propre -1.

$$K_2^0 \rightarrow f^0 + f^0 + f^0$$

En 1964 cependant, Christianson, Cronin, Fitch et Turlay démontrèrent que l'état avec une longue vie moyenne pouvait aussi se désintégrer en  $2f$  dans une proportion de  $10^{-3}$  [6].

### 1.4.1 CP violation dans le mélange ‘ $\nu$ ’ :

On définit les deux états propres de l'hamiltonien faible en termes des états propre de  $H_{St}$ , i.e., en termes de  $|K^0\rangle$  et  $|\bar{K}^0\rangle$  comme suit :

$$\begin{aligned}
|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\nu|^2)}} \{ (1+\nu)|K^0\rangle - (1-\nu)|\bar{K}^0\rangle \} \\
|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\nu|^2)}} \{ (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) + \nu(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \} \\
|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{(1+|\nu|^2)}} \{ |K_1^0\rangle + \nu |K_2^0\rangle \} \quad 1.12
\end{aligned}$$

Et

$$\begin{aligned}
 |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|v|^2)}} \left\{ (1+v)|K^0\rangle + (1-v)|\bar{K}^0\rangle \right\} \\
 |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|v|^2)}} \left\{ (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) + v(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \right\} \\
 |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{(1+|v|^2)}} \left\{ |K_2^0\rangle + v|K_1^0\rangle \right\}
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

Où  $v$  est un paramètre très petit et complexe.

Considérons les désintégrations  $K^0 \rightarrow f^+ + f^-$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow f^+ + f^-$

On peut aussi exprimer les rapports des amplitudes de transition  $K_L^0$  et  $K_S^0$  en fonction des paramètres complexes suivants:

$$y_{+-} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow f^+ + f^-)}{A(K_S^0 \rightarrow f^+ + f^-)} \tag{1.14}$$

$$y_{00} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow f^0 + f^0)}{A(K_S^0 \rightarrow f^0 + f^0)} \tag{1.15}$$

Si la règle  $\Delta I = \frac{1}{2}$  tient:

$$\begin{aligned}
 y_{+-} &= y_{00} = v, \\
 w_{+-} &= w_{00}
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

Ainsi, dans ce scénario de violation de CP indirecte, nous nous attendons à ce que les ratios des deux modes de désintégration dans l'équation (1.14) et (1.15) soient les mêmes. En fait, les valeurs mesurées sont cohérentes avec cette attente, mais seulement au niveau de 1%

$$|y_{+-}| = (2.29 \pm 0.02) \times 10^{-3} \tag{1.17}$$

$$w_{+-} = (43 \pm 1)^\circ \tag{1.18}$$

$$|y_{00}| = (2.29 \pm 0.02) \times 10^{-3} \tag{1.19}$$

$$w_{00} = (43 \pm 1)^\circ \tag{1.20}$$

Où nous avons paramétré [6]

$$y_{+-} = |y_{+-}| \exp(i\omega_{+-}) \quad 1.21$$

Et

$$y_{00} = |y_{00}| \exp(i\omega_{00}) \quad 1.22$$

### 1.4.2 CP violation dans la désintégration " $\nu$ " :

Si la quantité de violation de CP dépend de l'état final, cela implique évidemment que la Désintégration contribue à la violation de CP. En d'autres termes si  $y_{+-} \neq y_{00}$  implique une violation directe de CP. Nous verrons que cette différence s'exprime par le paramètre  $\nu'$ .

$$\frac{y_{00}}{y_{+-}} \approx \frac{\nu - 2\nu'}{\nu + \nu'} \approx 1 - 3 \frac{\nu'}{\nu} \quad 1.23$$

Où  $\nu'$  est le paramètre qui représente la contribution directe.

Le système de deux pions peut se produire dans deux états propres distincts de l'interaction forte, à savoir  $I = 0$  et  $I = 2$ . Nous pouvons donc décomposer les états à deux pions issus de la désintégration  $K_S^0$  et  $K_L^0$  dans les états propres d'isospin

$$|f^+ f^- \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \sqrt{2} |2f, I = 0\rangle + |2f, I = 2\rangle \right) \quad 1.24$$

$$|f^0 f^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( |2f, I = 0\rangle - \sqrt{2} |2f, I = 2\rangle \right) \quad 1.25$$

On peut maintenant définir l'amplitude des transitions dans l'état  $I = 0$  comme suit:

$$\langle 2f, I = 0 | T | K^0 \rangle = \langle 2f, I = 0 | T | \bar{K}^0 \rangle = A_0 \exp i u_0 \quad 1.26$$

Où nous avons ajouté de phase en raison des interactions fortes de l'état final dans l'état  $I = 0$ ,  $u_0$ . Pour l'état  $I = 2$ , en général, nous n'aurons pas d'amplitude réelle:

$$\langle 2f, I = 2 | T | K^0 \rangle = A_2 \exp i u_2 \quad 1.27$$

$$\langle 2f, I = 2 | T | \bar{K}^0 \rangle = A_2^* \exp i u_2 \quad 1.28$$

( $u_2$  est la transformation de phase de l'état final d'interaction forte pour l'état  $I = 2$ ).

En général,  $y_{+-}$  et  $y_{00}$  dépendent des amplitudes  $A_0 = \text{Ampl}(I = 0)$  et  $A_2 = \text{Ampl}(I = 2)$  associées aux états finaux de pions avec  $I = 0$  et  $I = 2$ . On peut alors écrire

$$y_{+-} = \nu + \nu' \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\text{Re} A_2}{A_0} \exp(i(u_2 - u_0)) \right)^{-1} \quad 1.29$$

Et

$$y_{00} = v - 2v' \left( 1 - 2 \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\operatorname{Re} A_2}{A_0} \exp(i(u_2 - u_0)) \right)^{-1} \quad 1.30$$

Avec

$$v' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\operatorname{Im} A_2}{A_0} \exp(i(u_2 - u_0)) \quad 1.31$$

En supposant que  $\left| \frac{\operatorname{Re} A_2}{\sqrt{2} A_0} \exp(i(u_2 - u_0)) \right| \ll 1$  et  $|v'| \ll 1$ , on trouve pour le taux d'asymétrie

$$\frac{|y_{00}|^2}{|y_{+-}|^2} = 1 - 6 \operatorname{Re} \left( \frac{v'}{v} \right). \quad 1.32$$

Donc si  $v' \neq 0$  puis  $\operatorname{Im} A_2 \neq 0$  et la phase de transition vers l'état  $I = 2$  n'est pas égale à la phase de transition à l'état  $I = 0$  nous aurons une violation directe de CP.

Le résultat expérimental est [4]

$$\operatorname{Re} \left( \frac{v'}{v} \right) \approx \frac{v'}{v} = 1.65 \pm 0.26 \times 10^{-3} \quad 1.33$$

# **CHAPITRE02 :**

## **MODELE STANDARD**

## 2.1 Introduction:

Tous les phénomènes observés à ce jour impliquent que les particules subatomiques pouvant être décrites par le modèle standard, cette dernière est le cadre théorique qui permet de décrire les composants plus élémentaires de la matière et leurs interactions. Ce modèle est construit à partir du formalisme de la théorie quantique des champs et de la relativité restreinte. Le Modèle Standard a été formulé par Glashow, Weinberg et Salam vers la fin des années 60, il décrit les interactions fortes, faibles et électromagnétiques dans le cadre de la théorie de jauge dont le groupe de symétrie est  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Le premier groupe  $SU(3)_C$  est le groupe de jauge de la chromodynamique quantique (QCD: quantum ChromoDynamics anglais) qui décrit les interactions fortes.  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  est le groupe de jauge unifiant les interactions faibles et électromagnétiques dans la théorie électrofaible. Dans les mêmes années, Higgs Englert et Brout ont fait l'hypothèse de l'existence d'un champ qui a été appelé champs de Higgs.

