

6 INTRO A LA VIOLATION CP

6.4 Introduction

- Antimatière $\Leftarrow$ combinaison de la MQ et de la RR.
- Les lois de conservation du MS (# Leptonique, # Baryonique, ...) suppose que lors du Big-Bang, il y avait autant de particules que d'antipart.
 - Equilibre à T élevée: $q\bar{q} \leftrightarrow \gamma\gamma$ $e^+e^- \leftrightarrow \gamma\gamma$
 - Univers en expansion, T $\downarrow$: $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$
 - $\hookrightarrow$ Annihilation complète matière-antimatière en γ ?
- On observe seulement la matière $\leadsto$ 2 hypothèses
 - 1) L'antimatière primordiale de l'Univers est cachée
 - 2) Un léger déséquilibre s'est produit au cours de l'évolution:
$$\frac{\Delta N_B}{N_\gamma} = \frac{N(\text{baryon}) - N(\text{antibaryon})}{N_\gamma} \sim 10^{-10}$$

① Hypothèse de l'antimatière cachée:

- Photon provenant de l'annihilation de mat. et d'antimat aux frontières d'un monde de matière et d'antimatière
 - $\hookrightarrow$ Aucun signal observé $\rightarrow$ galaxie d'antimatière proche exclues.
- Rayon cosmique d'antimatière provenant d'anti-étoile.
 - $\hookrightarrow$ Pas détecté $\rightarrow$ limite sup. sur les flux d'anti He.
- Expérience pour détecter de l'antimat. astrophysique:
 - 1) Pamela (2006)
 - 2) AMS (2011)

② Hypothèse d'un mécanisme d'asymétrie:

- En 1967, Sakharov a formulé des conditions pour ce mécanisme:
 - ① Ce process. viole la conservation du # baryonique B
 - ② Les symétries C et CP doivent être violées.
 - ③ Ce process. doit se produire avant l'équilibre thermique, sinon $\exists$ autant de $i \rightarrow f$ que de $f \rightarrow i$

→ Si le déséquilibre provient d'une particule X , celles-ci ont été produites avec un $\#$ égal de $\bar{X}$. Le déséquilibre doit apparaître dans un processus ultérieur, par exemple, leur désintégration.

→ Supposons: $X \rightarrow 1$ de $\#$ baryonique $B = N_1$ avec proba p
 $X \rightarrow 2$ de $\#$ baryonique $B = N_2$ avec proba $1-p$

Dès lors: $\bar{X} \rightarrow \bar{1}$ de $\#$ baryonique $B = -N_1$ avec proba $\bar{p}$
 $\bar{X} \rightarrow \bar{2}$ de $\#$ baryonique $B = -N_2$ avec proba $1-\bar{p}$

↳ L'asymétrie qui en résulte est proportionnel à:

$$\Delta N_B = N_1 p + N_2 (1-p) - N_1 \bar{p} - N_2 (1-\bar{p})$$

$$= N_1 (p - \bar{p}) + N_2 (1-p - 1 + \bar{p}) = (p - \bar{p})(N_1 - N_2)$$

Pour avoir un excès de baryons, il faut

$$\Delta N_B \neq 0 \Rightarrow p \neq \bar{p} \text{ et } N_1 \neq N_2$$

↳ Au moins un de ces 2 processus ($X \rightarrow 1$ ou $X \rightarrow 2$) doit violer la conservation de B

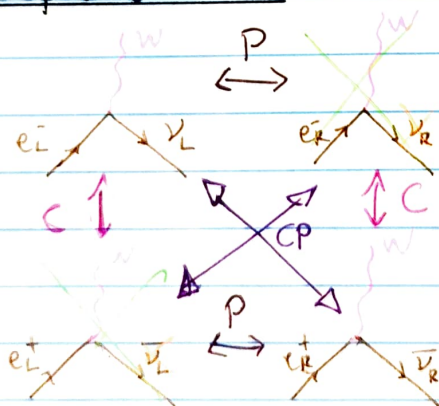
↳ Comme $C[X \rightarrow 1] = \bar{X} \rightarrow \bar{1}$, $p \neq \bar{p} \Rightarrow$ violation de C

Il faut aussi que CP soit violé, sinon autant de baryons qu'antibaryons droit seraient produits

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) + \Gamma(X \rightarrow q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R)$$

G.2 CP est-il violé et comment ?

③ L'opérateur CP:



→ C et P séparément, violent à 100 %. L' CP , mais celle-ci semble être invariante pour CP .

→ En fait, CP est violé faiblement.

→ En 1964, on observe la 1^{re} violation CP dans la désintégration

$$K_L^0 (CP = -1) \rightarrow \pi\pi (CP = +1)$$

Depuis, on l'a observée pour B^0 , D^0 et B_s^0 .

- Dans tout les cas, c'est des désintégrations de mesons neutres impliquant s, b ou $c \rightarrow q$ (saveur $\neq$) : ou quark de charge $-1/3 \rightarrow$ quark de charge $+2/3$ ou l'inverse.
- Il s'agit d'II hadronique ou d'II semi-leptonique à CC.

② Rendre compte de ces processus dans le MS :

- La partie concernée du lagrangien est celle qui fait intervenir la matrice CKM V_{ij} , responsable du mélange des quarks.

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma^\mu W_\mu^- V_{ij} (1 - \gamma^5) d_j + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_j \gamma^\mu W_\mu^+ V_{ij}^* (1 - \gamma^5) u_i$$

} fait passer un quark de type $d (-1/3)$ à type $u (+2/3)$.

En appliquant CP à $\mathcal{L}_{CC}$, on a :

$$\mathcal{L}_{CC} \xrightarrow{CP} \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_j \gamma^\mu W_\mu^+ V_{ij} (1 - \gamma^5) u_i + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma^\mu W_\mu^- V_{ij}^* (1 - \gamma^5) d_j$$

- L'invariance pour CP implique que $V_{ij} = V_{ij}^*$. On cherche donc un terme complexe dans la matrice V_{ij} CKM.

→ Rappel : l'approximation de Wolfenstein donne :

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

③ Influence du facteur de phase sur $|M|^2$:

- Comment un facteur de phase (qui ne modifie pas le module des amplitudes) peut-il conduire à une violation CP.

$$i \rightarrow f \xrightarrow{CP} \tilde{i} \rightarrow \tilde{f} \text{ avec } \Gamma(i \rightarrow f) \neq \Gamma(\tilde{i} \rightarrow \tilde{f})$$

→ En effet, soit φ la phase. Alors :

$$M = |M| e^{i\theta} e^{i\varphi} \xrightarrow{CP} \tilde{M} = |M| e^{i\theta} e^{-i\varphi}$$

$$\hookrightarrow |M|^2 = |\tilde{M}|^2$$

- Avec 1 seul diagramme, la probabilité n'est pas modifiée.

