République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l’Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université A.MIRA-BEJAIA

Faculté des Sciences Exactes
Département de PHYSIQUE

Mémoire de Master

Spécialité: Physique Théorique

Thème

La violation de la symétrie CP

Présenté par :

Mr. Belaid Mohand Akli

Soutenu le: ./09/2021

Devant le Jury composé de:

Ourad Ep. Meziani	**Ouardia**	**Professeur**	**Président**
Zellag	**Saliha**	**MCB**	**Membre de jury**
Mohamed Meziani	**Abdelkader**	**MCA**	**Encadreur**

Année universitaire 2020/2021

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 soutient, votre gentillesse, et votre grande humanité, sans oublier tous mes gentils enseignants et enseignantes de l’année

Le remerciement passe aussi à mon père et ma mère et tous mes amis de classe Master 2 productique pour leur soutien moral.

Table des matières

Introduction

Dans ce mémoire nous avons étudié la violation de la symétrie CP dans le cadre théorique en commençant par un bref rappel de la mécanique classique, mécanique quantique et de la théorie des champs. En effet, nous avons rappelé le principe de moindre action à partir duquel découlent les équations du mouvement que ce soit en théorie classique qu'en théorie des champs. Nous avons ensuite étudié les transformations continues et discrètes et le principe d'invariance de la physique sous ces dernières.

La mécanique classique est la théorie physique qui traite le mouvement des corps qui sont macroscopiques et sont animés avec des vitesses faibles par rapport à la vitesse de la lumière C. Les débuts de la mécanique classique remontent au début du 17ème siècle avec la formulation du principe d'inertie par Galileo Galilée. Cette mécanique est publiée en 1687 par Isaac Newton qui ce base sur un petit nombre des postulats à partir des concepts cinématiques (position, vitesse, accélération) et dynamiques (forces, énergie, …). La théorie de Newton a permis l'étude de la chute des corps (étudié par Galilée) et l'étude du mouvement des corps célestes (étudié par Kepler). [1]

Cependant cette mécanique classique de Newton contient des problèmes comme, par exemple, la discontinuité des spectres atomiques de gaz et de matériaux, le rayonnement d'un corps noir, etc…

La mécanique quantique est construite pour corriger les problèmes rencontrés par la mécanique classique, elle décrit le comportement de la matière et de la lumière à l'échelle microscopique. L'équation d'évolution des états dynamiques d'un système quantique a été formulée en 1926 par Schrödinger, $i\hbar\frac{\partial\psi(q,t)}{\partial t} = H(q,\frac{\partial}{\partial t},t)\psi(q,t)$. Cette équation qui dépend du temps est posée comme un postulat fondamental de la mécanique quantique et elle contrôle le comportement des ondes de probabilité qui régissent l'état du système microscopique.[2]

Pour passer de la mécanique quantique à la théorie quantique des champs, on utilise la quantification canonique du formalisme de lagrangien classique d'un champ classique. On l'appelle aussi la double quantification. La première quantification consiste à remplacer les grandeurs physiques par des opérateurs qui s'appliquent sur des fonctions d'ondes à valeurs complexes et ensuite, on impose des relations de commutations entres ces derniers.

La seconde quantification consiste à remplacer, une deuxième fois, la fonction d'onde par des opérateurs de création et d'annihilation. Ces derniers permettent la création ou la destruction d'un quanta d'énergie qu'on associera à des particules et sont soumis aussi

à des relations de commutation

La théorie quantique des champs (TQC) est un formalisme général permettant d'étudier des systèmes quantique avec un nombre arbitraire des particules (quantiques) en interaction. La particule n'est plus considéré comme étant un corpuscule localisé dans un point de l'espace temps mais plutôt un champ étendu dans l'espace.

Dans une théorie quantique des champs l'étude des symétries est d'une importance majeure. Nous pouvons distinguer deux familles de transformations, continues (translations et rotations) et discrètes. Les trois symétries discrètes sont la parité, P, qui transforme $\vec{x} \longrightarrow -\vec{x}$, le renversement de temps, T, qui transforme $\vec{t} \longrightarrow -\vec{t}$ et la conjugaison de charge, C, qui transforme $particule \longrightarrow antiparticule$.

Le caractère fondamental de ces symétries est donné par le théorème CPT formulé par Lüders et Pauli dans les années 1950: « toute théorie locale de champ qui respecte l'invariance de Lorentz est automatiquement invariante par la symétrie CPT ». Cependant pour la conservation de CPT, il faut que la particule et l'antiparticule doivent être de mêmes masses. Le théorème CPT implique que s'il ya violation de l'invariance CP cela entrainera la violation de la symétrie T.

La violation de la symétrie CP a été soulignée la première fois dans la désintégration faible du kaon de longue durée de vie .En effet les théoriciens ont été guidés par l'observation, avant 1964, de la violation de la parité P et de la conjugaison de charge C dans les désintégrations faibles du pion chargé. Sans savoir qu'il possible de combiner de ce deux symétries. Ce phénomène trouve une justification élégante dans le cadre du modèle standard avec la présence d'une unique phase dans la matrice de (CKM) [3]

En 2001 les physiciens ont considéré autres méthodes à part le modèle standard qui est le système de méson B. qui joue un rôle important dans les tentatives d'études de la cosmologie pour expliquer la dominance de la matière sur l'antimatière dans l'univers.

Ce mémoire commence par une introduction générale, le premier chapitre est consacré à un bref rappel sur l'application du principe de moindre action pour obtenir les équations de mouvement dans le cas de la mécanique classique et la théorie quantique des champs. Le deuxième chapitre est dédié aux symétries et au principe d'invariance des systèmes sous ces dernières. Le troisième chapitre traite de la violation de la symétrie CP et son étude dans les systèmes $B^0\overline{B}^0$. Le mémoire est clôturé par une conclusion.

Chapitre 1

Formulations lagrangienne et hamiltonienne de la mécanique classique et la théorie quantique des champs

1.1.Introduction

La physique est divisée en deux catégories, la physique classique (la mécanique newtonienne, la théorie du champ électromagnétique, la thermodynamique), qui décrit le comportement des systèmes classiques macroscopiques et la physique quantique qui décrit le comportement des atomes et des particules microscopiques.[1]

Dans la mécanique classique, la position d'un objet ponctuel est donnée par le point $(\vec{x}, \vec{p})$ dans l'espace de phase où $\vec{x}$ est le vecteur de position et $\vec{p}$, le vecteur d'impulsion tel qu'en mécanique classique,[4] on a :

$$\vec{p} = m\vec{x} \tag{1.1}$$

Dans la formulation hamiltonienne de la mécanique classique, on a les équations du mouvement suivantes : [5]

$$\dot{p}_i = \frac{\partial H}{\partial x_i}, \tag{1.2}$$

$$\dot{x}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}. \tag{1.3}$$

et l'énergie totale du système classique est donnée comme suit :

$$H = T + V = \frac{p^2}{2m} + V\ , \tag{1.4}$$

qui est une constant du mouvement :

$$H = E = \frac{p^2}{2m} + V = \text{Constante} \tag{1.5}$$

Pour trouver les équations du mouvement dans la formulation hamiltonienne, on utilise les crochets des poissons qui sont donnés comme suit :

$$[A(q_k, p_k), B(q_k, p_k)]_{p..B} = \sum_{k=1}^{n} \frac{\partial A}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial B}{\partial p_k} - \frac{\partial B}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial A}{\partial p_k}$$

On peut facilement vérifier les relations suivantes :

$$[x_i, x_j]_{P.B} = 0, \qquad [p_i, p_j]_{P.B} = 0 \ , \qquad [x_i, p_j]_{P.B} = \delta_{ij}. \tag{1.6}$$

où x_i sont les coordonnées généralisées et p_i, les moments conjugués correspondants.