## 2.2 Les particules élémentaires du modèle standard:

Les particules élémentaires constituant le Modèle Standard sont classées en deux types selon leurs spin (les fermions, les bosons) :

### 2.2.1 Les fermions:

Les fermions sont des particules de spin demi-entier qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac où deux fermions ne peuvent se trouver au même état quantique, c'est le principe d'exclusion de Pauli, qui est décrit par une fonction d'onde qui est antisymétrique

Les fermions sont classés en deux sous types selon leur masse (leptons, quarks) [7.8.9]

#### Les leptons:

Sont des particules indivisibles, réparties en six types de leptons distingués à partir de leurs masses, leurs charges électriques et leur mode d'interaction.

Il y a trois leptons massifs qui sont l'électron ( $e^-$ ), le muon ( $\mu^-$ ) et le taon ( $\tau^-$ ), de charge électrique égale à  $-1$ , avec une valeur de masse différente, les trois autres leptons sont le neutrino

électronique ( $\bar{e}$ ), neutrino muonique ( $\bar{\nu}_\mu$ ), neutrino tauonique ( $\bar{\nu}_\tau$ ), leurs charge électrique sont nulles et leurs masse sont très petites.

A chaque particule correspond une antiparticule avec la même valeur de masse, le même spin, la même durée de vie, et de charge électrique opposées.

Les anti leptons sont le positron ( $e^+$ ), antimuon ( $\bar{\nu}^+$ ), et antitaon ( $\bar{\nu}^+$ ), de charge électrique égale à +1, leurs las antineutrinos sont: ( $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ). [7.8.9].

### Les quarks:

Jusqu'à maintenant l'existence de six types différents de quarks est confirmée expérimentalement (up (u), down (d), charme (c), étrange (s), top(t), bottom (b)), sont répartis en trois familles (u, d), (c, s), (t, b).

Les quarks up, charme, top ont une charge fractionnaire de  $\frac{2}{3}$ , et les quarks down, étrange, bottom ont une charge fractionnaire de  $-\frac{1}{3}$ , les antiquarks ont des signes de charge opposées  $-\frac{2}{3}$  pour les antiquarks  $\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$  et  $\frac{1}{3}$  pour les antiquarks  $\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$ .

Les quarks n'existent pas à l'état libre mais sous forme d'assemblage de quarks qui sont appelés hadrons. Les hadrons sont de deux types :

- 1- les mésons: composés d'un quark et d'un antiquark : ( $f^+, f^0, f^-, k^+, k^0, k^-, \dots^+, \dots^0, \dots^-$ )
- 2- les baryons: composés de trois quarks : le proton ( $uud$ ) et le neutron ( $ddu$ )  
(*proton (p), neutron (n), lamda ( $\Lambda$ ), sikma, iksaye*) [7.8.9].

### 2.2.2 Les bosons:

Les bosons sont des particules de spin entier qui obéissent à la statistique de Bose Einstein, deux bosons peuvent se trouver au même état quantique, qui est décrit par une fonction d'onde symétrique. Les bosons sont les particules médiatrices des interactions.

Il y a 12 bosons de jauge différents selon leurs interactions:

- les 8 gluons qui sont les médiateurs de l'interaction forte.
- le photon  $\gamma$  qui est médiateur de l'interaction électromagnétique.
- les bosons  $W^+, W^-$  et  $Z^0$  qui sont les médiateurs de l'interaction faible [7.8.9].

## 2.3 Les interactions fondamentales :

### 2.3.1 L'interaction forte:

C'est l'interaction qui est responsable de la cohésion des noyaux atomique, l'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Elle agit sur les particules ayant une charge de couleur (rouge, bleu et vert) et Les médiateurs de l'interaction forte sont les gluons (il y a 8 gluons différents de spin 1) [7.8.9].

### 2.3.2 L'interaction électromagnétique:

C'est la théorie qui unifie les deux forces électriques (la charge positive ou négative) et magnétique (le pôle nord ou sud), le médiateur de l'interaction électromagnétique est le photon  $\gamma$  ( $\gamma : m = 0, spin = 1$ ). Les particules qui sont sensibles à cette interaction sont des particules chargées.

L'interaction électromagnétique est décrite dans la physique classique par les équations de maxwell, et quantiquement il lui correspond l'électromagnétique quantique (QED) [7.8.9].

### 2.3.3 L'interaction faible:

C'est l'interaction qui est responsable des désintégrations des particules par exemple la radioactivité Beta ( $S^+, S^-$ ), Les médiateurs de cette interaction sont ( $W^+, W^-$  (courant chargé) et  $Z^0$  (courant neutre)). La combinaison des forces électromagnétique et faible donnent l'interaction électrofaible (introduite en 1968 par Weinberg et Salam, Glashow) [7.8.9].

### 2.3.4 La gravitation:

C'est une interaction essentielle à l'échelle macroscopique, et négligeable à l'échelle microscopique (la taille de l'atome et le noyau) elle est responsable de la cohésion de la terre, du soleil, du système solaire et elle est décrite par la mécanique classique et la relativité générale [7.8.9].

## 2.4 Lagrangien du modèle standard :

Le Modèle Standard est basé sur tout sur la théorie de Yang-Mills .Cette dernière permet de décrire les interactions de la physique des particules.

---

Le lagrangien du Modèle standard est décrit par :

$$L_{MS} = L_{QCD} + L_{EW} \quad 2.1$$

### 2.4.1 Force de couleur :

L'interaction forte est décrite par la théorie appelée Chromodynamique quantique (QCD) qui se base sur le groupe de jauge particulier qui est spécifié par la couleur des quarks et des gluons SU(3), et sa densité lagrangienne est de la forme suivante :

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{-\epsilon}^i F^{i-\epsilon} + \sum_r \bar{q}_{ir} i(\chi^u D_u)^i q_r^j \quad 2.2$$

Avec :

$$F_{-\epsilon}^i = \partial_{-\epsilon} G_{\epsilon}^i - \partial_{\epsilon} G_{-\epsilon}^i - g_3 f_{ijk} G_{-\epsilon}^j G_{\epsilon}^k \quad 2.3$$

Où :

$F_{-\epsilon}^i$  : est le tenseur de champs pour les gluons.

$G_{-\epsilon}^i$  ( $i = 1, \dots, 8$ ) : Est la tenseur intensité de champs pour les champs du gluon.

$g_3$  : La constante de couplage du groupe de QCD.

$f_{ijk}$  ( $i, j, k = 1, \dots, 8$ ) : Sont les constantes de structure antisymétrie définis par :  $[\lambda^i, \lambda^j] = 2if_{ijk} \lambda^k$

$\lambda^i$  : Les matrices de SU(3), sont normalisées par :  $Tr \lambda^i \lambda^j = 2\delta^{ij}$ , afin que :

$$Tr[\lambda^i, \lambda^j] \lambda^k = 4if_{ijk}$$

Le second terme de  $L_{QCD}$  est la dérivé covariante de jauge pour les quarks :  $q_r$  avec  $r$  est la saveur,  $i, j = 1, 2, 3$  sont les indices de la couleur (rouge, vert, bleu).

La dérivé covariante est décrite comme suit :

$$D_{-\epsilon}^i = (D_{-\epsilon})_{ij} = \partial_{-\epsilon} u_{ij} + ig_3 G_{-\epsilon}^i L_{ij}^i \quad 2.4$$

$$L^i = \frac{\lambda^i}{2} : \text{Sont des matrice } 3 \times 3 \text{ [10].}$$

### 2.4.2 La théorie électrofaible:

L'interaction électrofaible unifie les interactions électromagnétique et faible.

Cette théorie est une théorie quantique des champs relativiste, elle est basée sur le lagrangien de

$SU_L(2) \otimes U(1)_Y \xrightarrow{SSB} U_{em}(1)$  tel que :

$SU_L(2)$  : Est le groupe d'isospin et décrit l'interaction faible.