→ Il faut que le processus puissent se produire via 2 diagrammes de Feynmann, avec chacun leur amplitude $\mathcal{M}_1$ et $\mathcal{M}_2$ qui interfèrent.

$$\mathcal{M} = |\mathcal{M}_1| e^{i\theta_1} e^{i\phi_1} + |\mathcal{M}_2| e^{i\theta_2} e^{i\phi_2}$$

$$\tilde{\mathcal{M}} = |\mathcal{M}_1| e^{i\theta_1} e^{-i\phi_1} + |\mathcal{M}_2| e^{i\theta_2} e^{-i\phi_2}$$

$$\hookrightarrow |\mathcal{M}| - |\tilde{\mathcal{M}}|^2 = -4 |\mathcal{M}_1| |\mathcal{M}_2| \sin(\theta_1 - \theta_2) \sin(\phi_1 - \phi_2)$$

→ Pour que la proba soit $\neq$, il faut (entre autres) que

→ $\exists$ au moins 2 diagrammes

→ Leurs phases soient $\neq$: $\theta_1 \neq \theta_2$

⊙ Rappel sur la parité:

→ Parité d'un système : $\hat{P} \Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n, t) = \xi_1 \dots \xi_n \Psi(-\vec{r}_1, \dots, -\vec{r}_n, t)$

→ Parité des fermions: puisque un fermion et son antifermion sont dans un même spineur, on a: $\xi_f = -\xi_{\bar{f}}$

→ Cas des leptons:

Expérimentalement, on vérifie $\xi_e \xi_{e^+} = -1$ pour la réaction $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ dans l'état lié dans l'onde S ($l=0$) (orbitale la plus basse, symétrique) appelé parapositronium. Puisque c'est un T_{em} , la parité est conservée. Dès lors:

?

$$\xi_{\text{parap}} = \xi_{\gamma\gamma} \quad \xi_{\text{parap}} = \xi_{e^+} \xi_{e^-} (-1)^l = \xi_{e^+} \xi_{e^-}$$

$$\hookrightarrow \xi_{\gamma\gamma} = \xi_{\gamma}^2 (-1)^{l_{\gamma}} = (-1)^{l_{\gamma}} \text{ et } \xi_{e^+} \xi_{e^-} = (-1)^{l_{\gamma}}$$

→ Il n'est possible de déterminer individuellement la parité d'un $e^\pm$, $\mu^\pm$, $\tau^\pm$. On détermine alors:

$$\xi_{e^-} \equiv \xi_{\mu^-} \equiv \xi_{\tau^-} \equiv +1 \Rightarrow \xi_{e^+} \equiv \xi_{\mu^+} \equiv \xi_{\tau^+} = -1$$

→ Cas des quarks:

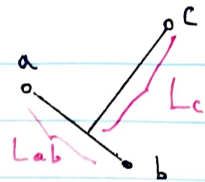
Puisque les quarks ne sont créés/détruits que par paires $q\bar{q}$ lors des IF et des T_{em} , on fixe par convention:

$$\xi_u \equiv \xi_d \equiv \xi_s \equiv \xi_c \equiv \xi_b \equiv \xi_t = 1 \Rightarrow \xi_{\bar{u}} \equiv \xi_{\bar{d}} \equiv \xi_{\bar{s}} \equiv \xi_{\bar{c}} \equiv \xi_{\bar{b}} \equiv \xi_{\bar{t}} = -1$$

→ Parité des baryons:

Pour un baryon $B = abc$, sa parité intrinsèque est donnée par:

$$\xi_B = \xi_a \xi_b \xi_c (-1)^{L_{ab}} (-1)^{L_c} = (-1)^{L_{ab} + L_c} = -\xi_B$$



↳ Les baryons d'énergie la plus basse ($L_{ab} = L_c = 0$) sont prédits avec une parité $+1$, les antibaryons avec une parité -1

→ Parité des mésons:

Pour un méson $M = a\bar{b}$, sa parité intrinsèque est donnée par:

$$\xi_M = \xi_a \xi_{\bar{b}} (-1)^L = -(-1)^L = (-1)^{L+1} = \xi_{\bar{M}}$$

↳ Les mésons d'énergie la plus basse ($L=0$), sont donc prédits avec une parité -1 . C'est bien le cas des mésons π, K, D .

Pour le π^- , on détermine sa parité expérimentalement à partir de son absorption au repos par un noyau de deutérium ($J=1$, onde S):

$$\pi^- + d \rightarrow n + n \sim \xi_{\text{initial}} = \xi_{\pi} \xi_d (-1)^{L_{\pi d}} = \xi_{\pi} \xi_n \xi_p (-1)^{L_{np}} = \xi_{\pi}$$

$\sim \xi_{\pi} = (-1)^{L_{nn}}$ $+1$

→ Par le principe d'exclusion de Pauli, la fct d'onde de l'état final doit être antisymétrique pour l'échange des 2 n.

$S=1$ Symétrique $\rightarrow L$ impair (antisym)

$S=0$ antisym $\rightarrow L$ pair (symétrique)

$$J_i = J_d (J_{\pi} = 0) = 1 = J_f = J_{nn}$$

Si $S=0$, $J_{nn} = L=1$ impair (3)

↳ $S=1$ et L impair: $\xi_{\pi} = (-1)^L = -1$

→ Parité du photon:

Contrairement aux fermions, on peut déterminer la parité du photon théoriquement. En MQ, la fonction d'onde du γ est donnée par:

$$\bar{A}(\vec{r}, t) = N e(k) \exp[i(k \cdot \vec{r} - Et)] \sim \hat{P} \bar{A}(\vec{r}, t) = \xi_{\gamma} \bar{A}(-\vec{r}, t)$$

$$\text{Or, } \vec{r} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \sim \hat{P} \vec{E} = -\vec{E}(-\vec{r}, t)$$

$$\text{Or, } \vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \rightarrow \hat{P} \vec{A}(\vec{r}, t) = -\vec{A}(-\vec{r}, t)$$

$$\xi_{\gamma} = -1$$

⊙ Rappel sur la conjugaison de charge : $\hat{C}$

→ Propriétés de $\hat{C}$:

Pour un système à n particules dont les n 1^{er} sont états propres:

$$\hat{C} |p_1 \dots p_k p_{k+1} \dots p_n\rangle = C_1 \dots C_k |p_1 \dots p_k \bar{p}_{k+1} \dots \bar{p}_n\rangle$$