On considère une fonction des coordonnées, des moments conjugués et du temps, $Q(x_i, p_i, t)$. Sa dérivée par rapport au temps est donnée par

$$\frac{dQ}{dt} = [Q, H]_{P.B} + \frac{\partial Q}{\partial t}, \tag{1.7}$$

Pour les cas particuliers $Q = x_i$ et $Q = p_i$, on aboutit aux équations de Hamilton suivantes :

$$\dot{x}_i = [x_i, H]_{P.B}, \tag{1.8}$$

$$\dot{p}_i = [p_i, H]_{P.B}. \tag{1.9}$$

Selon Dirac, pour passer d'un système classique à un système quantique il suffit de remplacer les crochets des poissons par les commutateurs

$$[,]_{P.B} \longrightarrow \frac{1}{i\hbar}[,] \tag{1.10}$$

avec

$$[AB] = AB - BA \tag{1.11}$$

et on associe aux grandeurs physiques des opérateurs tels que :

$$x_i \rightarrow \hat{x}_i = x_i \tag{1.12}$$

et

$$p_i = \hat{p}_i = \frac{1}{i\hbar} \frac{\partial}{\partial x_i}. \tag{1.13}$$

On peut vérifier que

$$[\hat{x}_i, \hat{x}_j] = 0, \tag{1.14}$$

$$[\hat{p}_i, \hat{p}_j] = 0 \ , \tag{1.15}$$

$$[\hat{x}_i, \hat{p}_j] = i\hbar\delta_{ij} \ . \tag{1.16}$$

En mécanique quantique, on a :

$$\hat{H} = \sum_i \frac{\hat{p}_i^{\ 2}}{2m} + V(\hat{x}_i) \tag{1.17}$$

et l'équation du mouvement est donnée par :

$$i\hbar \frac{dQ(t)}{dt} = [\hat{Q}, \hat{H}] \tag{1.18}$$

Pour passer de la mécanique quantique « classique » à la théorie quantique des champs, on utilise la quantification canonique. Dans le formalisme lagrangien classique, le lagrangien est donné par :

$$L = E_c - E_p = \frac{p^2}{2m} - V(x) \tag{1.19}$$

Les équations du mouvement sont obtenues en utilisant le principe de moindre action.

1.2 Principe de moindre action :

1.2.1 Principe de moindre action en mécanique classique

On considère un système classique représenté par un objet ponctuel de masse m. Pour aller de la position x_1 à la position x_2 l'action est donnée par :

$$S(x(t); x_1, t_1, x_2, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} L(x, \dot{x},)dt \tag{1.20}$$

Le lagrangien du système donné par

$$L(x, \dot{x}, t) = T - V = \frac{1}{2} m\dot{x}^2 - V(x) \tag{1.21}$$

$V(x)$: le potentiel qui dépend de la position x .

La variation de l'action et donnée par :

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\delta L}{\delta x} \delta x + \frac{\delta L}{\delta \ddot{x}} \delta \ddot{x} \right) dt \tag{1.22}$$

Et par intégration par partie et en utilisant la relation suivant :

$$\delta\dot{x} = \frac{d}{dt}\delta x \tag{1.23}$$

On obtient la relation suivante :

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2}\left(\frac{\partial L}{\partial x} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}}\right)\delta x dt \tag{1.24}$$

Le principe de moindre action stipule que l'action S est extrémale, donc$\delta S = 0$. Alors on aura

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} - \frac{\partial L}{\partial x} = 0 \tag{1.25}$$

C'est l'équation du mouvement d'Euler-Lagrange.

Dans le cas simple classique où le lagrangien est donné par :

$$L = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 - V(x). \tag{1.26}$$

L'équation du mouvement a la forme suivante :

$$m\ddot{x} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad \Rightarrow \quad m\ddot{x} = -\frac{\partial V}{\partial x} = F\ , \tag{1.27}$$

c'est l'équation fondamentale de la mécanique et $\ddot{x}$ est l'accélération.

1.2.2. Principe de moindre action en théorie des champs

Dans le cas où la particule n'est pas localisée en un point mais un champ ϕ étendue dans tout l'espace, l'action est donnée par :

$$S = \int d^4x \ \ell(\phi, \partial_\mu \phi) \tag{1.28}$$

où ℓ est la densité lagrangienne et le lagrangien a la forme suivante :

$$L = \int d^3x \ \ell \qquad \text{et} \qquad d^4x = d^3x dt \tag{1.29}$$

De la même manière qu'en mécanique classique, les équations du mouvement du champ sont obtenues en appliquant le principe de moindre action**:** $\delta S = 0$, ce qui mène vers les équations d'Euler-Lagrange suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial\phi}\ell(\phi,\partial_{\mu}\phi)-\partial_{\mu}\frac{\partial}{\partial\partial_{\mu}\phi}\ell(\phi,\partial_{\mu}\phi)=0 \qquad \textbf{(1.30)}$$

1.3.1 Champ scalaire libre :

Soit un champ scalaire libre dont la densité lagrangienne est donnée par :

$$l=\frac{1}{2}\partial_{\mu}\phi\partial^{\mu}\phi-\frac{1}{2}m^{2}\phi^{2} \qquad (1.31)$$

$$\frac{\partial l}{\partial(\partial_{\mu}\phi)}=\frac{\partial}{\partial(\partial_{\mu}\phi)}\left(\frac{1}{2}\partial_{\mu}\phi\partial^{\mu}\phi\right)=\partial^{\mu}\phi. \qquad (1.32)$$

$$\frac{\partial l}{\partial\phi}=\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\frac{1}{2}m^{2}\phi^{2}\right)=m^{2}\phi. \qquad (1.33)$$

$$\frac{\partial}{\partial\phi}\ell(\phi,\partial_{\mu}\phi)-\partial_{\mu}\frac{\partial}{\partial\partial_{\mu}\phi}\ell(\phi,\partial_{\mu}\phi)=0 \qquad (1.34)$$

$$\Rightarrow \qquad \partial_{\mu}\partial^{\mu}\phi-m^{2}\phi=0 \qquad (1.35)$$

Donc

$$(\boxdot-m^{2})\phi=0, \qquad (1.36)$$

où $\boxdot=\partial_{\mu}\partial^{\mu}$ est le d’alembertien.

1.3.2 Champ vectoriel massif :

La densité lagrangienne d’un champ vectoriel massif est donnée par **:**

$$L=-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+\frac{1}{2}m^{2}A_{\mu}A^{\mu}. \qquad (1.37)$$

Où A_{μ} est le potentiel quadridimensionnel et $F_{\mu\nu}=\partial_{\mu}A_{\nu}-\partial_{\nu}A_{\mu}$ est le tenseur de courbure antisymétrique tel que $F_{\mu\nu}=-F_{\nu\mu}$.