$U(1)_Y$  : Est le groupe d'hypercharge.

Le lagrangien électrofaible est de la forme suivante:

$$L_{EW} = L_{Jauge} + L_{Higgs} + L_{Fermion} + L_{Yukawa} \quad 2.5$$

- Secteur de Jauge qui contient les champs de Jauge de spin 1.
- Secteur Scalaire qui contient les champs de Higgs de spin 0 .
- Secteur de fermion qui contient les leptons et les quarks de spin  $\frac{1}{2}$ .
- Secteur de Yukawa qui contient les masses des fermions.

Maintenant, on va donner la signification de chaque terme [10].

### - Secteur de Jauge:

Qui est représenté par le premier terme du lagrangien, ce sont les champs de spin 1 qui sont déterminé uniquement par le choix du groupe de jauge :

$$L_{jauge} = -\frac{1}{4} W_{-\epsilon}^i W_i^{-\epsilon} - \frac{1}{4} B_{-\epsilon} B^{-\epsilon} \quad 2.6$$

Où :

$W_{-\epsilon}^i$  : ( $i = 1, 2, 3$ ) Sont les champs de jauge de  $SU(2)$  .

$B_{-\epsilon}$  : Le champ de jauge de  $U(1)$ .

Avec les tenseurs d'intensités des champs :

$$W_{-\epsilon}^i = \partial_{-\epsilon} W_{\epsilon}^i - \partial_{\epsilon} W_{-\epsilon}^i - g_2 v_{ijk} W_{-\epsilon}^j W_{\epsilon}^k \quad 2.7$$

$$B_{-\epsilon} = \partial_{-\epsilon} B_{\epsilon} - \partial_{\epsilon} B_{-\epsilon} \quad 2.8$$

Avec:

$g_2$  : La constante de couplage de groupe  $SU(2)$

$v_{ijk}$  : La constante de structure  $SU(2)$  est définit par :

$$[I^i, I^j] = i v_{ijk} I^k \quad 2.9$$

$B_{-}$  : Le champ du bosons vecteur  $U(1)$  associé la charge faible qui est l'hypercharge  $Y$  :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad 2.10$$

Tel que :

$Q$  : Est l'opérateur de charge électrique.

$I_3$  est la charge faible ou la troisième composante de l'isospin faible de  $SU(2)$  [10].

### - Secteur de Higgs :

Dans le Modèle Standard, il existe un champ scalaire, c'est le champ complexe de Higgs, avec les nombres quantiques :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad I_\phi = \frac{1}{2}, Y_\phi = 1 \quad 2.11$$

Avec :

$\phi$  : Champs complexe scalaire de Higgs.

$\phi^+, \phi^0$  : sont les champs scalaires respectivement de charge électrique positive et nulle.

La partie de Higgs (scalaire) de lagrangien est :

$$L_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad 2.12$$

Le premier terme de lagrangien de Higgs  $L_{Higgs}$  est le terme de Higgs et le second terme est celui du potentiel.

La dérivée covariante du champ de Higgs est :

$$D_\mu \phi = \left( \partial_\mu + ig_2 \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + i \frac{g_1}{2} B_\mu \right) \phi \quad 2.13$$

Avec :

$g_2$  et  $g_1$  sont les constantes de couplage du groupes  $SU(2)$  et  $U(1)$  successivement.

Où le potentiel invariant de jauge est :

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 \quad \lambda > 0 \quad 2.14$$

Ce qui permet d'obtenir un lagrangien de Higgs qui a la forme suivante :

$$L_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 \quad 2.15$$

Où  $\mu$  et  $\lambda$  sont des paramètres libres [10].

- **Secteur fermionique :**

La partie fermionique du lagrangien est donnée par :

$$L_{fermions} = \sum_{m=1}^f (\bar{q}_{mL} i \not{D} q_{mL} + \bar{l}_{mL} i \not{D} l_{mL} + \bar{u}_{mR} i \not{D} u_{mR} + \bar{d}_{mR} i \not{D} d_{mR} + \bar{e}_{mR} i \not{D} e_{mR} + \bar{\hat{m}}_{mR} i \not{D} \hat{m}_{mR}) \quad 2.16$$

$m$  : est l'indice de la famille.

$F = 3$  : est le nombre de familles.

$L(R)$  : font référence à des projections de chiralité gauche (droite) respectivement :

$$\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \Psi \quad 2.17$$

$$\Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \Psi \quad 2.18$$

Tel que :

$$q_{mL} : \text{Représente la partie left des quarks} \left[ q_{mL} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \right]$$

$$l_{mL} : \text{Représente la partie left des leptons} \left[ l_{mL} = \begin{pmatrix} e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \hat{e} \\ \hat{e} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \hat{\tau} \\ \hat{\tau} \end{pmatrix}_L \right]$$

$$u_{mR} : \text{Représente la partie right du up quark} \left[ u_{mR} = (u, c, t)_R \right]$$

$$d_{mR} : \text{Représente la partie right du down quark} \left[ d_{mR} = (d, s, b)_R \right]$$

$$e_{mR} : \text{Représente la partie right des leptons} \left[ e_{mR} = (e^-, \hat{e}^-, \hat{\tau}^-) \right]$$

$$\hat{m}_{mR} : \text{Représente la partie right des leptons} \left[ \hat{m}_{mR} = (\hat{e}, \hat{e}, \hat{\tau}) \right]$$

Qui se transforment comme des doublets de  $SU(2)$ , pendant que les champs droits  $u_{mR}$ ,  $d_{mR}$ ,  $e_{mR}$  et  $\hat{m}_{mR}$  sont des singulets du groupes  $U(1)$ .

Les dérivées covariantes de jauge sont [10]:

$$D_- q_{mL} = \left( \partial_- + i g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_- + i \frac{g_1}{2} B_- \right) q_{mL} \quad 2.19$$

$$D_- l_{mL} = \left( \partial_- + ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_- - i \frac{g_1}{2} B_- \right) l_{mL} \quad 2.20$$

$$D_- u_{mR} = \left( \partial_- + 2i \frac{g_1}{3} B_- \right) u_{mR} \quad 2.21$$

$$D_- d_{mR} = \left( \partial_- - i \frac{g_1}{3} B_{mR} \right) d_{mR} \quad 2.22$$

$$D_- e_{mR} = \left( \partial_- - ig_1 B_- \right) e_{mR} \quad 2.23$$

$$D_- \hat{e}_{mR} = \partial_- \hat{e}_{mR} \quad 2.24$$

### - Secteur de Yukawa :

C'est dans le secteur de Yukawa où les masses aux champs fermionique sont générées avec l'utilisation des interactions de champs de Higgs. Dans ce secteur un mélange entre les différentes familles est introduit.

Le doublet de Higgs est utilisé dans le but d'écrire un terme de masse qui relie les composantes left et right qui sont respectivement des singulets et des doublets.

Le couplage des fermions et de Higgs a la forme suivante :

$$L_{yukawa} = \sum_{m,n=1}^f (\Gamma_{mn}^u \bar{q}_{mL} \xi u_{nR} + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL} \xi d_{nR} + \Gamma_{mn}^e \bar{l}_{mL} \xi e_{nR} + \Gamma_{mn}^{\hat{e}} \bar{l}_{mL} \xi \hat{e}_{nR}) + hc \quad 2.25$$

Où :

$\xi$  : Est un doublet de Higgs dans le modèle standard.

Et :

$$\xi = i \tau^2 \xi^+ = \begin{pmatrix} \xi^0 \\ -\xi^- \end{pmatrix} \quad 2.26$$

$\xi^-$  : Est le champ de Higgs conjugué

$\Gamma_{mn}$  : Est la matrice complexe  $3 \times 3$  décrivant les couplages de Yukawa entre un doublet de Higgs et les différents saveurs  $m$  et  $n$  de quark ou lepton. L'absence des neutrinos droits ne permet pas d'avoir des interactions de Yukawa pour les neutrinos [10].