↳ Un système particule-antiparticule est un état propre de $\hat{C}$:

$$\hat{C} |p\bar{p}\rangle = |\bar{p}p\rangle = \pm |p\bar{p}\rangle \begin{matrix} \text{sym} \\ \text{antisym} \end{matrix}$$

Exemple: système de mésons dont le spin est nul ($S=0$):

$$\hat{C} |\pi^+\pi^- L\rangle = (-1)^L |\pi^+\pi^- L\rangle$$

$$\text{En effet, } \pi^+ \leftrightarrow \pi^- \Leftrightarrow \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \Leftrightarrow \vec{r}_2 - \vec{r}_1$$

→ Détermination de la C-parité du photon:

↳ déduite du comportement de A^μ classique:

$$\hat{C} \bar{A}(\vec{r}, t) = C_\gamma \bar{A}(\vec{r}, t)$$

Puisque toutes les charges changent de signe sous $\hat{C}$, le champ électrique et le potentiel scalaire changent de signe.

$$\text{Or, } \vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{c} \partial_t \vec{A} \text{ Ainsi, } C_\gamma = -1$$

→ Détermination de la C-parité du π^0 :

Observons $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Par conservation de C dans les Iem,

$$\hat{C} |\gamma\gamma\rangle = C_\gamma C_\gamma |\gamma\gamma\rangle = (-1)^2 |\gamma\gamma\rangle = |\gamma\gamma\rangle \Rightarrow C_{\pi^0} = 1 = C_{\gamma\gamma}$$

On peut prédire qu'on n'observera pas $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ car

$$\hat{C} |\gamma\gamma\gamma\rangle = (-1)^3 |\gamma\gamma\gamma\rangle = -|\gamma\gamma\gamma\rangle \text{ ce qui ne respecterait pas la conjugaison de charge pour les Iem.}$$

6.3 Le système $K^0 - \bar{K}^0$

→ Le K^0 , B^0 , D^0 , B_s^0 sont des mésons neutres ayant un # quantique qui les différencie de leur anti-particule

$$K^0 = \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad S=+1 \quad \bar{K}^0 = \begin{pmatrix} \bar{u} \\ s \end{pmatrix} \quad S=-1 \quad D^0 = \begin{pmatrix} c \\ u \end{pmatrix}$$

$$B^0 = \begin{pmatrix} d \\ \bar{u} \end{pmatrix} \quad B_s^0 = \begin{pmatrix} s \\ \bar{u} \end{pmatrix}$$

- Ce # quantique est conservé dans les IF, mais pas dans les IF.
- Ces mésons doivent donc se désintégrer par IF, où on pourra peut-être observer des effets de la violation CP.
- Il peut aussi y avoir des oscillations $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, ce qui est un moyen de produire le 2^e diagramme nécessaire à l'observation de la violation CP.

⊙ États propres de CP :

- Le K^0 et $\bar{K}^0$ n'ayant pas la même étrangerie, ce ne sont pas des états propres de CP. (rappel : pour un méson, $S_M = S_{\bar{M}}$)
- ↳ Seules les particules identiques à leur antiparticules sont états propres de $\hat{C}$.

↳ Rappel : $\hat{C}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ et $\hat{C}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} \hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \\ \hat{P}|K^0\rangle = -|K^0\rangle \text{ et } \hat{P}|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \\ \hat{C}\hat{P}|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \end{array} \right.$

- Soit $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$ les états propres de $\hat{C}\hat{P}$. On a alors :
- DEF $|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \rightsquigarrow CP = +1$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{état propres de CP} \\ |K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \rightsquigarrow CP = -1 \end{array} \right.$

En inversant ces relations, on a

$$\left\{ \begin{array}{l} |K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle) \\ |\bar{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1^0\rangle - |K_2^0\rangle) \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} S = +1 \\ S = -1 \end{array} \right. \text{états propres du saveur}$$

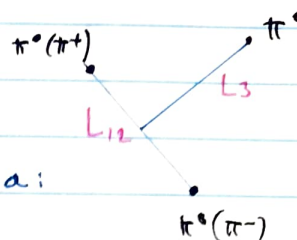
- Supposons que CP soit conservé par l'IF (donc qu'un état CP=1 ne puisse que se désintégrer en un autre état CP=1).

⊙ Désintégration à 2 pions : $K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$

- $P = S_{\pi^0}^2 (-1)^L = 1$ $\left\{ \begin{array}{l} (L=0 \text{ car les spins du } K^0 \text{ et des } \pi^0 \text{ sont nuls}) \\ C = C_{\pi^0}^2 = 1 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} CP = 1 \end{array} \right.$
- $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: $P = S_{\pi^+} S_{\pi^-} (-1)^L = (-1)^L = 1$ $\left\{ \begin{array}{l} CP = 1 \\ C|\pi^+ \pi^-\rangle = |\pi^- \pi^+\rangle \Rightarrow C_{\pi^+ \pi^-} = 1 \end{array} \right.$

↳ Si CP n'est pas violé, il faut que seul le K^0 se désintègre en 2 pions

② Désintégrations à 3 pions:



→ Puisque les spins du K^0 et des $\pi^{0,\pm}$ sont nuls, on a:

$$\hat{L} = \hat{L}_{12} \oplus \hat{L}_3 \text{ avec } L=0 \Rightarrow L_{12} = L_3$$

$$\hookrightarrow P = \xi_{\pi}^3 (-1)^{L_{12}} (-1)^{L_3} = \xi_{\pi}^3 = -1$$

→ Cas avec $\pi^0 \pi^0 \pi^0$:

$$C = C_{\pi}^3 = 1 \Rightarrow CP = -1$$

→ Cas avec $\pi^+ \pi^- \pi^0$:

$$C = C_{\pi^0} C_{\pi^+ \pi^-} = (-1)^{L_{12}} \Rightarrow CP = (-1)^{L_{12}+1} = -1 \text{ pour } L_{12} \neq 0$$

→ En résumé, sans violation CP:

$$K_1^0 (CP=+1) \rightarrow \pi\pi (CP=+1) \Rightarrow \text{il faut } K_2^0 \rightarrow \pi\pi$$

$$K_2^0 (CP=-1) \rightarrow \pi\pi\pi (CP=-1) \Rightarrow \text{il faut } K_1^0 \rightarrow \pi\pi\pi \text{ très rare}$$

→ L'observation de $K_2^0 \rightarrow \pi\pi$ implique une violation de CP.