En appliquant les équations d’Euler-Lagrange, on obtient les équations d’évolution du champ :

$$\partial_{\mu}F^{\mu\nu}+m^{2}A^{\nu}=0 \quad , \qquad \nu=0,1,2,3. \qquad (1.38)$$

1.3.3 Le champ vectoriel sans masse

La densité lagrangienne du champ vectoriel sans masse est donnée par :

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \tag{1.39}$$

Les équations d'Euler-Lagrange mènent vers l'équation ci-dessous :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = 0. \tag{1.40}$$

1.3.4 Le champ spinoriel *(le champ de Dirac) :*

La densité lagrangienne d'une particule de spin ½ est donnée par :

$$l = i\overline{\Psi}\gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m\overline{\Psi}\Psi, \tag{1.41}$$

où ψ est le spineur de Dirac à quatre composantes :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi^1 \\ \psi^2 \\ \psi^3 \\ \psi^4 \end{pmatrix}$$

et

$$\overline{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0 \tag{1.42}$$

Les matrices de Dirac, γ^μ sont des matrices 4x4 définies comme suit:

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \overline{\sigma}^\mu \\ \sigma^\mu & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.43}$$

Leurs propriétés sont les suivantes**:**

$$\gamma^\mu \gamma^\vartheta + \gamma^\vartheta \gamma^\mu = 2\eta^{\mu\vartheta}, \tag{1.44}$$

$$\gamma^{0\dagger} = \gamma^0, \tag{1.45}$$

$$\gamma^{i\dagger} = -\gamma^i, \tag{1.46}$$

$$(\gamma^0)^2 = I, \tag{1.47}$$

$$\left(\gamma^i\right)^2 = -I, \tag{1.48}$$

L'équation du mouvement du champ de Dirac est obtenue en appliquant les équations d'Euler-Lagrange suivante

$$\frac{\partial}{\partial \psi} \ell\left(\psi, \overline{\psi}, \partial_{\mu} \psi\right) - \partial_{\mu} \frac{\partial}{\partial \partial_{\mu} \psi} \ell\left(\psi, \overline{\psi}, \partial_{\mu} \psi,\right) = 0\,. \qquad \textbf{(1.49)}$$

Alors

$$\left(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\Psi = 0 \qquad (1.50)$$

(1.50) : C'est l'équation de Dirac.

Chapitre 2

Symétries et principe d'invariance

2. Les transformations continues et les transformations discrètes

2.1 Importance des symétries : L'étude des symétries est un aspect fondamental de la physique des particules, en ce sens que la nature des particules et de leurs interactions découlent des symétries que la théorie adoptée respecte. Les symétries en physique peuvent être *continues* ou *discrètes*, et sont strictement liées aux types de transformation qu'on peut apporter au système que l'on veut décrire. En théorie des groupes, la notion de symétrie est donc liée aux quantités conservées par le système physique: ainsi la conservation de l'énergie, du moment angulaire et de l'impulsion, sont issues de l'invariance de notre description avec des transformations continues comme la translation temporelle, les rotations dans l'espace, et la translation spatiale. De la même manière, trois transformations discrètes jouent un rôle particulier en théorie quantique des champs; on les définit par leur propriétés de transformation des fonctions d'onde $\psi(\vec{p},\vec{s})$, d'impulsion p et spin s.[6]

2.2 Les transformations continues :
Dans ce type des transformations en choisi les groupes de poincaré et de lorentz et groupe de lie

Rappels élémentaires sur les groupes

En théorie quantique des champs, toutes les transformations considérées forment des groupes, le plus souvent même des groupes de Lie. On rappelle donc ici quelques éléments essentiels de théorie des groupes

Soit G un ensemble , soit $\circ$ une application de $G \times G$ dans lui même .

$$\circ : G \times G \to G \qquad (2.1)$$

$$(g_1, g_2) \to g_1 \circ g_2 \qquad (2.2)$$

$(G,\circ)$ est un groupe , s'il vérifie les propriétés suivants :

1. Associativité : $\forall (g_i, g_j, g_k) \in G$ on a $(g_i \circ g_j) \circ g_k = g_i \circ (g_j \circ g_k)$ (2.3)
2. Elément neutre : $\forall g_i \in G$, $\exists e \in G$, tel que $g_i \circ e = e \circ g_i = g_i$ (2.4)
3. Inverse : $\forall g_i \in G$, $\exists g_i^{-1}$, tel que $g_i \circ g_i^{-1} = g_i^{-1} \circ g_i = e$ (2.5)

le groupe sera qualifie d'abélien si, de plus , $g_i \circ g_j = g_j \circ g_i$, $\forall (g_i, g_j) \in G$ (2.6)

L'interprétation physique des propriétés ci dessus est la suivante :
un élément d' un groupe représente une transformation appliquée au système.
Le produit de deux transformations est aussi une transformation.
L' élément neutre représente l'absence de transformation, et pour toute transformation il existe une transformation qui ramène le système à son point de départ.
Si le groupe est abélien, l'ordre dans lequel on effectue deux transformations est sans importance.

Définition :
Soit , $(G,\circ)$ un groupe. $(G,\circ)$ est un groupe de Lie s'il constitue aussi une variété

différentiable.
Autrement dit, chaque élément du groupe $g \in G$ peut être parametrisé par un nombre fini n de nombres réels $\alpha_1 \dots \dots .. \alpha_n$, tels que la carte $g = g(\alpha_1 \dots \dots .. \alpha_n)$ soit infiniment différentiable.

De plus, on aura les opérations de groupe suivant :

$$\circ \ : G \times G \to G \ , (g_1, g_2) \to g_1 \circ g_2 \tag{2.7}$$

$$: G \to G \quad , \ g \to g^{-1} \tag{2.8}$$

soient différentiables.
En physique, on choisira en général une paramétrisation telle que $\alpha = 0$ corresponde à l'élément neutre du groupe.

2.2.2 Groupe de Lorentz:

Soit $\vec{x}$ est un quadrivecteur tel que $\vec{x}(ct, x, y, z)$.

Les transformations de Lorentz sont données par la relation ci-dessous :

$$x'^{\mu} = \Lambda x^{\mu} \tag{2.9}$$

où Λ est un tenseur qui est représenté par la matrice suivant :

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma & 0 & 0 \\ -\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

où
$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$: facteur de lorentz

et $\beta = \frac{\mathrm{v}}{\mathrm{c}}$, ou v : la vitesse relative est parallèle à l'axe de x et c : la vitesse de la lumière.

⇒ La matrice Λ satisfait les propriétés suivant :

- $\det(\Lambda) = +1$ ce qui signifie que la transformation préserve l'orientation de l'espace

- $\Lambda^T \eta \Lambda = \eta$, ou η est la matrice de minkowski $\eta = diag[1, -1, -1, -1]$

Ce que signifie que la matrice est pseudo-orthogonale et préserve la pseudo-norme de l'espace de minkowski.

2.2. 3 Groupe de Poincaré:

L'éspace temps de Minkowski de dimension d est défini par la métrique $\eta_{\mu\nu} = diag[1, -1, -1, -1]$ et caractérisé par ses coordonnées x^μ $\mu = 1, \dots \dots, d-1.$
le produit scalaire de deux quadrivecteurs, de coordonnées ε^μ , η^μ , est défini par

$$(\varepsilon, \eta) = \sum_{\mu\nu} \eta^{\mu\nu} \varepsilon^\mu \eta^\nu = \varepsilon^\mu \eta_\mu \qquad (2.10)$$

Définition : On montre en géométrie différentielle élémentaire que lors d'une transformation de Coordonnée $x^\mu \to x'^\mu$, la métrique $g_{\mu\nu}$ se transforme selon la loi suivante :

$$g_{\mu\nu}(x) \to g'_{\mu\nu}(x) = \frac{\partial x^\alpha \partial x^\beta}{\partial x'^\mu \partial x'^\nu} g_{\alpha\beta}(x) \qquad (2.11)$$

Le groupe de Poincaré est l'ensemble des transformations qui laissent la métrique de Minkowski invariante.
L'intégration de l'éq. (2.) montre qu'elles peuvent toujours s'écrire de la manière suivante:

$$x^\mu \to x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu \qquad (2.12)$$

où

$$\eta_{\alpha\beta} = \Lambda^\mu_\alpha \Lambda^\nu_\beta \eta_{\mu\nu}. \qquad (2.13)$$

Et

$$dx^\mu dx_\mu = dx'^\nu dx'_\nu \qquad (2.14)$$

a^μ : est un vecteur .