## 2.5 La Brisure de symétrie spontanée et le mécanisme de Higgs:

Le mécanisme de Higgs (appelée aussi mécanisme de Englert-Brout -Higgs- Guralnik-Hgen-Kibble)

Le champ de Higgs est un doublet de champs scalaires complexes d'hypercharge  $Y=1$ . Le secteur de Higgs va générer la brisure spontanée de  $SU_L(2) \otimes U(1)_Y \xrightarrow{SSB} U_{em}(1)$ . On dit que le groupe de jauge du modèle standard est spontanément brisé:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{em}$$

Le Lagrangien de Higgs devient:

$$L_\xi = (D^\mu \xi)^\dagger (D_\mu \xi) - \lambda^2 (\xi^\dagger \xi - v)^2 \quad 2.27$$

Le champ de Higgs est maintenant un doublet.

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi^+ \\ \xi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \xi_1 & i \xi_2 \\ \xi_3 & i \xi_4 \end{pmatrix} \quad 2.28$$

$V(\xi)$ : Est un potentiel scalaire définit de telle sorte qu'il soit invariant sous  $SU(2)$ .

Considérons le minimum dans l'énergie potentielle du Lagrangien:

$$V(\xi) = \lambda^2 (\xi^\dagger \xi - v)^2 \quad \lambda^2 > 0 \quad 2.29$$

Pour une brisure spontanée de la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , on prend le minimum du potentiel  $V(\xi)$

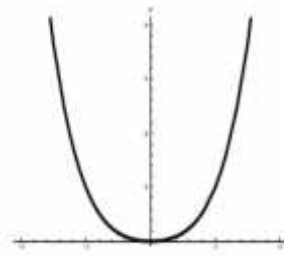
$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \xi} &= \lambda^2 (\xi^\dagger \xi - v) \xi = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial \xi^+} &= \lambda^2 (\xi^\dagger \xi - v) \xi^+ = 0 \end{aligned} \quad 2.30$$

Il peut prendre deux formes différentes dépendant du signe de  $\lambda^2$

- Si  $\lambda^2$  est positif ( $\lambda^2 > 0$ ):

$$\xi = \xi^+ = \xi_{\min} = 0 \quad 2.31$$

La forme du potentiel pour le cas  $\lambda^2 \geq 0$  [11.12.13]:

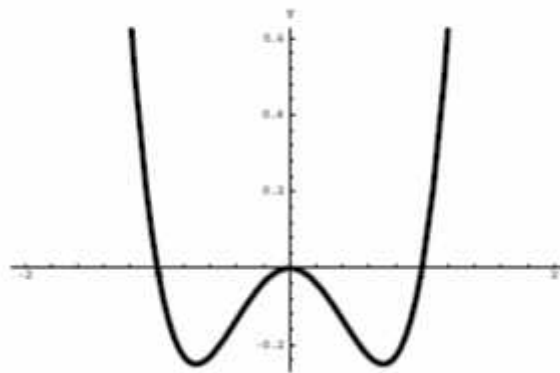
Figure 2.1- La forme du potentiel pour le cas  $\tilde{m}^2 > 0$ 

Donc le cas de  $\tilde{m}^2 > 0$  il n'y a pas une brisure de symétrie.

- Si  $\tilde{m}^2$  négatif ( $\tilde{m}^2 < 0$ )

$$(\phi^+ \phi^-)_{\min} = -\frac{\tilde{m}^2}{2\lambda} \quad 2.32$$

$$\phi^+ \phi^- = |\phi|^2 = \pm \sqrt{\frac{-\tilde{m}^2}{2\lambda}} \quad 2.33$$

Figure 2.2- La forme du potentiel pour le cas  $\tilde{m}^2 < 0$ 

Le minimum dans le potentiel se produit à:

$$\frac{dV}{d(\phi^+ \phi^-)} = 0 \Rightarrow \tilde{m}^2 + 2\lambda (\phi^+ \phi^-) = 0 \quad 2.34$$

$$(\xi^+ \xi^-)_{\min} = -\frac{\tilde{m}^2}{2} \quad 2.35$$

$$\xi^+ \xi^- = \frac{1}{2} (\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 + \xi_4^2) \quad 2.36$$

Nous choisissons Le minimum tel que:

$$\xi_1 = \xi_2 = \xi_4 = 0 \quad 2.37$$

$$\Phi_{\min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon \end{pmatrix} \quad 2.38$$

$$(\xi^+ \xi^-)_{\min} = -\frac{\tilde{m}^2}{2} \equiv \frac{\epsilon^2}{2} \quad 2.39$$

Alors

$$\epsilon^2 = -\frac{\tilde{m}^2}{\lambda} \quad 2.40$$

$\epsilon$  : La valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide.

Développer autour du minimum:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon + H(x) \end{pmatrix} \quad 2.41$$

$$\Phi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (0 \quad \epsilon + H(x))$$

$H(x)$  : Le champ du boson de Higgs est un champ scalaire, ce qui implique que le Higgs est un boson de spin nul.

En insérant l'équation (2.41) dans le potentiel  $V$  de l'équation (2.29), nous obtenons:

$$\begin{aligned} V(\xi) &= \frac{\tilde{m}^2}{2} (\epsilon + H(x))^2 + \frac{\lambda}{4} (\epsilon + H(x))^4 \\ V(\xi) &= \frac{\tilde{m}^2}{2} (\epsilon^2 + H^2 + 2\epsilon H) + \frac{\lambda}{4} (\epsilon^4 + H^4 + 6\epsilon^2 H^2 + 4\epsilon^3 H + 4\epsilon H^3) \\ V(\xi) &= \frac{\lambda}{4} \epsilon^4 + \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{\tilde{m}^2}{2} \epsilon^2 + \lambda \epsilon H^3 + H^2 \left( \frac{\tilde{m}^2}{2} + \frac{3\lambda}{2} \epsilon^2 \right) + \epsilon H (\tilde{m}^2 + \lambda \epsilon^2) \end{aligned} \quad 2.42$$

La relation (1.42) implique :

$$V(\phi) = \frac{1}{4}\mu^4 + \frac{1}{4}H^4 + \frac{\lambda}{2}\mu^2 H^2 + \lambda H^3 + H^2 \left( \frac{\lambda}{2} + \frac{3}{2}\lambda \right) \left( -\frac{\mu^2}{\lambda} \right) + \mu H \left( -\mu^2 + \lambda \left( -\frac{\mu^2}{\lambda} \right) \right)$$

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2 H^2 + \frac{1}{4}H^4 + \frac{1}{4}\mu^4 + \lambda H^3 + \frac{\lambda}{2}\mu^2 H^2 \quad 2.43$$

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}(2\mu^2)H^2 + \frac{1}{4}H^4 + \frac{1}{4}\mu^4 + \lambda H^3 + \frac{\lambda}{2}\mu^2 H^2$$

Donc, on identifie un terme de masse de boson de Higgs est [12.13]:

$$M_H = 2\mu \quad \text{avec } \mu > 0 \quad 2.44$$

## 2.6 La violation de CP dans le modèle standard :

### 2.6.1 Introduction:

Le modèle Standard donne une interprétation théorique de la violation CP dans les systèmes  $(K^0 - \bar{K}^0)$  et  $(B^0 - \bar{B}^0)$ . Ce Modèle Standard (basé sur le groupe de jauge  $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$  pour trois familles de quarks et de leptons) a l'avantage de fournir une phase libre dans sa partie électrofaible qui peut être considérée comme une source de la violation de CP. Ce paramètre provient de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui introduit un mélange entre les différents saveurs de quarks.