→ Puisque il y a plus d'énergie disponible pour $K_1^0 \rightarrow \pi\pi$, on s'attend à ce que $\tau(K_1^0) \ll \tau(K_2^0)$. En fait, $c\tau(K_1^0) \sim 3\text{m}$; $c\tau(K_2^0) \sim 1\text{fm}$.

DEF On définit alors:

$$\begin{cases} K_S^0 \equiv K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) & K^0 \text{ short} \\ K_L^0 \equiv K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) & K^0 \text{ long} \end{cases}$$

↳ On peut ainsi les différencier par la distance de vol. À quelques mètres de leur points de productions, on ne devrait observer que des désintégrations $\pi\pi\pi$, si CP est conservé par l'if!

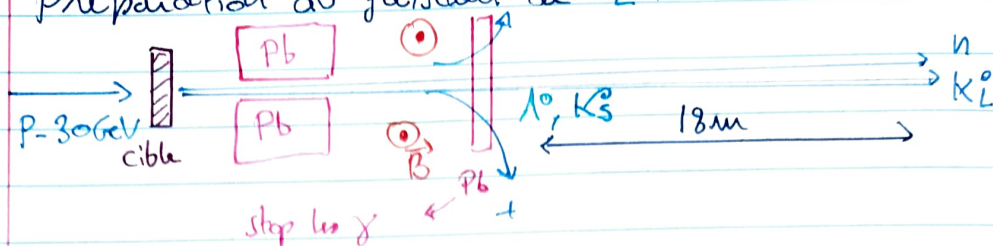
② Violation de CP dans $K^0 \rightarrow$ pions:

→ Découverte de la violation CP - Expé de Christenson, Cronin, Fitch, et Turlay (1964).

Cette expérience a permis de mettre en évidence des désintégrations

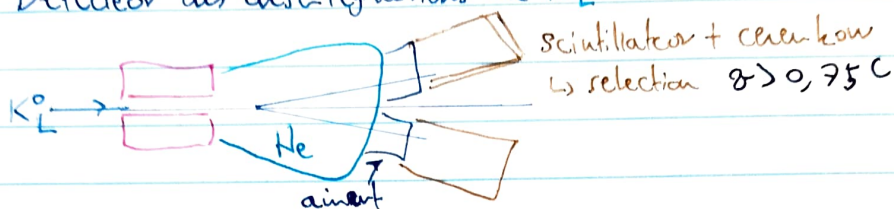
$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

→ Préparation du faisceau de K_L^0 :



→ Faisceau de K_L^0 , de n et de $q\bar{q}\pi\gamma$

→ Détecteur des désintégrations de K_L^0 :



→ Les chambres à dards séparées par un aîer mesurent la direction et l'impulsion des particules

→ Analyse de données:

→ Les $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ ne doivent pas avoir de direction préférentielle.

→ Si jamais il y a des $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, l'angle θ doit être nul.

↳ On regarde alors la distribution angulaire de $\cos\theta$ pour $\neq \text{CM}$.
On observe que lorsque $\text{CM}(\pi^+\pi^-) \simeq m(K^0)$, on a un pic à $\cos\theta = 1$ (et une absence de ce pic dans d'autres CM).

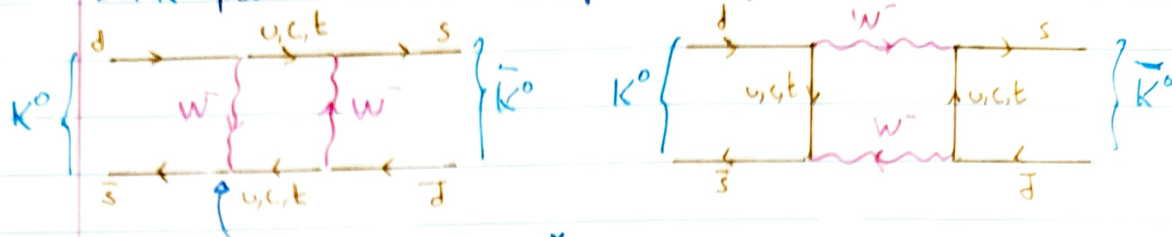


DEF Une violation de CP est directe si elle provient de la désintégration violant CP $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ et indirecte si elle est due aux transitions $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$

→ Si lors de $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, le processus ne se fait pas au même taux dans les 2 sens, (ce qui viole CP) les proportions de K^0 et $\bar{K}^0$ sont modifiées. Les désintégrations en 2 pions peuvent provenir de la désintégration de la petite fraction de K_L^0 présente et ne viole plus directement CP.

⊙ Mélange des états:

→ Les K^0 peuvent osciller en $\bar{K}^0$ par une $1^{\text{ère}}$ ou $2^{\text{ème}}$ ordre.



?

Rôle de CKM: $\propto V_{is}^* V_{id}$; $i \in u, c, t$
 $\text{quark } 1/3 \rightarrow V_{ij}$ / $\text{quark } -2/3 \rightarrow V_{ij}$

↳ Dans le sens $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, c'est l'élément $V_{is}^* V_{id}$ qui intervient, alors que dans le sens $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$, c'est l'élément $V_{id}^* V_{is}$.

Prop: $\Rightarrow \text{Taux} \neq \iff \exists$ au moins 1 élément de CKM complexe.

→ Si un des composants V_{ij} est complexe, une composante de K_L^0 peut apparaître dans K_S^0 et donc se désintégrer en 2π sans violer directement CP.

→ On introduit alors un paramètre complexe $\epsilon = |\epsilon|e^{i\theta}$ pour indiquer la déviation des K_L^0 et K_S^0 d'états propres de CP. On définit

DEF Les états propre de masse (et de temps de vie $\leftrightarrow$ de l'hamiltonien)

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_1^0\rangle - \epsilon |K_2^0\rangle) \quad \text{avec } |K_1^0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_2^0\rangle + \epsilon |K_1^0\rangle)$$

$$|K_2^0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

↳ On a alors $[\hat{H}, \hat{CP}] \neq 0$ et CP n'est pas conservé!

↳ ϵ indique le degré de violation indirecte de CP dû à $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$.

→ Si CP est conservé $\rightarrow \epsilon = 0$

Si $\epsilon = 0 \rightarrow$ Pas de violation indirecte.