Ces transformations forment ainsi le groupe :

$$iL = \{\frac{(\Lambda, a)}{a} \in R^d, \Lambda \in (R^d), \Lambda^T \eta \Lambda = \eta\ \} \qquad (2.15)$$

La multiplication de deux éléments du groupe nous donne :

$$(\Lambda_2, a_2) o (\Lambda_1, a_1) = (\Lambda_2 \Lambda_1, \Lambda_2 a1 + a_2) \qquad (2.16)$$

2.2.4 Groupe de lie

Définition : Soit un système de N champs $\phi_i(x)$,$i = 1, \dots \dots \dots, N$ caractérisé par le Lagrangien $\mathcal{L}[\phi_i\ , \partial_\mu \phi_i]$. Soit une transformation du système, un élément d'un certain groupe de Lie, définie par M paramètres réels $\alpha^j \in I\ ou\ I \in R$. Dénotons par α l'ensemble des paramètres. Sous l'action de cette transformation, les coordonnées x^μ et les champs $\phi_i(x)$ sont transformé comme suit :

$$x^\mu \to x'^\mu = f(x^\mu, \alpha) \tag{2.17}$$

$$\phi_i(x) \to \phi'_i(x') = F_i(\phi(x), \alpha) \tag{2.18}$$

Dans le cas des transformations infinitésimales, on a

$$f\left(x^\mu, \alpha^{(j)}\right) = x^\mu - \sum_{j=1}^{M} f^\mu_{(j)}\,(x)\alpha^{(j)}. \tag{2.19}$$

Choisissons une paramétrisation de la transformation telle que $\alpha = 0$ soit l'identité, $f(x^\mu, 0) = x^\mu$ et$F_i(\phi(x), 0) = \phi_i(x)$. Puisque la transformation est continue, considérons une transformation infinitésimale $\alpha^{(j)} \ll 1$. Il existe alors Md fonctions $f^\mu_{(j)}$(x) ou d est la dimension de l'espace-temps, et MN autres fonctions $C_{i(j)}(x)$ telles que la transformation s'écrive au premier ordre

Donc les transformations infinitésimales sont données par :

$$x^\mu \to x'^\mu = x^\mu - \sum_{j=1}^{M} f^\mu_{(j)}\,(x)\alpha^{(j)}. \tag{2.20}$$

$$\phi_i(x) \to \phi'_i(x') = \phi_i(x) + \sum_{j=1}^{M} C_{i(j)}(x)\,\alpha^{(j)}. \tag{2.21}$$

Rotation :

On considère une rotation du système d'un angle θ par rapport l'axe $\hat{z}$. La transformation s'écrit sous la forme suivante :

$$\vec{x} \to \vec{x}' = R(\theta)\vec{x} \tag{2.22}$$

où $R(\theta)$ est la matrice de rotation qui est donnée par :

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} cos\theta & -sin\theta \\ sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \tag{2.23}$$

et $\vec{x}$ est un vecteur dans le plan $\vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}$.

$$\vec{x} \to \vec{x}' = R(\theta)\vec{x} \tag{2.24}$$

$$\begin{pmatrix} x_1' \\ x_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta & -sin\theta \\ sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} \qquad (2.25)$$

Si $(\theta \ll)$ la transformation infinitésimale s'écrit comme suit :

$$x_1' = x_1 cos\theta - x_2 sin\theta \approx x_1 - x_2\theta. \qquad (2.26)$$

$$x_2' = x_1 sin\theta + x_2 cos\theta \approx x_1\theta + x_2. \qquad (2.27)$$

2.3 Les transformations discrètes

En théorie quantique des champs, on distingue trois transformations discrètes importantes et qui sont la parité P, la conjugaison de charge C et le renversement du temps T.

2.3.1 La parité *P* :

C'est une transformation discrète qui transformé les coordonnées spatial en leur opposées $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ et la quantité de mouvement $\vec{P} = m\frac{d\vec{r}}{dt}$ est transformé en son opposée $-\overrightarrow{P}$.

On peut remarquer que le moment cinétique $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ ainsi que le spin restent inchangés sous cette transformation. [7]

Sous la parité, le système physique se transforme sous la forme ci-dessous :

$$P|\psi(\vec{p},\vec{s})> = \eta_P|\psi(-\vec{p},\vec{s})> \qquad (2.28)$$

Si on applique une deuxième fois la parité, on obtient :

$$P^2|\psi(\vec{p},\vec{s})> = \eta_P{}^2|\psi(-\vec{p},\vec{s}) = |\psi(\vec{p},\vec{s})>, \qquad (2.29)$$

où P est l'opérateur de la parité, $\vec{p}$ est le vecteur d'impulsion, s est le spin et η_P est la parité intrinsèque. On a alors :

$\eta_P = +1$ si $\psi(\vec{p},\vec{s})$ est paire
$\eta_P = -1$ si $(\vec{p},\vec{s})$ est impaire.

2.3.2 La conjugaison de charge C:

C'est une transformation discrète qui remplace la particule qui est décrite par la fonction d'onde $\psi(\vec{p},\vec{s})$ par son antiparticule qui sera décrite par la fonction d'onde $\overline{\Psi}(\vec{p},\vec{s})$. Tout les charges (baryonique, électrique, leptonique, etc ….) de l'antiparticule sont opposées des charges de la particule[8].
Cette transformation est d´écrite par un opérateur unitaire hermitien qui transforme une particule en une antiparticule sans modifier l'impulsion et le spin de la particule :

$$C\Psi(\vec{p},\vec{s}) = \eta_C\overline{\Psi}(\vec{p},\vec{s}), \qquad (2.30)$$

où $C\ est\ l'opérateur\ de$ la conjugaison de charge, $\overrightarrow{p}$ le vecteur d'impulsion, $s\ est$ le spin et η_C, la valeur propre de C. On a alors :

$$C^{-1}\Psi(\vec{p},\vec{s})C = \Psi^{\dagger}(\vec{p},\vec{s}) \qquad (2.31)$$

2.3.3 Le renversement du temps T:

L'opération du renversement du temps transforme le quadrivecteur $\vec{r} = (t, x, y, z)$ en $\vec{r} = (-t, x, y, z)$,

L'effet de cette transformation sur un système quantique cette transformation il s'ensuite que $\vec{p}$ transforme en $-\vec{p}$ et $\vec{s}$ en $-\vec{s}$

La symétrie discrète T est conservée par l'interaction forte mais est violée par les interactions électromagnétique et faible. [7]

par l'action d'un opérateur T sur un champ $\emptyset$:

$$T\emptyset(t,\vec{r}) = \emptyset^{*}(-t,\vec{r})$$

De plus , l'operateur T est anti-unitaire au niveau quantique , la fonction d'onde $\Psi(\vec{p}\,,\vec{s})$ se transformant en sa complexe conjuguée $\Psi^{*}(-\vec{p}\,,-\vec{s})$.[9]

Cette transformation est donnée par :

$$T|\Psi(\vec{p}\,,\vec{s}) > \; = \; \eta_T^s|\Psi^{*}(-\vec{p}\,,-\vec{s}) > \qquad (2.32)$$

où T est l'opérateur anti-unitaire du renversement du temps, $\vec{p}$ est le vecteur d'impulsion et $\vec{s}$ est le spin,

η_T^s , un facteur de phase en fonction du spin de la particule.