### 2.6.2 L'origine de la violation :

L'origine de la violation est directement inscrite dans la description actuelle du Modèle Standard dans le secteur des quarks. Cette partie montre comment la symétrie CP peut être violée en considérant 3 générations de particules fondamentales. Tel que l'ensemble des quarks sont :

$$\begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L, U_R, D_R$$

$$\text{Avec } U = (u, c, t) \text{ et } D = (d, s, b)$$

Masse des quarks :

Il faut écrire un terme de Yukawa pour les quarks :

$$L_{Yukawa}^{quarks} = \sum_{m,n=1}^f (\Gamma_{mn}^u \bar{q}_{mL} \{u_{nR} + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL} \{d_{nR}\} + hc \quad 2.45$$

On remplace le choix de jauge de l'équation (2.38) dans l'équation (2.45) on obtient :

$$L_{Yukawa}^{quarks} = \sum_{m,n=1}^f \left\{ \Gamma_{mn}^u \begin{pmatrix} \bar{U}_{mL} & \bar{D}_{mL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} U_{nR} + \Gamma_{mn}^d \begin{pmatrix} \bar{U}_{mL} & \bar{D}_{mL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} D_{nR} \right\} + hc \quad 2.46$$

Les termes de masses des quarks prennent la forme suivante :

$$L_{Yukawa}^{quarks} = \sum_{m,n=1}^f \left\{ \Gamma_{mn}^u \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{U}_{mL} U_{nR} + \Gamma_{mn}^d \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{D}_{mL} D_{nR} \right\} + hc \quad 2.47$$

$$L_{Yukawa}^{quarks} = \sum_{m,n=1}^f \left\{ M_{mn}^u \bar{U}_{mL} U_{nR} + M_{mn}^d \bar{D}_{mL} D_{nR} \right\} + hc \quad 2.48$$

Avec :

$$M_{mn}^u = \Gamma_{mn}^u \frac{v}{\sqrt{2}}, M_{mn}^d = \Gamma_{mn}^d \frac{v}{\sqrt{2}} \quad 2.49$$

Où  $M_{mn}^u$  et  $M_{mn}^d$  : sont les matrices de masse des quarks «up» et «down» respectivement non diagonales. Mais les quarks physiques ont des masses bien définies, il faut diagonaliser ces matrices de masse [14.15].

### Diagonalisation :

En générale une matrice est diagonalisée par la transformation unitaire suivante :

$$M_{diag}^u = \begin{pmatrix} m^u & 0 & 0 \\ 0 & m^c & 0 \\ 0 & 0 & m^t \end{pmatrix} = U_L^{u+} m_{mn}^u U_R^u \quad 2.50$$

$$M_{diag}^d = \begin{pmatrix} m^d & 0 & 0 \\ 0 & m^s & 0 \\ 0 & 0 & m^b \end{pmatrix} = U_L^{d+} m_{mn}^d U_R^d \quad 2.51$$

Où :

Les matrices unitaires  $U_L^u, U_R^u, U_L^d$  et  $U_R^d$  sont différentes.

Finalement, le lagrangien de Yukawa s'écrit comme une somme de terme de masse :

$$L_{Yukawa}^{quarks} = \sum_m \left\{ \bar{u}'_{Lm} M_{diag}^u u'_{Rm} + \bar{d}'_{Lm} M_{diag}^d d'_{Rm} \right\} \quad 2.52$$

Où :

$$u'_{L,R} = U_{L,R}^u u_{L,R} \quad \text{Et} \quad d'_{L,R} = U_{L,R}^d d_{L,R} \quad 2.53$$

$$u_{L,R} = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L, \quad d_{L,R} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad 2.54$$

On définit le lagrangien de courant chargé dans la base de jauge :

$$L_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu d_L W^{+\mu} + hc \quad 2.55$$

On utilise l'équation (2.53), ceci devient [14.15]:

$$L_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}'_L U_L^{u+} \gamma^\mu U_L^d d'_L W^{+\mu} + hc \quad 2.56$$

### 2.6.3 Matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa :

Historiquement quand la violation de CP a été mise en évidence, seuls trois quarks avaient été découverts, les quarks u, d, s Cabibbo avait introduit en 1963 l'angle  $\theta_c$  pour expliquer les transitions  $u \rightarrow d$  et  $u \rightarrow s$  intervenant dans les désintégrations des kaons. Un an après, la violation de CP était découverte, or comme il sera vu "voir 2.6.8" il faut que le couplage soit complexe. Les couplages de Cabibbo étaient réels ne pouvaient pas expliquer l'observation expérimentale.

Le modèle standard rend compte de la violation de la symétrie CP via la matrice CKM. Dans un premier temps, nous décrivons cette matrice. Puis nous abordons la représentation sous forme de triangle des paramètres de cette matrice.

Dans le cas de N=3 on a:

$$\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \quad u_R, c_R, t_R \quad \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad d_R, s_R, b_R \quad 2.57$$

L'idée de Kobayashi et Maskawa en 1973 fut de remarquer qu'en considérant trois quarks pour former trois familles. Le couplage du courant change de quarks avec les bosons  $W^\pm$  :

$$\begin{aligned}
L_{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t})\gamma^\mu U_L^u U_L^{d+} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} W^{\mu+} + hc \\
&= -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t})\gamma^\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} W^{\mu+} + hc \\
V_{CKM} &= U_L^u U_L^{d+} \tag{2.58}
\end{aligned}$$

Où  $V_{CKM}$  est la matrice Cabibbo Kobayashi et Maskawa (CKM).

### 2.6.4 Définition de la matrice CKM :

La matrice de cabibbo Kobayashi Maskawa est une matrice unitaire de mélange des quarks et décrit le changement de saveur des quarks dans les interactions faibles. Elle est définie comme suit :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{2.59}$$

Cette matrice est  $3 \times 3$  unitaire et complexe.

### 2.6.5 Le triangle d'unitarité :

Une conséquence de l'unitarité de la matrice  $V_{CKM}$  sont les relations triangulaires entre les éléments de la  $i$  et  $j$ .

Pour introduire les triangles d'unitarité, utilisons l'unitarité de  $V_{CKM}$  qui impose la condition suivante :

$$VV^\dagger = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.60}$$

Cela conduit aux trois suivantes relations unitaires :

$$V_{ud}V_{ud}^* + V_{us}V_{us}^* + V_{ub}V_{ub}^* = 1 \tag{2.61}$$

$$V_{cd}V_{cd}^* + V_{cs}V_{cs}^* + V_{cb}V_{cb}^* = 1 \tag{2.62}$$

$$V_{td}V_{td}^* + V_{ts}V_{ts}^* + V_{tb}V_{tb}^* = 1 \quad 2.63$$

Les relations restantes sont connues sous le nom de conditions d'orthogonalité [16.17]:

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0 \quad 2.64$$

$$V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0 \quad 2.65$$

$$V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0 \quad 2.66$$

$$V_{cd}V_{ud}^* + V_{cs}V_{us}^* + V_{cb}V_{ub}^* = 0 \quad 2.67$$

$$V_{td}V_{cd}^* + V_{ts}V_{cs}^* + V_{tb}V_{cb}^* = 0 \quad 2.68$$

$$V_{td}V_{ud}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{tb}V_{ub}^* = 0 \quad 2.69$$

Et aussi

$$V^+V = 1 \quad 2.70$$

### 2.6.6 Les paramétrisations de la matrice CKM:

Il existe principalement deux paramétrisations de la matrice CKM. L'une est appelée la paramétrisation standard. Il s'agit d'un produit de trois rotations successives dans l'espace des états des quarks down :

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \exp(-i\mathbf{u}) \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} \exp(i\mathbf{u}) & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad 2.71$$