6.4 Evolution dans le temps d'un système de K^0

→ L'évolution dans le temps de la fct d'onde d'une particule de masse m se désintégrant avec un temps de vie moyen τ , dans son système de repos s'écrit:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iEt/\hbar} e^{-t/2\tau} |\psi(0)\rangle$$

↳ La proba de trouver la particule à l'instant t est:

$$|A(t)|^2 = |\langle\psi|\psi\rangle|^2 = e^{-t/2\tau} e^{iEt/\hbar} e^{-iEt/\hbar} e^{-t/2\tau} |\langle\psi_0|\psi_0\rangle|^2 = e^{-t/\tau}$$

→ On écrit $\Gamma \equiv \hbar/\tau$ et $M = m - i\Gamma/2$ avec $\hbar = c = 1$. Ainsi:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iMt} |\psi(0)\rangle$$

→ Pour l'état propre de saveur, on a: (on néglige la violation CP)

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-iM_1 t} |K_1^0(0)\rangle + e^{-iM_2 t} |K_2^0(0)\rangle \right)$$

↳ Supposons qu'on parte d'un faisceau pur de K^0 en $t=0$; la proba de trouver un K^0 à l'instant t est:

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-iM_1 t} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \} \right) + e^{-iM_2 t} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \} \right) \right)$$

$$= \frac{1}{2} \left(\left(e^{-iM_1 t} + e^{-iM_2 t} \right) |K^0\rangle + \left(-e^{-iM_1 t} + e^{-iM_2 t} \right) |\bar{K}^0\rangle \right)$$

$$\hookrightarrow |A(t)|^2 = |\langle K^0(0) | K^0(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \left| e^{-iM_1 t} + e^{-iM_2 t} \right|^2$$

$$= \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2 e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t/2} \cos(\Delta m t) \right) \text{ avec } \Delta m = |m_1 - m_2|$$

$$\text{On trouve: } |A_{K^0}(t)|^2 = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2 e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t/2} \cos(\Delta m t) \right)$$

$$|A_{\bar{K}^0}(t)|^2 = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2 e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t/2} \cos(\Delta m t) \right)$$

Or, $\tau_1 \ll \tau_2$ (car $K_S^0 \sim K_1^0$ et $K_L^0 \sim K_2^0$) donc $\Gamma_2 \ll \Gamma_1$

→ Ainsi, si $\Delta m = 0$, on a $|A(t)|^2 \approx \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_1 t} \pm 2 e^{-\Gamma_1 t/2} \right)$

↳ Les 2 probas tendent vers $\frac{1}{4}$ de manière exponentielle, en partant de 1 pour K^0 et 0 pour $\bar{K}^0$.

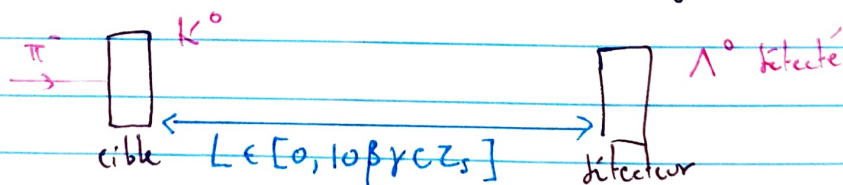
- Si $\Delta m \neq 0$, il y a oscillation de période $2\pi / \Delta m$ se superpose à l'exponentielle.
 On a $\Delta m \tau_1 \sim 1/2$ le # moyen d'oscillation avant désintégration
 Δ On a négligé la violation CP.

① Principe de la mesure de cette évolution:

- Obtenir un faisceau pur de K^0
 → On envoie un faisceau de π^- sur une cible de proton.
 Pour un faisceau d'un GeV, on a
 $\pi^- = (\bar{u}d)$ $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$ $\Lambda^0 = (u \bar{s})$ et $K^0 = (d \bar{s})$
 $m(\Lambda^0) \approx 1 \text{ GeV}$; $m(K^0) \approx 0.5 \text{ GeV}$
 ↳ Pour produire du $\bar{K}^0$ avec le même état initial, il faut
 $\pi^- p \rightarrow \bar{K}^0 + \Lambda^0 + K^+ + \pi^-$ (par ex)
 → 2 baryons pour compenser un $\bar{\Lambda}^0$
 → 1 baryon et un pion pour compenser un K^+
 → Le seuil de production serait donc + élevé.

- Comment distinguer le K^0 des $\bar{K}^0$?
 → En les faisant interagir par IF avec de la matière (car il produisent des particules d'étrangeté opposées).
 Ex: $K^0 p \rightarrow K^+ n$ alors que $\bar{K}^0 n \rightarrow K^- p$
 $\bar{K}^0 n \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$

→ Schéma de principe du dispositif



On fait varier la distance entre la cible et le détecteur

5.5 Violation de CP dans les désintégrations de K^0

⊙ Désintégration $K^0 \rightarrow \pi\pi$: (violation directe)

→ Mise en évidence en 1988 par NA31, puis NA48.

→ Pour les K_L^0 , les 2 modes de désintégration en 2 pions violent CP :

$$\begin{cases} K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^- & \text{CP} \\ K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 & \text{CP} \end{cases} \quad \text{alors que} \quad \begin{cases} K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- & \text{CP} \\ K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 & \text{CP} \end{cases}$$

DEF On définit le rapport de l'amplitude violant CP à celle qui ne viole pas CP $\eta_{\pm}$ et η_{00} :

$$\eta_{\pm} \equiv |\eta_{\pm}| e^{i\phi_{\pm}} = \frac{\mathcal{A}(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\mathcal{A}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}$$

$$\eta_{00} \equiv |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{\mathcal{A}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\mathcal{A}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}$$

↳ Si pas de violation CP, on a $\eta_{\pm} = \eta_{00} = 0$

↳ Ces rapports peuvent s'exprimer en fonction d'un paramètre ϵ (celui des états propres de masse), qui mesure la violation indirecte de CP :

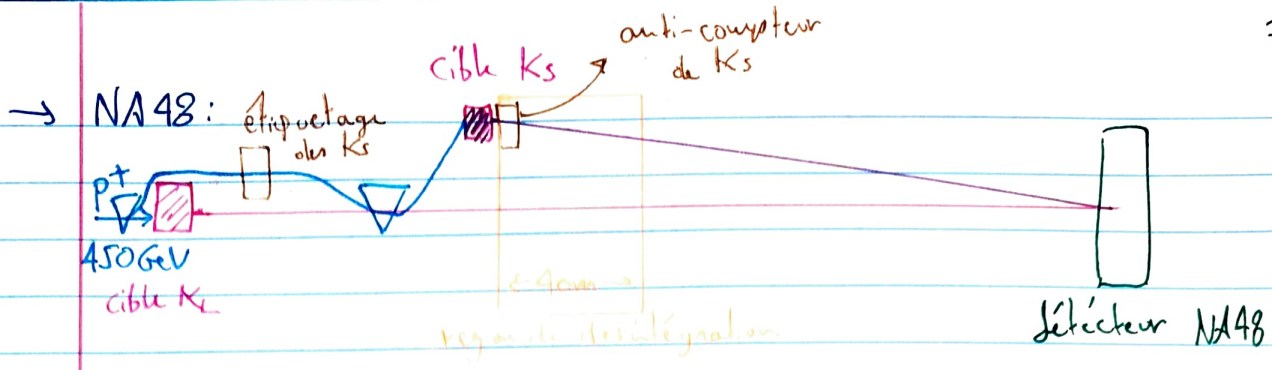
$$\eta_{\pm} = \epsilon + \epsilon' \quad \eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon' \quad \text{avec } \epsilon' \text{ un paramètre.}$$

↳ Si $\eta_{\pm} \neq \eta_{00} \rightarrow$ violation directe $\Rightarrow$ le paramètre ϵ' mesure le degré de violation directe.