Les propriétés de cette transformation sont :

$$T\vec{x}T^{-1} = \vec{x} \qquad (2.33)$$

$$T\vec{p}T^{-1} = -\vec{p} \qquad (2.34)$$

$$T\psi(t,\vec{x}) = \psi(-t,\vec{x}) \qquad (2.35)$$

$$TT^{-1} = -1 \qquad (2.36)$$

2.4. Théorème CPT:

En combinant les trois transformations discrètes C, P, et T, qu'on vient de voir, on obtient une nouvelle transformation CPT. Le théorème CPT stipule que tous les systèmes physiques sont invariants, L'invariance de cette symétrie est une des propriétés fondamentales de la théorie quantique des champs [10].

On a alors la transformation suivante :

$$(CPT)\psi(t,\vec{x}) = \overline{\psi}(-t,-\vec{x}). \qquad (2.37)$$

Ses propriétés sont les suivantes :

$$(CPT)\vec{p} = -\vec{p} \tag{2.38}$$

$$(CPT)\vec{x} = -\vec{x}\ ; \qquad \vec{x} = (x, y, z) \tag{2.39}$$

$$(CPT)\vec{r} = -\vec{r}\ ; \qquad \vec{r} = (t, x, y, z) \tag{2.40}$$

2.5. La symétrie CP:

C'est une transformation qui combine les 2 opérateurs de la conjugaison de charge C et la paritéP. Cette symétrie et discrète et est conservée dans les désintégrations leptoniques.[11]

L'application de l'opérateur CP sur un système physique $\Psi(\vec{p}, \vec{s})$ est donnée comme suit :

$$CP|\Psi(\vec{p}, \vec{s}) = \eta_{CP}|\Psi(-\vec{p}, -\vec{s}). \tag{2.41}$$

où η_{CP}: est la valeur propre de l'opérateur(CP). On a aussi :

$$(CP)\vec{p} = -\vec{p} \tag{2.42}$$

$$(CP)\vec{x} = -\vec{x} \tag{2.43}$$

⇔ C et P sont des opérateurs unitaires

⇔ T est un opérateur anti-unitaire

Chapitre 3

La Violation de la symétrie CP

Introduction

La violation de la symétrie CP est un problème essentiel dans la physique des particules dans lequel les scientifiques ont fait beaucoup des recherches importantes. Elle est une des composantes nécessaires pour expliquer l'asymétrie matière – antimatière. Elle est une propriété de certaines réactions entre particules ou processus a l'échelle nucléaire, et elle ne donne pas le même résultat lorsqu'on change chaque particule par son antiparticule.[7]

En 1957, Tsung-Dao Lee et Chen Ning Yang découvrirent la non invariance des processus d'interaction faible sous une transformation de parité P. Cela fut vérifie par Mme Wu et ses collègues dans l'expérience de désintégration du ^{60}Co. Cependant, la plupart des physiciens contemporains, admettait pendant des années que l'invariance des lois de la physique par la combinaison CP était une évidence.[6]

En 1964 un groupe de chercheurs (J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay) a observé pour la première fois que l'interaction faible n'était pas invariante par la transformation CP.[12]

Observation faite dans la désintégration faible du kaon de longue durée de vie en deux pions chargés, $(K_L \to\to \pi^+\pi^-)$.[12]

Durant un certain temps après sa découverte, la violation de CP n'était accessible que dans le système des kaons neutres.

Pour approfondir les sources de cette brisure de symétrie par certains processus physiques, les physiciens ont utilisé le modèle d'interaction appelé « modèle standard » de la physique des particules. Ce modèle est la théorie décrivant les constituants élémentaires de la matière et les interactions fondamentales auxquelles ils participent.[10]

En 2001 les physiciens ont considéré d'autres méthodes à part le modèle standard qui est « Le Système $B^0 - \bar{B}^0$, paire de mésons B neutres »

L'observation de ce phénomène de violation, dans la désintégration faible des mésons B neutres, ouvrit une porte vers un nouveau concept d'exploration, notamment en ce qui concerne ses origines possibles.

Système $B^0 - \overline{B}^0$, paire de méson B neutres :

3.1.Histoire et propriétés expérimentales : [13]

Année	Evénement
1977	Découverte de B-quark à $\Upsilon(1S)$ à FNAL (USA) par l'expérience [cible fixe E288]
1978	observé $\Upsilon(1S)$ et $\Upsilon(2S)$ à DESY (Germany)
1979	Découverte de $\Upsilon(4S)$ à CESR (USA)
1980	Première observation de B mésons à CESR (USA)
1983	Mesure de la vie B inclusive à Pep et Petra
1987	Découverte d'oscillation $B^0\overline{B}^0$ à DESY (Germany)
1992	Preuve de B_s
1993	Observation des oscillations dépendantes du temps
1994	Mesure de la durée de vie B-Méson exclusive
1998	Découverte de la B_c
2001	La violation CP trouvé à Pep-ǁ (USA) et KEKB(Japan)
2004	Etablie de la violation CP directe

Dans le cas du méson B_d^0 Il y a trois représentations du système $\mathrm{B}^0 - \overline{\mathrm{B}}^0$:

1. les états propres de saveur, donnés par :
$$B_d^0 = \bar{b}d \quad \text{et} \quad \bar{B}_d^0 = b\bar{d}\,,$$
2. les états propres de CP sont les combinaisons de B^0 et de $\overline{\mathrm{B}}^0$ qui se transforment avec les valeurs propres ± 1 :

$$|B_+ > = \frac{|B^0> + |\overline{\mathrm{B}}^0>}{\sqrt{2}} \qquad (CP = +1) \tag{3.1}$$

et

$$|B_- > = \frac{|\mathrm{B}^0> - |\overline{\mathrm{B}}^0>}{\sqrt{2}} \qquad (CP = -1) \tag{3.2}$$

avec

$$CP|B^0 > = e^{i\emptyset}\,|\bar{B}^0 > \tag{3.3}$$

$$CP|\bar{B}^0 > = e^{-i\emptyset}\,|B^0 > \tag{3.4}$$

$\emptyset$ est une phase arbitraire. Si on choisit $\emptyset = 0$, on a donc

$$CP|B^0 > = \ |\bar{B}^0 > \tag{3.5}$$

et

$$CP\,|\bar{B}^0 > = \ |B^0 >. \tag{3.6}$$

3. les états physiques $|B_L >$ et $|B_H >$ sont les combinaisons de B^0 et de $\overline{\mathrm{B}}^0$ avec une masse et une durée de vie. [14]

3.2 Equation de Schrodinger et caractérisation du Hamiltonien :

Pour une combinaison arbitraire des états propres de saveur du méson neutre B^0, telle que :

$$|\psi(t) > = a(t)|B^0 > \ + b(t)|\bar{B}^0 >. \tag{3.7}$$

L'équation de Schrödinger correspondante s'écrit comme suit :

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t) > = \ H|\psi(t) >, \tag{3.8}$$

Avec l'état $|\boldsymbol{\psi(t)} >$ exprimé dans la base $|B^0 >$, $|\bar{B}^0 >$ et l'Hamiltonien H est composé de deux matrices hermitiennes M et Γ tels que :

$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix} \tag{3.9}$$

Où M est la matrice de masse et Γ est la matrice des désintégrations. Ainsi l'équation de Schrödinger s'écrit comme ci-dessous:

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)> = H|\psi(t)> \equiv \left(M - \frac{i}{2}\Gamma\right)|\psi(t)>. \tag{3.1}$$