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \exp(-i\mathbf{u}) \\ -s_{12}c_{13} - c_{12}s_{23}s_{13} \exp(i\mathbf{u}) & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} \exp(i\mathbf{u}) & s_{23}c_{13} \\ s_{23}c_{13} - c_{12}c_{23}s_{13} \exp(i\mathbf{u}) & -c_{12}c_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} \exp(i\mathbf{u}) & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad 2.72$$

Où  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ,  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ,  $ij = 1, 2, 3$ , et  $\mathbf{u}$  est la phase responsable de tous les phénomènes de CP violation dans les processus de changement de saveur dans le SM, et peut varier entre 0 et  $2\pi$ . Les angles  $\theta_{ij}$  peuvent être choisis pour se trouver dans le premier quadrant, donc  $s_{ij}, c_{ij} \geq 0$ . [17.18.19.20]

### 2.6.7 Détermination des éléments de la matrice CKM:

Nous allons maintenant discuter brièvement des valeurs expérimentales des éléments matriciels de la matrice CKM

$|V_{ud}|$ : Cet élément de matrice est déterminé à partir de la comparaison des taux de désintégration  $\beta$  nucléaire ou Les taux de désintégration des neutrons au taux de désintégration du  $^{11}\text{Li}$ . Dans les calculs, il existe des incertitudes théoriques à cause des corrections énergétiques contraignantes dans les noyaux. La meilleure valeur obtenue en faisant la moyenne de nombreuses expériences est:

$$|V_{ud}| = 0.97425 \pm 0.00022 \tag{2.74}$$

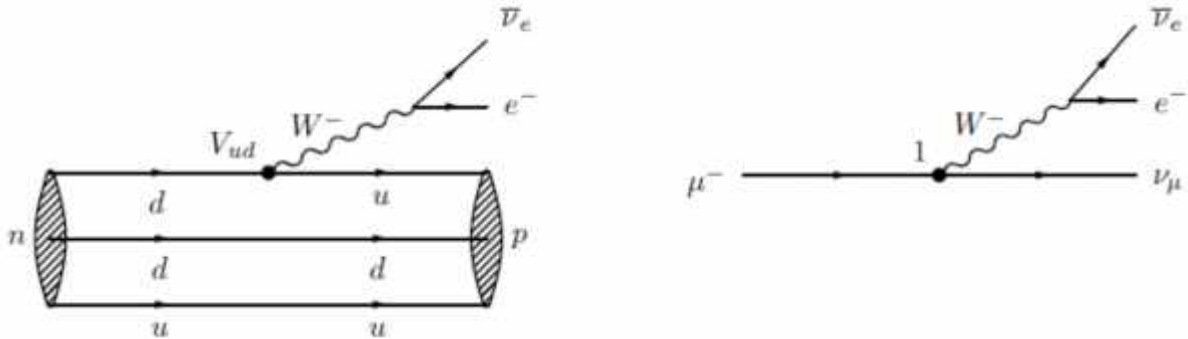


Figure 2.3- Diagrammes importants pour déterminer  $V_{ud}$ .

De la même façon et pour tous les autres paramètres on peut obtenir la matrice CKM [4]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97428 & 0.2253 & 0.00347 \\ 0.2252 & 0.97345 & 0.0410 \\ 0.00862 & 0.0403 & 0.999152 \end{pmatrix} \pm \begin{pmatrix} 0.00015 & 0.0007 & 0.00016 \\ 0.0007 & 0.00016 & 0.0011 \\ 0.00026 & 0.0011 & 0.000045 \end{pmatrix} \tag{2.75}$$

### 2.6.8 Sources de violation CP faible dans le Modèle Standard :

La phase apparue dans la matrice de Cabibbo Kobayashi et Maskawa qui est responsable de

la violation CP dans le Modèle Standard.

Soit le champs fermionique  $\Psi$ , on a défini l'opérateur de la conjugaison de charge par:

$$\Psi^c = i\chi^2\chi^0\Psi_{L,R}^* \Rightarrow c = i\chi^2\chi^0 \quad 2.76$$

On peut définir l'opérateur CP pour un spineur de champs fermionique comme suit :

$$(CP)\Psi_{L,R}(\vec{x},t)(CP)^{-1} = p i\chi^2\chi^0\Psi_{L,R}^*(\vec{x},t)p^{-1} = i\chi^2\chi^0\Psi_{L,R}^*(-\vec{x},t) \quad 2.77$$

On a aussi sa conjugué :

$$\left((CP)\Psi_{L,R}(\vec{x},t)(CP)^{-1}\right)^+ = \left(i\chi^2\chi^0\Psi_{L,R}^*(-\vec{x},t)\right)^+ \quad 2.78$$

Ce qui donne :

$$(CP)\Psi_{L,R}(\vec{x},t)(CP)^{-1} = \left(\left(\Psi_{L,R}^*(-\vec{x},t)\right)^*\right)^T (i\chi^2\chi^0)^+ \quad 2.79$$

$$(CP)\Psi_{L,R}(\vec{x},t)(CP)^{-1} = \Psi_{L,R}^T(-\vec{x},t)(-i)(\chi^2\chi^0)^T \quad 2.80$$

$$(CP)\Psi_{L,R}(\vec{x},t)(CP)^{-1} = -\Psi_{L,R}^T(-\vec{x},t)(i\chi^2\chi^0) \quad 2.81$$

Tel que

$$\chi^2 = \chi^{2+} \quad \text{Et} \quad \chi^0 = \chi^{0+}$$

On a aussi :

$$(CP)A_a^0(\vec{x},t)T_a(CP)^{-1} = -A_a^0(\vec{x},t)T_a^T \quad 2.82$$

$$(CP)A_a^j(\vec{x},t)T_a(CP)^{-1} = +A_a^j(\vec{x},t)T_a^T \quad 2.83$$

Avec :

$T_a$  : Les générateurs des groupes de jauge  $j = 1, 2, 3$

Et :

$$(CP)H(\vec{x},t)(CP)^{-1} = H^*(-\vec{x},t) \quad 2.84$$

On observe que l'action de CP n'affecte pas les termes de lagrangien seuls les termes de Yukawa (terme de masse) et d'interaction qui sont affectés [21].

**CHAPITRE03 :**  
**MESURE DE LA CP**  
**VIOLATION DIRECTE**

### 3.1 Introduction:

Les quantités  $v'$  et  $v$  mesurent la quantité de violation directe et indirecte de CP dans  $K \rightarrow ff$  désintégration, respectivement. En utilisant les récents résultats en réseau des collaborations RBC et UKQCD et une nouvelle implémentation compacte de l'évolution du groupe de renormalisation  $\Delta S = 1$ , nous prévoyons [22]:

$$\text{Re}\left(\frac{v'}{v}\right) = (1.06 \pm 5.07) \times 10^{-4} \tag{3.1}$$

### 3.2 Amplitude :

Nous allons étudier les désintégrations  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  en utilisant la matrice de CKM, nous devons introduire une amplitude qui crée une transition  $\Delta S = 1$ .

Nous allons étudier les désintégrations  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  dans deux cas.