→ Pour minimiser les biais expérimentaux, on mesure le rapport :

$$R \equiv \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{\pm}} \right|^2 = \left| \frac{\epsilon - 2\epsilon'}{\epsilon + \epsilon'} \right|^2 = 1 - 6 \operatorname{Re}\{\epsilon'/\epsilon\} + \mathcal{O}((\epsilon'/\epsilon)^2)$$

↳ 2 expériences KTeV au Tevatron et NA48 au SPS ont permis fin des années 90 de démontrer la violation directe de CP dans les désintégrations des K^0 .



- faisceau de p^+ divisé en 2 et dirigés sur 2 cibles $\neq$ à 2 endroits $\neq$
- $\lambda_S = 6m, \lambda_L = 3480m$
 $d_S = 6m, d_L = 126m$
- proba qu'un K_S venant de la cible K_L dans le détecteur est de $\sim 10^{-8}$.
- Le temps de désintégration dans le détecteur est comparé à celui mesuré par la station d'étiquetage des K_S . Si compatibilité, la désintégration est attribuée à un K_S . Sinon, à un K_L .

- Résultats: $\epsilon \sim 2 \cdot 10^{-3}$ et $\epsilon' \sim 10^{-6}$
- la violation indirecte domine largement.

① Désintégrations semi-leptoniques:

- La violation ^{CP} aurait été observée dans le mode:
 $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \bar{\nu}_e$ et $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \nu_e$
 (échange du boson W)
- Or, le $\bar{K}^0$ ne peut que se désintégrer selon $s \xrightarrow{W^-} u \bar{e}$
- Donc, en comptant le # d'événements $N^+(K_L^0 \rightarrow e^+)$ et $N^-(K_L^0 \rightarrow e^-)$, on mesure la proba d'avoir un K^0 ou un $\bar{K}^0$ dans la désintégration des K_L^0 .

- On peut montrer que $N^\pm \propto |1 \pm \epsilon|^2 (1 + |\epsilon|^2)^{-1}$
- L'asymétrie A est alors donnée par $A \equiv \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = 2 \operatorname{Re} \epsilon$

On mesure $A \sim 10^{-3}$ en accord avec les résultats pour $K^0 \rightarrow \pi \pi$

6.6 Formalisme de la violation CP

→ On considère les états propres d'étrangeté (K^0 et $\bar{K}^0$). En l'absence de mélange $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, l'Hamiltonien est diagonal. On aurait

$$H = \begin{pmatrix} M_{11} & 0 \\ 0 & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & 0 \\ 0 & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

→ Par le théorème CPT, on a :

$$\langle K^0 | M_{11} | K^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | M_{22} | \bar{K}^0 \rangle \quad \langle K^0 | \Gamma_{11} | K^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | \Gamma_{22} | \bar{K}^0 \rangle$$

↳ Masse et temps de vie identiques : $M_{11} = M_{22} = M$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$.

→ En prenant en compte les transitions $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, on a :

CPT : $M_{21} = M_{12}^*$ $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$

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

$\bar{K}^0 \xrightarrow{M_{12}} K^0$ et $K^0 \xrightarrow{M_{12}^*} \bar{K}^0$
 $\bar{K}^0 \xrightarrow{-\frac{i}{2}\Gamma_{12}} K^0$ et $K^0 \xrightarrow{-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*} \bar{K}^0$

↳ Pour violation CP, il faut que

$$M_{12}^* \neq M_{12} \text{ et/ou } \Gamma_{12}^* \neq \Gamma_{12}$$

→ Les nouveaux états propres sont donc

$$|K_S\rangle = p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle \quad \text{avec } |p|^2 + |q|^2 = 1$$

$$|K_L\rangle = p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle$$

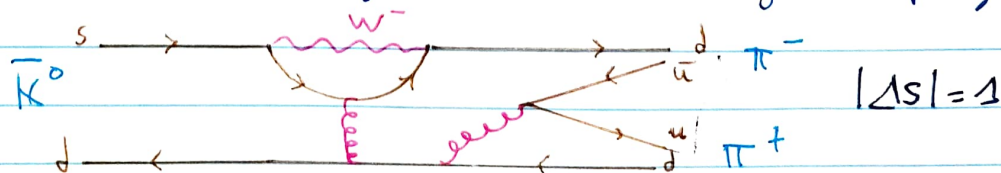
En résolvant, on retrouve la définition des états propres de masse et

$$\Delta m = m_L - m_S = 2 \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \right\}$$

$$\Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S = 4 \operatorname{Im} \left\{ \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \right\}$$

→ M_{12}^* et M_{12} correspondent à des transitions sans désintégration passant par un état virtuel (diagramme "boîte" du 2^e ordre).
 (voir 6.3 ⊙ mélange des états).

→ Γ_{12}^* et Γ_{12} correspondent à une violation directe de CP par une transition $s \rightarrow d$ avec l'échange d'un seul W (diagramme pinguin).



↳ violation directe mesurée par ϵ'

- Pour avoir une violation CP, il faut interférence entre plusieurs diagrammes. Dans le $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$,



Diagramme courant

Diagramme du pinguin

6.7 Violation de CP dans les désintégrations d'autres mésons

- Mélange particule $\leftrightarrow$ antiparticule ne peut pas se produire pour :
- un baryon neutre. # baryoniques opposés, et ceux-ci sont conservés par l'If.
 - un méson chargé. Charge conservée par l'If.

↳ Il reste alors le $(D^0, \bar{D}^0)$, $(B^0, \bar{B}^0)$, $(B_s, \bar{B}_s)$.

Le K^0 est le plus simple à étudier car son temps de vie permet de faire des faisceaux.