L'invariance de l'hamiltonien H sous la symétrie CPT implique que :

$$(CPT)^{\dagger}H(CPT) = H \tag{3.11}$$

et

$$T|B^0> = |\bar{B}^0>^*. \tag{3.12}$$

En combinant les deux équations précédentes, on trouve :

$$<B^0|H|B^0> = <B^0\big|(CPT)^{\dagger}H(CPT)\big|B^0> \tag{3.13}$$

$$= <\bar{B}^0\big|T^{\dagger}\, H\, T\big|\bar{B}^0>$$

$$= <\bar{B}^0|\ H\ |\bar{B}^0>^*$$

$$<B^0|H|B^0> \ = <\bar{B}^0|\ H\ |\bar{B}^0>. \tag{3.14}$$

C'est-à-dire que

$$H_{11} = H_{22},$$
$$M_{11} = M_{22},$$
$$\Gamma_{11} = \Gamma_{22}.$$

Donc on aura

$$H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{12}^* & H_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{11} \end{pmatrix} - \frac{i}{2}\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{11} \end{pmatrix}. \tag{3.15}$$

3.3. Etats physiques en fonction des états propres de saveur

D'abord on calcule les valeurs propres, λ, de la matrice *H* :

On a

$$H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{12}^* & H_{11} \end{pmatrix}$$

On diagonalisé la matrice H :

$$\det(H-\lambda\mathbb{I}) = \det\ [\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{12}^{*} & H_{11} \end{pmatrix} - \lambda \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}] \quad (3.16)$$

$$= det \begin{pmatrix} H_{11}-\lambda & H_{12} \\ H_{12}^{*} & H_{11}-\lambda \end{pmatrix}$$

$$= (H_{11}-\lambda)(H_{22}-\lambda) - H_{12}H_{12}^{*}$$

$$= \lambda^2 - \lambda(H_{11}+H_{22}) - H_{12}H_{12}^{*}.$$

Donc les valeurs propres, λ de la matrice H sont les solutions de l'équation suivante :

$$\lambda^2 - \lambda(H_{11}+H_{22}) - H_{12}H_{12}^{*} = 0$$

$$\Delta = (H_{11}+H_{22})^2 - 4(H_{11}H_{22} - H_{12}H_{12}^{*}).$$

Comme $H_{11} = H_{22}$, donc on a :

$$\Delta = (H_{11}+H_{11})^2 - 4(H_{11})^2 + 4H_{12}H_{12}^{*}$$

$$\Delta = 4H_{12}H_{12}^{*} \quad (3.17)$$

Les deux solutions possibles sont alors données par:

$$\lambda_L = \frac{2H_{11}-\sqrt{4H_{12}H_{12}^{*}}}{2} = H_{11} - \sqrt{H_{12}H_{12}^{*}}$$

$$= M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} - \sqrt{\left(M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^{*}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*}\right)} \quad (3.18)$$

$$= M_L - \frac{i}{2}\Gamma_{\mathrm{L}}$$

Et

$$\lambda_H = \frac{2H_{11}+\sqrt{4H_{12}H_{12}^{*}}}{2} = H_{11} + \sqrt{H_{12}H_{12}^{*}}$$

$$= M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} + \sqrt{\left(M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^{*}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*}\right)} \quad (3.19)$$

$$= M_H - \frac{i}{2}\Gamma_{\mathrm{H}}$$

avec

$$M_L = M_{11} + Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^{*} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*}\right)}$$

$$M_H = M_{11} - Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^{*} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*}\right)}$$

$$\Gamma_L = \Gamma_{11} - 2Im\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^{*} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*}\right)}$$

$$\Gamma_H = \Gamma_{11} + 2Im\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^{*} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*}\right)}.$$

Le rapport complexe $\frac{q}{p}$ est donnée par :

$$\left|\frac{q}{p}\right| = \sqrt{\frac{H_{12}^{*}}{H_{12}}} = \sqrt{\frac{M_{12}^{*} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*}}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (3.20)$$

Donc les solutions deviennent :

$$\lambda_L = H_{11} + \sqrt{H_{12}H_{12}^{*}} = H_{11} + \sqrt{\frac{H_{12}^{*}}{H_{12}}}\ H_{12} = H_{11} + \frac{q}{p}H_{12}. \quad (3.21)$$

$$\lambda_H = H_{11} + \sqrt{H_{12}H_{12}^{*}} = H_{11} - \sqrt{\frac{H_{12}^{*}}{H_{12}}}\ H_{12} = H_{11} + \frac{q}{p}H_{12}. \quad (3.22)$$

On diagonalisé la matrice H en trouve les vecteurs propres correspondants qui ce donné alors comme suit :

$$|B_L> = \frac{p\,|B^0> + q|\bar{B}^0>}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}$$

et

$$|B_H> = \frac{p\,|B^0> - q|\bar{B}^0>}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}$$

avec la condition de normalisation :

$$|p|^2 + |q|^2 = 1.$$

On a donc :

$$|B_L> = \ p\ |B^0> \ + q|\bar{B}^0> \tag{3.23}$$

et

$$|B_H> = \ p\ |B^0> \ - q|\bar{B}^0>. \tag{3.24}$$

3.4.Etats propres de CP en fonction des états propres de saveur :

Pour déterminer quels sont les états propres de CP, il faut imposer que la symétrie CP soit conservée ce qui implique que M_{12} et Γ_{12} soient réels, et donc $\frac{p}{q} = 1$.

On a

$$\frac{p}{q} = 1 \ \ \Rightarrow \ \ p = q$$

Et

$$|B_L> = \frac{p\ |B^0> + q|\bar{B}^0>}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \tag{3.25}$$

Donc pour la valeur propre $\eta_{CP} = +1$ et $p = q$

$$|B_+> = \frac{p\ |B^0> \ + p|\bar{B}^0>}{\sqrt{|p|^2 + \ |p|^2}}$$

$$|B_+> = \frac{p(\ |B^0> \ + |\bar{B}^0>)}{\sqrt{2p^2}}$$

$$|B_+> = \frac{p(|B^0> \ + |\bar{B}^0>)}{p\ \sqrt{2}}$$

$$|B_+> = \frac{|B^0> \ + |\bar{B}^0>}{\sqrt{2}}$$

Même chose pour la valeur $\eta_{CP} = -1$ en trouve

$$|B_-> = \frac{|B^0> \ - |\bar{B}^0>}{\sqrt{2}}$$

Finalement les états propres de CP sont alors :

$$|B_+ > = \frac{|B^0> + |\bar{B}^0>}{\sqrt{2}} \tag{3.26}$$

et

$$|B_- > = \frac{|B^0> - |\bar{B}^0>}{\sqrt{2}} \tag{3.27}$$

.

3.5.Evolution temporelle des mésons B neutres :

En utilisant l'équation de Schrödinger pour déterminer l'évolution temporelle de B_H et de B_L :

$$i\frac{d}{dt}|B_H(t) > \; = H|B_H(t) > \tag{3.28}$$

$$i\frac{d}{dt}|B_H(t) > = \left(M_H - \frac{i}{2}\Gamma_\mathrm{H}\right)|B_H(t) > \tag{3.29}$$

et

$$i\frac{d}{dt}|B_L(t) > = \left(M_L - \frac{i}{2}\Gamma_\mathrm{H}\right)|B_L(t) >. \tag{3.30}$$

Les solutions des deux équations ci-dessus sont les suivantes :

$$|B_H(t) > = e^{-(iM_H + \frac{\Gamma_\mathrm{H}}{2})t}\,|B_H(0) > \tag{3.31}$$

et

$$|B_L(t) > = e^{-(iM_L + \frac{\Gamma_\mathrm{L}}{2})t}\,|B_L(0) >. \tag{3.32}$$

Il y a deux paramètres importants pour l'étude des mésons B, il s'agit des deux grandeurs ci-dessous :

$$\Delta m \sim M_H - M_L, \tag{3.33}$$

et

$$\Delta\Gamma \sim \Gamma_\mathrm{H} - \Gamma_\mathrm{L}. \tag{3.34}$$

Alors

$$\Delta m = -2Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)}, \tag{3.35}$$

$$\Delta\Gamma = 4Im\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(\mathrm{M}_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)}, \tag{3.36}$$

et

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} = \frac{\Delta m - \frac{i}{2}\Delta\Gamma}{2\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)} \tag{3.37}$$