#### Cas 1 : $K^0 \rightarrow f^- e^+ \bar{\nu}$ et $\bar{K}^0 \rightarrow f^+ e^- \nu$ :

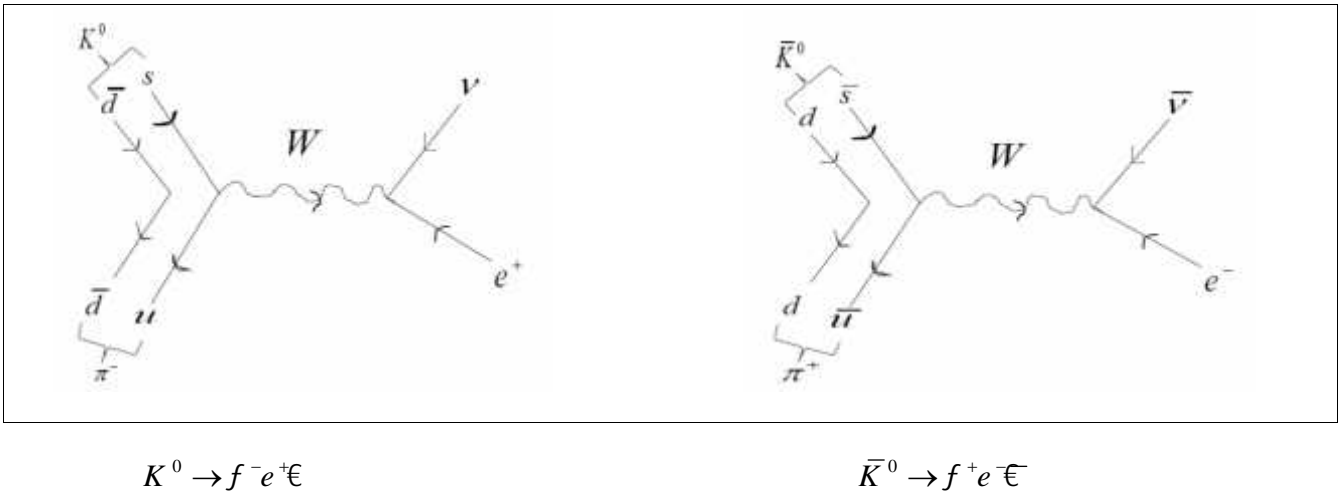


Figure 3.1 : Diagrammes de Feynman pour désintégrations  $K^0 \rightarrow f^- e^+ \bar{\nu}$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow f^+ e^- \nu$ .

Une amplitude pour une désintégration d'un méson  $K^0$  donné Dans un état final  $f^- e^+ \bar{\nu}$  est alors simplement donné par :

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us} \bar{u}_{e^+} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_{\bar{\nu}} V_{cd}^* \bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_s \tag{3.2}$$

Il en résulte directement une expression de la largeur totale

$$\Gamma(\bar{s} \rightarrow \bar{u} e^+ \bar{\nu}_e) = \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{\bar{u}\bar{s}}|^2 K(r) \quad 3.3$$

Une amplitude pour une désintégration d'un méson  $\bar{K}^0$  donné Dans un état final  $f^+ e^- \bar{\nu}_e$  est alors simplement donné par :

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us} \bar{u}_e \chi_{-} (1 - \gamma^5) v_{\bar{\nu}_e} \bar{s} \chi_{-} (1 - \gamma^5) u_u \quad 3.4$$

Il en résulte directement une expression de la largeur totale

$$\Gamma(s \rightarrow u e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}|^2 K(r) \quad 3.5$$

Avec :

$K(r)$  est le facteur de cinétique.

$G_F$  est la constante de couplage de fermi

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_w^2} \quad 3.6$$

**Cas 2 :  $K^0 \rightarrow f^+ f^-$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow f^+ f^-$  :**

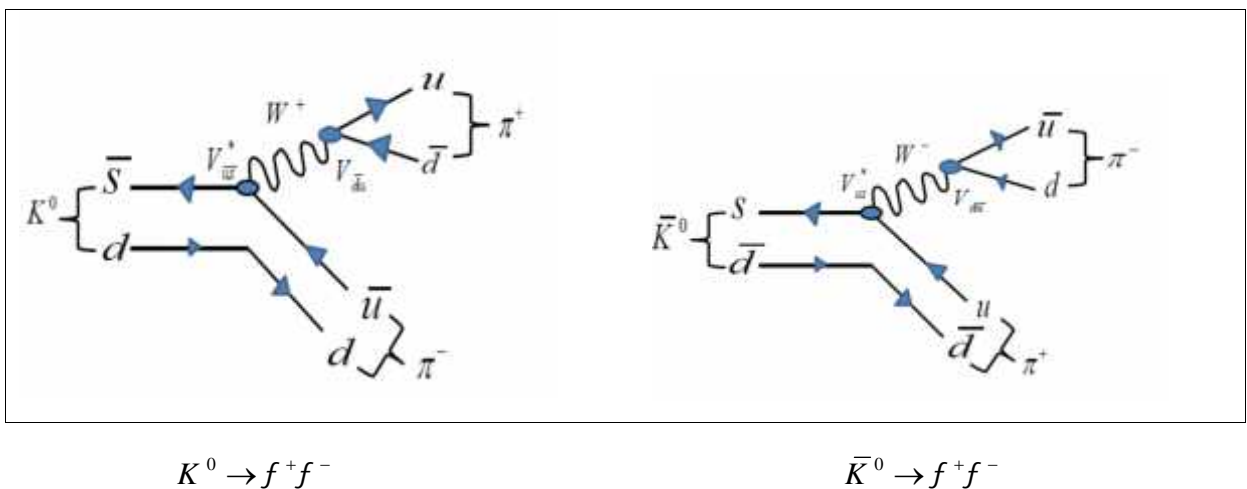


Figure 3.2 : Diagrammes de Feynman pour désintégrations  $K^0 \rightarrow f^+ f^-$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow f^+ f^-$ .

Une amplitude pour une désintégration d'un méson  $\bar{K}^0$  donné Dans un état final  $f^+f^-$  est alors simplement donné par :

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f V_{us}^* V_{ud} \bar{u}_s \chi^- (1 - \chi^5) u_u \bar{v}_u \chi^- (1 - \chi^5) u_{\bar{d}} \quad 3.7$$

Il en résulte directement une expression de la largeur totale

$$\Gamma(K^0 \rightarrow f^+f^-) = \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}^* V_{ud}|^2 f^2 \quad 3.8$$

Une amplitude pour une désintégration d'un méson  $\bar{K}^0$  donné Dans un état final  $f^+f^-$  est alors simplement donné par :

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f V_{us}^* V_{\bar{u}d} \bar{u}_s \chi^- (1 - \chi^5) u_u \bar{v}_{\bar{u}} \chi^- (1 - \chi^5) u_d \quad 3.9$$

Il en résulte directement une expression de la largeur totale

$$\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow f^+f^-) = \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}^* V_{\bar{u}d}|^2 f^2 \quad 3.10$$

Avec :

$f$  est le facteur de cinétique.

$G_F$  est la constante de couplage de fermi

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_w^2}$$

### 3.3 Mesure $\frac{V'}{V}$ :

La violation de CP directe est décrite par le paramètre bien connu  $V'$ .

**Cas 1 :**  $K^0 \rightarrow f^- e^+ \bar{\nu}$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow f^+ e^- \bar{\nu}$  :

La formule pour mesure  $\frac{V'}{V}$  est donné par :

$$\begin{aligned}
\frac{v'}{v} &= \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow f^- e^+ \bar{\nu}) - \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow f^+ e^- \nu)}{\Gamma(K^0 \rightarrow f^- e^+ \bar{\nu}) + \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow f^+ e^- \nu)} \\
&= \frac{\frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}|^2 K(r) - \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}|^2 K(r)}{\frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}|^2 K(r) + \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}|^2 K(r)}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

**Cas 2 :**  $K^0 \rightarrow f^+ f^-$  et  $\bar{K}^0 \rightarrow f^+ f^-$  :

La formule pour mesure  $\frac{v'}{v}$  est donné par :

$$\begin{aligned}
\frac{v'}{v} &= \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow f^+ f^-) - \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow f^+ f^-)}{\Gamma(K^0 \rightarrow f^+ f^-) + \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow f^+ f^-)} \\
&= \frac{\frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}^* V_{ud}|^2 f^2 - \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}^* V_{ud}|^2 f^2}{\frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}^* V_{ud}|^2 f^2 + \frac{G_F m_s^5}{192 f^3} |V_{us}^* V_{ud}|^2 f^2}
\end{aligned} \tag{3.12}$$

Le résultat obtenu n'est pas exacte, ce qui nous oblige à voir d'autre cas, tel que les ordres supérieurs, par exemple le cas diagramme de pingouins.