6.8 Violation de CP dans les désintégrations de B^0

$$B^0 = (\bar{d} \text{ } t) \quad \bar{B}^0 = (d \text{ } \bar{t})$$

⊙ Différences avec les K^0 :

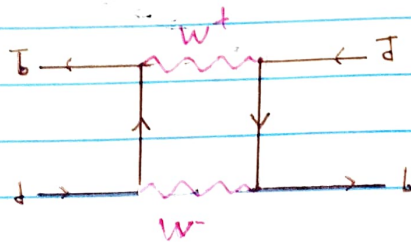
- Une partie des K^0 se désintègrent en états propres de CP
- ? → espace des phases disponible important pour les modes pairs
 - ↳ $\tau_1 \ll \tau_2$
- Pour B^0 , les modes de désintégration dominants ne sont pas états propres de CP $\rightarrow \Delta\Gamma \sim 0$. On distingue les 2 états par leur masse :
 - B_H^0 : heavy avec $\Delta m_B \sim 10^{-10} \text{ MeV}/c^2$
 - B_L^0 : light

→ Le mélange se fait via :



$q = u, c, t$

$$\sim V_{cb}^* V_{td} \sim (m_i)^2 \text{ censent}$$



↳ L'amplitude est proportionnelle $m_c^2 |V_{cs}^* V_{cd}|^2$ (terme dominant)

$$\text{et } m_c^2 |V_{cs}^* V_{cd}|^2 \propto m_c^2 A^2 \lambda^6 \sim 8 \cdot 10^{-2}$$

↳ Pour K^0 , les termes $|V_{cs}^* V_{cd}|^2$ sont d'ordre $\neq$. Le terme dominant est $\propto m_c^2 |V_{cs}^* V_{cd}|^2 \propto m_c^2 \lambda^2$ mais les $V_{cs} \in \mathbb{R}$. Pour violation indirecte de CP, le terme est $\propto m_c^2 |V_{ts}^* V_{td}|^2 \propto m_c^2 A^4 \lambda^{10} \sim 4 \cdot 10^{-3}$

→ On attend une violation indirecte pour CP » pour B^0 que K^0 .

③ Formalisme de la violation CP :

$$\begin{aligned} \rightarrow \text{On définit } |B_H^0\rangle &= p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle & \Leftrightarrow |B^0\rangle &= \frac{1}{2p} (|B_H^0\rangle + |\bar{B}_L^0\rangle) \\ |B_L^0\rangle &= p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle & |\bar{B}^0\rangle &= \frac{1}{2q} (|B_H^0\rangle - |\bar{B}_L^0\rangle) \end{aligned}$$

$$\text{avec } q/p = \sqrt{(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*) / (M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})}$$

$$\begin{aligned} \rightarrow \text{Evolution dans le temps: } |B_H^0(t)\rangle &= e^{-im_H t - \Gamma_H t/2} |B_H^0(0)\rangle \\ |B_L^0(t)\rangle &= e^{-im_L t - \Gamma_L t/2} |B_L^0(0)\rangle \end{aligned}$$

↳ En inversant les relations et en remplaçant, on obtient:

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t) |B^0(0)\rangle + \frac{p}{q} g_-(t) |\bar{B}^0(0)\rangle \text{ et } |\bar{B}^0(t)\rangle = g_+(t) |\bar{B}^0(0)\rangle + \frac{q}{p} g_-(t) |B^0(0)\rangle$$

$$\text{avec } g_+(t) = e^{-im t} e^{-\Gamma t/2} \cos(\Delta m t/2) \text{ et } g_-(t) = e^{-im t} e^{-\Gamma t/2} i \sin(\Delta m t/2)$$

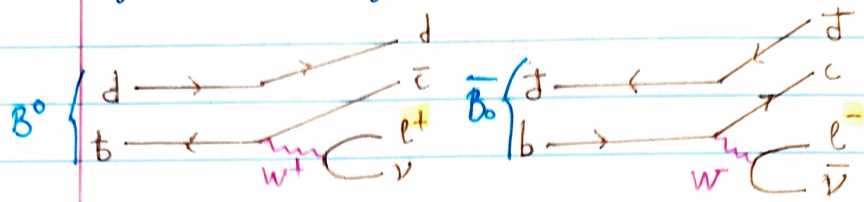
→ Les états propres de beauté oscillent en fonction du temps avec des proba $\propto |g_+|^2$ et $\propto |g_-|^2$ avec

$$|g_{\pm}|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} (1 \pm \cos(\Delta m t))$$

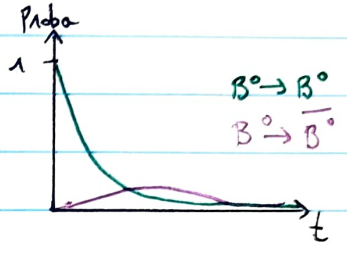
On a utilisé le fait que $\Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma$ et $m_L = m + \Delta m/2$; $m_H = m + \Delta m/2$

⊙ Observation des oscillations :

→ Il est possible d'observer ces oscillations en identifiant B^0 et $\bar{B}^0$ par le signe de la charge du lepton dans la désintégration semi-leptonique.



→ Si on suppose qu'on ait que des B^0 en $t=0$;
→ permet de mesurer Γ et Δm



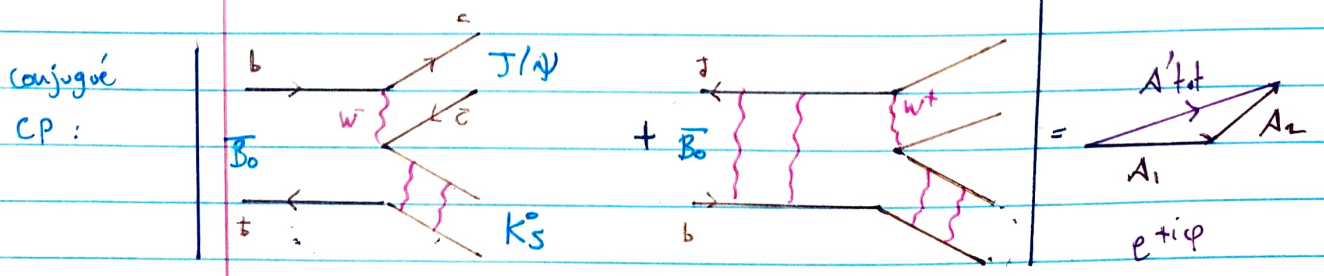
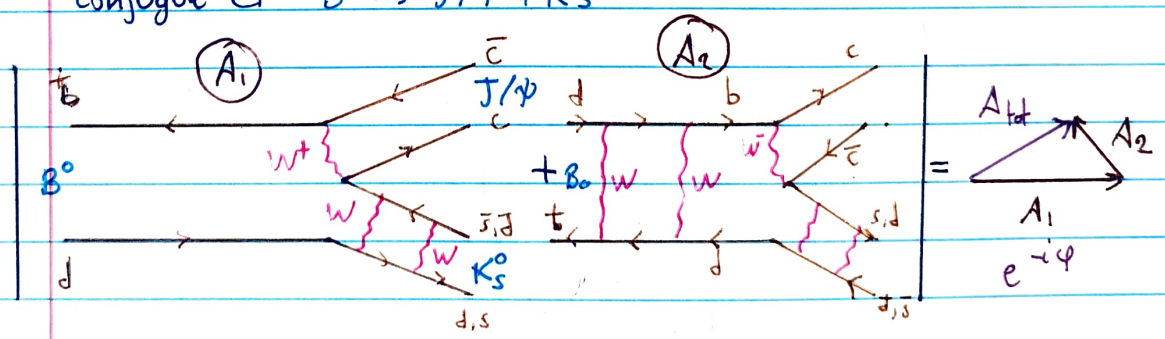
→ En étudiant l'asymétrie, on mesure Δm :