Dans le cas des mésons B_d, on a $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = 10^{-2}$ et le paramètre $x = \frac{\Delta m}{\Gamma} = 0{,}73 \pm 0{,}05$.
Il se trouve que $\Delta\Gamma \ll \Delta m$: $\Delta\Gamma$ est négligeable devant Δm et :

$$M = \frac{M_H + M_L}{2}, \tag{3.38}$$

$$\Gamma = \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2}. \tag{3.39}$$

Ces deux dernières équations ne contiennent pas d'approximation, et peuvent être simplifiées pour le méson B_d, en utilisant la relation $\Delta\Gamma \ll \Delta m$
On obtient :

$$|B_{phys}^0(t)> = e^{-\left(iM + \frac{\Gamma}{2}\right)t} \cos\left(\Delta m \frac{t}{2}\right) |B^0> + \ i\frac{q}{p} e^{-\left(iM + \frac{\Gamma}{2}\right)t} sin\left(\Delta m \frac{t}{2}\right) |\bar{B}^0> \tag{3.40}$$

Et

$$|\bar{B}_{phys}^0(t)> = i\frac{p}{q} e^{-\left(iM + \frac{\Gamma}{2}\right)t} \ sin\left(\Delta m \frac{t}{2}\right) |B^0> + e^{-\left(iM + \frac{\Gamma}{2}\right)t} cos\left(\Delta m \frac{t}{2}\right) |\bar{B}^0>. \tag{3.41}$$

On peut computer maintenant la probabilité de la transition $B^0(t) \to f$ pour l'état pur B^0 à $t = 0$

$$|< f|H\left|B_{phys}^0(t)> \right|^2 = e^{-\Gamma t} \left|A_f\right|^2 \left|\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) + i\lambda \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)\right|^2$$

$$= e^{-\Gamma t} \left|A_f\right|^2 [\tfrac{1}{2}(1 + |\lambda|^2) + \tfrac{1}{2}(1 - |\lambda|^2)\cos(\Delta mt) - Im \sin(\Delta mt)] \tag{3.42}$$

L'évolution temporelle pour initial $\bar{B}^0$ peut être obtenue de manière similaire :

$$|< f|H\left|\bar{B}_{phys}^0(t)> \right|^2 = e^{-\Gamma t} \left|\bar{A}_f\right|^2 \left|\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) + i\frac{1}{\lambda} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)\right|^2 \tag{3.43}$$

$$|< f|H|\bar{B}_{phys}^0(t)>|^2$$
$$= e^{-\Gamma t} \left|\bar{A}_f\right|^2 [\tfrac{1}{2}(1 + |\lambda|^2) - \tfrac{1}{2}(1 - |\lambda|^2)\cos(\Delta mt)\, Im \sin(\Delta mt)] \tag{3.44}$$

Où

$$\lambda_f = \frac{q\bar{A}_f}{pA_f}$$

$$\bar{\lambda}_f = \frac{1}{\lambda_f} \qquad (3.45)$$

$$\lambda_{\bar{f}} = \frac{q\bar{A}_{\bar{f}}}{pA_{\bar{f}}}$$

$$\bar{\lambda}_{\bar{f}} = \frac{1}{\lambda_{\bar{f}}}$$

et

$$A_f = < f|H|B^0 >$$

$$\bar{A}_f = < f|H|\bar{B}^0 > \qquad (3.46)$$

$$A_{\bar{f}} = < \bar{f}|H|B^0 >$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = < \bar{f}|H|\bar{B}^0 >$$

ainsi, la comparaison de ces probabilités de transition peut présenter une violation du CP

3.6.Les trois (3) types de violation de la symétrie CP :

Il ya trois types de violation de CP :

- la violation de CP dans les désintégrations.
- la violation de CP dans le mélange.
- la violation de CP interférences entre le mélange et la désintégration.

3.6.1/ La violation de CP dans les désintégrations :

Elle est aussi appelée la violation CP directe à cause de la différence entre l'amplitude de désintégration d'une particule vers un état final et les amplitudes de désintégration du CP conjugué vers le même état final conjugué, A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$, définis par:[15]

$$A_f = \sum_i |A_i| e^{i(\delta_i + \phi_i)} \qquad (3.47)$$

et

$$\bar{A}_{\bar{f}} = \sum_i |A_i| e^{i(\delta_i - \phi_i)} \qquad (3.48)$$

Pour étudier la violation de CP directe, il faut calculer la quantité suivante :

$$\left|\frac{A_f}{\bar{A}_{\bar{f}}}\right| = \left|\frac{\sum_i |A_i| e^{i(\delta_i+\phi_i)}}{\sum_i |A_i| e^{i(\delta_i-\phi_i)}}\right|. \tag{3.49}$$

Il y a violation de la symétrie CP direct si $|A_f| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}|$. Pour un cas simple où

$$A_f = A_1 + A_2 = |A_1| e^{i(\delta_1+\phi_1)} + |A_2| e^{i(\delta_2+\phi_2)} \tag{3.50}$$

et

$$\bar{A}_{\bar{f}} = \bar{A}_1 + \bar{A}_2 = |A_1| e^{i(\delta_1-\phi_1)} + |A_2| e^{i(\delta_2-\phi_2)}, \tag{3.51}$$

on peut définir une asymétrie de violation de CP directe a_f pour un tel état final qui est la différence éventuelle entre la probabilité de transition $B^0 \to f$ et la probabilité de transition conjuguée $\bar{B}^0 \to \bar{f}$:

$$a_f = \frac{\Pr(B^0 \to f) - \Pr(\bar{B}^0 \to \bar{f})}{\Pr(B^0 \to f) + \Pr(\bar{B}^0 \to \bar{f})} = \frac{A_f^2 - \bar{A}_{\bar{f}}^2}{A_f^2 + \bar{A}_{\bar{f}}^2} \tag{3.52}$$

$$a_f = \frac{-2|A_1||A_2|\sin(\phi_1-\phi_2)\sin(\delta_1-\delta_2)}{|A_1|^2+|A_2|^2+2|A_1||A_2|\cos(\phi_1-\phi_2)\cos(\delta_1-\delta_2)} \tag{3.53}$$

Avec

$$\Pr(B^0 \to f) = |< f|H|B^0 >|^2 = A_f^2 \tag{3.54}$$

$$\Pr(\bar{B}^0 \to \bar{f}) = |< \bar{f}|H|\bar{B}^0 >|^2 = \bar{A}_{\bar{f}}^2 \tag{3.55}$$

$$\delta_i \xrightarrow{CP} \delta_i \quad , \phi_i \xrightarrow{CP} -\phi_i \tag{3.56}$$

Donc
$$|< f|H|B^0 >|^2 + |< \bar{f}|H|\bar{B}^0 >|^2 = \\ = 2|A_1|^2 + |A_2|^2 + 4|A_1||A_2|\cos(\phi_1-\phi_2)\cos(\delta_1-\delta_2) \tag{3.57}$$

Et $$|< f|H|B^0 >|^2 + |< \bar{f}|H|\bar{B}^0 >|^2 = -4|A_1||A_2|\sin(\phi_1-\phi_2)\sin(\delta_1-\delta_2) \tag{3.58}$$

. Donc il y a la violation de CP direct si $\phi_1 \neq \phi_2$ et $\delta_1 \neq \delta_2$

3.6.2/ Violation de CP dans le mélange :