### 3.4 Diagramme de pingouins:

La violation directe est possible dans le modèle standard grâce à des diagrammes « pingouins » représentés sur la figure 3.3. Ici également, les boucles contiennent tous les quarks de charge  $+\frac{2}{3}$ . Les éléments de la matrice CKM apportent le déphasage entre les diagrammes qui permettent de différencier  $A(K^0 \rightarrow ff)$ ,  $A(\bar{K}^0 \rightarrow ff)$  et autorisent la désintégration du  $K_2^0$  en deux pions. Les prédictions que le modèle standard peut formuler sur la valeur de  $\text{Re}\left(\frac{v'}{v}\right)$  seront décrites au paragraphe [23].

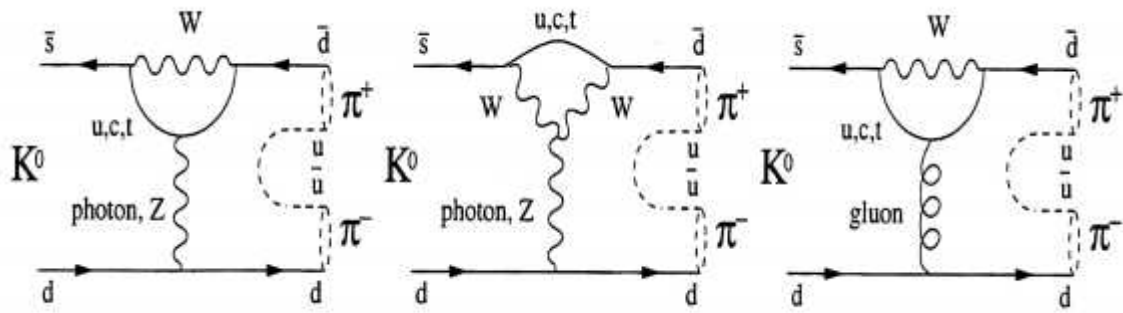


Figure 3.3: Diagrammes pingouins responsables de la violation directe de CP.

# CONCLUSION

### **Conclusion :**

La violation de CP est un aspect crucial de la physique des particules. Inattendue, elle a été observée pour la première fois en 1964 dans le système des kaons neutres. Elle a trouvé une explication naturelle dans le cadre du modèle standard, par la présence d'une phase irréductible dans la matrice de mélange des quarks. Cette propriété n'étant valide que dans un univers comptant au moins trois familles de quarks.

Nous avons étudié la violation de CP dans le cas désintégration (directe), et nous avons comparé entre les résultats expérimentaux et théoriques, mais le résultat n'est pas exact, ce qui oblige à voir les autres cas.

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

## Référence :

- [1] M. HERRERO. THE STANDARD MODEL. arXiv :hep-ph/9812 242v1 3dec 1998.
- [2] L. Marleau .Introduction à la physique des particules.1998-2003.
- [3] B. R. Martin et G. Shaw. PARTICLE PHYSICS.Third Edition.
- [4] P. Kooijman & N. Tuning .CP Violation. April 2011.
- [5] T. Morii, C.S.Lim et S.N.Mukherjee. The Physics of Standard Model and Beyond.
- [6] A.Das and T.Ferbel Introduction to Nuclear and Particle Physics, Second Edition, University of Robester.
- [7] Quang Ho-Kim Xuan-Yem Pham .Elementary particles and Their interactions .Concepts and Phenomena.
- [8] DONALD H.PERKINS. Introduction to High Energy Physics.4Th Edition.
- [9] Zoologie des particules. www.sciencesalecole.org .« Sciences à l'Ecole ».
- [10] PAUL LANGACKER. INTRODUCTION TO THE STANDARD MODEL AND ELECTROWEAK PHYSICS. ArXiv:0901.0241v1 [hep-ph] 2 Jan 2009.
- [11] Standard Model: An Introduction S. F. Novaes arXiv:hep-ph/0001283v1 27 Jan 2000
- [12] J.Brau, Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Fourth Edition, Physics 662, Chapter 8.
- [13] Champs quantiques relativistes <<notes de cours du professeur mikail shaposhnikov>> (Steven Bachmann 2007).
- [14] Mu-ChunChen, K.T.Mahanthappa. Fermion Masses and Mixing and CP-Violation. SO(10) Model swith Family Symmetries arXiv:hep-ph/0305088v1 8May 2003.
- [15] YOSEF NIR. The CKM Matrix and CP Violation.
- [16] Andrija Rasin. DIAGONALIZATION OF QUARK MASS MATRICES AND THE CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA MATRIX .hep-ph/9708216 .IC/97/127
- [17] Guillaume Thérin. Étude de la violation de CP dans les désintégrations  $B^\pm \rightarrow D^0 K^{*\pm}$  sur l'expérience BABAR à SLAC. THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS VII
- [18] F.J.Gilman, K.Kleinknecht and B.Renk. CKM quark-Mixing matrix 1.THE CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA QUARK-MIXING MATRIX.June 14, 2000.
- [19] A. Ceccucci (CERN), Z. Ligeti (LBNL), and Y. Sakai (KEK). CKM quark-mixing matrix 1.THE CKMQUARK-MIXING MATRIX. Revised February 2014.
- [20] Cécile RIMBAULT. ETUDE DE LA VIOLATION DIRECTE DE CP DANS LA DESINTEGRATION DU MESON B EN MESONS VECTEURS INCLUANT LE

## Référence

---

MELANGE  $\dots^0 - \check{S}$  DANS LE CADRE DE L'EXPERIENCE LHCb. THESE.

[21] M. BOUSSAHEL, Thèse majester, 1995.

[22] Tepei Kitahara, Ulrich Nierste, Paul Tremper. Direct CP violation in  $K \rightarrow ff$  decays and supersymmetry. arXiv:1612.07967v1 [hep-ph] 23 Dec 2016

[23] Raphael Granier de Cassagnac. MESURE DE LA VIOLATION DIRECTE DE CP AUPRES DE L'EXPERIENCE NA48 DU CERN. THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE PARIS VI.

## ملخص :

في عملنا هذا قمنا بإعطاء عموميات التناظرات المتقطعة (T, P, C) و درسنا انتهاك التناظر CP في النظام كاون.

وكذلك قدمنا النموذج العياري مع الكثير من التفاصيل اما الجانب الفيزيائي او الرياضي، و انتهاك التناظر CP في النموذج العياري.

درسنا انتهاك التناظر المباشر، والنتائج التي تم الحصول عليها تسمح لنا بشرح أكثر انتهاك CP المباشر، ولكنه يتطلب النظر المستمر في الحالة ذات الرتب العالية من اجل الفهم الجيد.

## *Résumé :*

Dans notre présent travail, nous avons présenté le général de symétries discrètes (C, P, T) et on a étudié de la violation de CP dans système des kaons.

On a aussi présenté le modèle standard avec beaucoup de détail soit d'un coté physiques ou mathématiques et où on a mis en évidences les sources la violation de CP.

La violation de CP directe ont été étudié, les résultats obtenu nous ont permis de mieux comprendre la violation de CP en particulier la violation de CP directe où on a constaté que l'étude des ordres supérieurs est nécessaire.

## *Abstract:*

In our present work, we presented the general of discrete symmetries (C, P, T) and we studied the violation of CP in kaons system.

The standard model has also been presented with a lot of detail, either physical or mathematical, and where the sources of the violation of CP.

The direct CP violation has been studied, the results obtained have allowed us to better understand the violation of CP especially the direct CP violation where it was found that the study of higher orders is necessary.