$$\frac{N_{B^0 \rightarrow B^0} - N_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}}{N_{B^0 \rightarrow B^0} + N_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}} = \cos(\Delta m t)$$

⊙ Observation de la violation indirecte de CP et mesure de β :

→ Si l'état final de la désintégration est un état propre de CP commun au B^0 et $\bar{B}^0$, les 2 amplitudes (avec et sans oscillations) interfèrent.

→ On considère la désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi + K_S^0$ et son conjugué CP $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi + K_S^0$



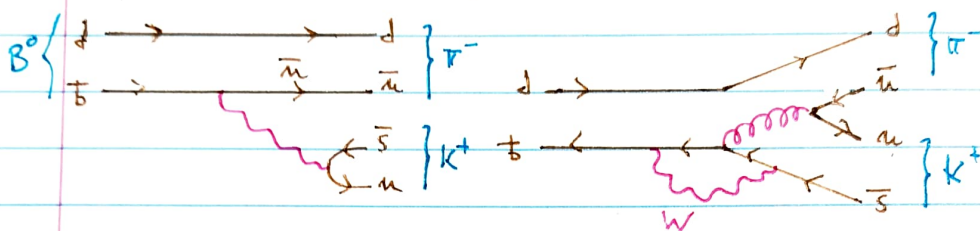
→ Comme les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ dépendent du temps, la violation CP aussi :

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_S) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S)}{\Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_S) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S)} = -\sin 2\beta \sin \Delta m t$$

→ Les oscillations permettent d'observer β pour autant que $\Delta m \neq 0$.

① Observation de la violation directe de CP :

→ Il faut fig. interférence pour violation CP. Ici, on considère :



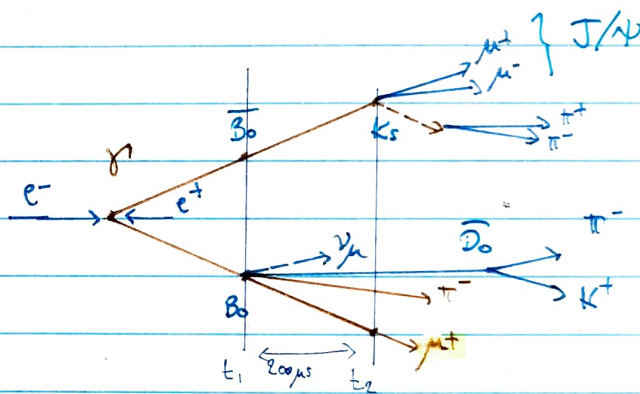
→ Principe de la mesure $\gamma = b\bar{b}$

→ On collisionne des paires e^+e^- boostée dans la direction e^-
 → Cela produit un $\gamma = b\bar{b}$ puis des paires $B^0 - \bar{B}^0$

→ Observation d'un $\mu^+ \leftrightarrow B^0 = d\bar{b}$

→ On a alors $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi + K_S^0$

→ On estime le temps auquel se produit la désintégration en $J/\psi + K_S^0$ à partir du $\Delta t = \Delta z / \beta \gamma c$



→ B-factories :

Slac, Babar, Keks, Belle

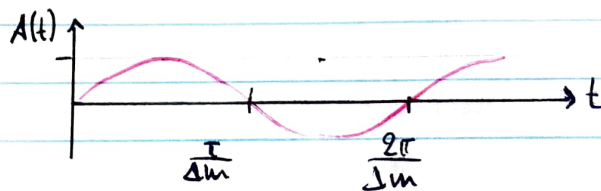
② Observation de la violation indirecte de CP et mesure de β :

→ L'asymétrie est donnée par :

$$A_{CP}(t) = \sin(2\beta) \sin(\Delta m t)$$

On trouve $\sin(2\beta) \approx 0,7$

→ $A_{CP} \approx -0,1$



6.9 Résultats du LHCb

① Usine à b du LHC :

- Au LHC, le mécanisme dominant de production de paires $q\bar{q}$ est la fusion de 2 gluons: $g+g \rightarrow b\bar{b}$ où les paires $b\bar{b}$ sont émises avec un petit angle p/r au faisceau, dans la direction du gluon le plus énergétique.

↳ Détecteur en forme de cône



- Le détecteur est installé que d'un côté (section efficace élevée, pas besoin de reconstitution p_T).
- Le boost est suffisamment important pour que les parcours soient mesurables via le détecteur de vertex.

② Observation de la violation directe de CP (2013)

$$A_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) \approx 0,3$$

- $\sim 10^{12}$ paires $b\bar{b}$ accumulés depuis 2012.

- Mesure de l'angle γ : $\gamma \sim 70^\circ$

Avant le LHCb: → 1964: CP violation in $K^0 = (sd)$

→ 2001: CP violation in $B^0 = (bd)$

Depuis LHCb: → 2011: CP violation in $D^0 = (cu)$

→ 2013: CP violation in $B_s^0 = (bs)$

6.10-11 Conclusions

- L'étude de la violation CP pour les $\neq$ mésons a permis de mesurer:
 - Ex Violation indirecte, contribution de K_1^0 dans K_L^0
 - Δm_d et $\Delta m_s \neq$ du même ordre que les B^0 et les B_s^0
 - $\sin(2\beta)$

↳ Contrainte sur le triangle d'unitarité → tester la cohérence du modèle.

- Accord parfait entre le modèle CKM et les mesures.