Elle est appelée la violation CP indirecte lorsque les probabilités de désintégration d'une particule en son antiparticule ne sont pas égales ou il y a la violation de la symétrie CP dans le mélange ou si la probabilité d'oscillation de B^0 en $\bar{B}^0$ est différente de la probabilité d'oscillation du $\bar{B}^0$ en B^0. [11]

Si $|\frac{p}{q}|^2 \neq 1$ les états physiques $|B_L >$ et $|B_H >$ ne sont pas état propres de CP :

On a

$$|\frac{p}{q}|^2 = \left|\frac{\mathrm{M}_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right| \qquad (3.59)$$

$$a_{CP} = \frac{\Pr\left(\mathrm{B}^0 \to \bar{\mathrm{B}}^0\right) - \Pr\left(\bar{\mathrm{B}}^0 \to \mathrm{B}^0\right)}{\Pr(\mathrm{B}^0 \to \bar{\mathrm{B}}^0) + \Pr(\bar{\mathrm{B}}^0 \to \mathrm{B}^0)} \qquad (3.60)$$

$$a_{CP} = \frac{\left|\frac{p}{q}\right|^2 - \left|\frac{q}{p}\right|^2}{\left|\frac{p}{q}\right|^2 + \left|\frac{q}{p}\right|^2} \qquad (3.61)$$

$$a_{CP} = \frac{\left(\left|\frac{p}{q}\right|^2 - \left|\frac{q}{p}\right|^2\right)\left|\frac{q}{p}\right|^2}{\left(\left|\frac{p}{q}\right|^2 + \left|\frac{q}{p}\right|^2\right)\left|\frac{q}{p}\right|^2}$$

$$a_{CP} = \frac{1 - |\frac{q}{p}|^4}{1 + |\frac{q}{p}|^4} \qquad (3.62)$$

Il y a violation CP indirecte si $a_{CP} \neq 0 \rightarrow |\frac{q}{p}| \neq 1.$

3.6.3/ la violation de CP interférences entre le mélange et la désintégration :

Les interférences entre le mélange et la désintégration est possible pour un état final qui est accessible à la fois par le B^0 et de $\bar{B}^0$, et la conservation de la symétrie CP dans le mélange ou dans les désintégration .[16]

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{\Pr\left(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}\right) - \Pr\left(B^0(t) \to f_{CP}\right)}{\Pr(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) + \Pr(B^0(t) \to f_{CP})} \tag{3.63}$$

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{(1 - |\lambda_{CP}|^2)\cos(\Delta m t) - 2Im(\lambda_{CP})\sin(\Delta m t)}{1 + |\lambda_{CP}|^2} \tag{3.64}$$

Dans le cas de l'absence de violation CP direct et violation CP indirect donc $|\lambda_{CP}| = 1$.

Alors

$$a_{f_{CP}}(t) = -Im(\lambda_{CP})\sin(\Delta m t). \tag{3.65}$$

Il peut avoir la violation de CP dans les interférences si $Im(\lambda_{CP}) \neq 0$, alors on peut déduire que cette symétrie est la seule qui dépend du temps.

Conclusion

Les symétries continues et discrètes jouent un rôle important dans les théories de la physique moderne. Les symétries discrètes et en particulier la symétrie CP a des implications importantes pour la physique, et peut être une explication possible de l'asymétrie des baryons dans l'univers. D'autre part, la symétrie CPT est plus fondamentale et est étroitement liée à l'invariance de Lorentz.

Il peut être utile de mieux d'écrire l'aspect central des symétrie discrètes pour formuler des propriétés sous la forme dérivée de la théorie quantique des champs qui montre chaque relation de symétrie de la définition des champs.

La violation de la symétrie CP a été soulignée la première fois dans la désintégration faible du kaon de longue durée de vie .

L'étude de la violation de symétrie CP joue un rôle important dans les tentatives d'études de la cosmologie pour expliquer la dominance de la matière sur l'antimatière dans l'univers.

Et cette physique c'est un nouveau concept d'explorer la violation de la symétrie CP ou il montré des aspects de la science dans la recherche d'explication de tous les phénomènes physiques qui se produisent à une échelle microscopique.

Bibliographie

Les références

[1] S.Boisvert ,La multiplicité en mécanique quantique,Québec à trois-rivières(2011)

[2] L.Khalissa .Sur la structure des états quantiques via les approches des perturbations et des variations .Université de Mohamed Khider(2018)

[3]M.Sanchez. Kaon physics: CP violation and hadronic matrix elements. Université de Granada (2003)

[4] A.tilbi,Intégrale de semi-classique et théorie de broglie-bohm , Université de Mentouri (2007)

[5] M.Shaposhnikov, Champs quantique relativiste ,Ecole Polytechnique féderale de lausanne(2007)

[6] A.Formica. Mise en evidence de la violation directe de *CP* par l'expérience NA48. Université Paris-XI Orsay (2001)

[7] B.Nadjoua, Meson K, Modèle standard Et la violation de CP, Mohamed Boudiaf - M'Sila(2017)

[8] J. Fieschi, Etude de la violation de la symétrie CP dans le canal $B^{\pm} \rightarrow K^{*\pm}\rho^{0}(w)$, Blaise Pascal (2004)

[9] M.Zito, Etude de la violation de la symétrie CP dans l'expérience BABAR ,Pierre et Marrie Curie (Paris VII) (2004)

[10] E.Maurice.Mesure de la violation de CP dans le désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ auprès du détecteur LHCb ,Université de Méditerranée(2012)

[11] Z. Souad, La violation de la symétrie CP dans la physique de haute énergie, Ahmed Draia – Adrar(2020)

[12] R.Fetra .La violation de la symétrie CP dans les systèmes des kaons neutres prédiction du modèle standard .Université d'Antananarivo(2006)

[13]L. Widhalm. CP violation in B decays : experimental aspects. Institute for High-Energy physics, Vienna, Austria (2005)

[14] P.Giroud , Etude de mode de désintégration non charmée du méson B et recherche de la violation de la symétrie CP, Paris-XI Orsay(2003)

[15] M.Legendre, Etude de la violation de la symétrie CP dans les désintégration $B^0 \rightarrow D^*\pi$ partiellement recontruites avec le détecteur BABAR ,Paris VII(2005)

[16] S. Ganjour, Etude de la violation de la symétrie CP dans l'expérience BABAR , Pierre et Marrie Curie (Paris VII) (2007)

Résumé:

Le présent mémoire conclut une synthèse de recherches documentaires sur la violation de la symétrie CP dans le cadre théorique en commençant par un bref rappel de la mécanique classique, mécanique quantique et de la théorie des champs .

Il est constitué d'une introduction générale et trois chapitres , le premier chapitre est consacré à un bref rappel sur l'application du principe de moindre action pour obtenir les équations de mouvement dans le cas de la mécanique classique et la théorie quantique des champs. Le deuxième chapitre est dédié aux symétries et au principe d'invariance des systèmes sous ces dernières. Le troisième chapitre traite de la violation de la symétrie CP et son étude dans les systèmes $B^0\overline{B}^0$. Le mémoire est clôturé par une conclusion

Mots-cl´es :principe de moindre action , violation de CP , méson B.

Abstract :

This work summarizes a documentary research on the violation of the CP symmetry in the theorical framework . starting with a brief reminder of classical mechanics , quantum mechanics and field theory.

It consists of a general introduction and three chapiters , the first chapiter is devoted to brief reminder on the application of the slightest action to obtain movement equations in the case of classical mechanics and the quantum theory of fields . the second chapiter is dedicated to symmetries and the principle of invariance of systems under these last.The third chapiter deals with the violation of CP symmetry and its study in $B^0\overline{B}^0$ systems .The thesis is closed by a conclusion