

6 INTRO A LA VIOLATION CP

6.1 Introduction

- Antimatière ← 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'antiparticules.
 - Équilibre à T élevée : $q\bar{q} \leftrightarrow \gamma\gamma$ $e^+e^- \leftrightarrow \gamma\gamma$
 - Univers en expansion, $T \downarrow$: $q\bar{q} + \gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ $e^+e^- \rightarrow \cancel{\gamma\gamma} \rightarrow e^+e^-$
 - ↳ Annihilation complète matière-antimatière en γ ?
- On observe seulement la matière \Rightarrow 2 hypothèses:
 - 1) L'antimatière primordiale de l'Univers est cachée
 - 2) Un léger déséquilibre s'est produit au cours de l'évolution:
$$\frac{\Delta N_B}{N_\gamma} = \frac{N(\text{baryon}) - N(\text{antibaryon})}{N_\gamma} \approx 10^{-10}$$

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
 - ↳ Aucun signal observé \rightarrow galaxie d'antimatière proche exclue.
- Rayon cosmique d'antimatière provenant d'anti-étoile.
 - ↳ 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 processus viole la conservation du $\#$ baryonique B
 - ② Les symétries C et CP doivent être violées.
 - ③ Ce processus doit se produire avant l'équilibre thermique, sinon il y a 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 $1-p$

Donc lns: $\bar{X} \rightarrow \bar{1}$ 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 baryon, 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

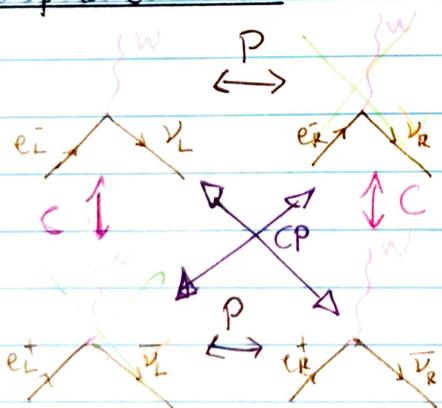
↳ Comme $C[X \rightarrow 1] = \bar{X} \rightarrow \bar{1}$, $p \neq \bar{p} \Rightarrow$ violation de C

Il faut aussi que CP soit violé, sinon au total de baryons garde que d'antibaryons doivent nécessairement être produits

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

6.2 CP est-il violé et comment ?

③ L'opérateur CP:



→ C et P séparent, violant à 100% l'If, mais celle-ci semble être invariante pour CP.

→ En fait, CP est violé faiblement.

→ En 1964, on observe la 1^e violation CP dans la désintégration

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

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

- Dans tout le cas, c'est des intégrations de mesons neutres impliquant s, b ou $c \rightarrow q$ (savoir \neq) : un quark de charge $-1/3 \rightarrow$ quark de charge $+2/3$ ou l'inverse.
 → Il s'agit d' I_d hadronique ou d' I_f 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 CKW 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.

- Raynal : l'approximation de Wolfenstein donne

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

③ Influence du facteur de phase sur $|U_{ij}|^2$:

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

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

- En effet, soit φ la phase. Alors :

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

$$\Rightarrow |U|^2 = |\tilde{|U|}|^2$$

- 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 $C\mathcal{M}_1$ et $C\mathcal{M}_2$ qui interfèrent.

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

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

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

→ Pour que la proba soit $\neq 0$, il faut (entre autres) que

→ Il y a au moins 2 diagrammes

→ Leurs phases soient $\neq 0$: $\theta_1 \neq \theta_2$

③ Rappel sur la parité:

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

→ Parité des fermions: puisque un fermion et son antifermion sont dans un même spinor, 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. Des lors:

?

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

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

→ Il n'est pas possible de déterminer individuellement la parité d'un e^\pm, μ^\pm, τ^\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 paire $q\bar{q}$ lors des FF et des T_{em} , on fixe par convention:

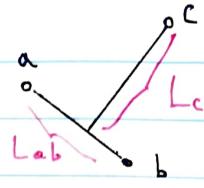
$$\xi_u \equiv \xi_d \equiv \xi_s \equiv \xi_c \equiv \xi_b \equiv \xi_t = 1 \Rightarrow \xi_{\bar{u}} \equiv \xi_{\bar{d}} \equiv \xi_{\bar{s}} \equiv \xi_{\bar{c}} \equiv \xi_{\bar{b}} \equiv \xi_{\bar{t}} = -1$$

→ Parité des baryons:

Pour un baryon $B = abc$, sa parité

intrinsèque est donnée par :

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



↪ 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 $M = ab$, sa parité intrinsèque est donnée par : $\xi_M = \xi_a \xi_b (-1)^L = -(-1)^L = (-1)^{L+1} = \xi_{\bar{M}}$

↪ Les mésons d'énergie la plus basse ($L=0$), sont donc prédit avec un 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):

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

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

→ Par le principe d'exclusion de Pauli, la fonction 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)

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

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

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

→ 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 :

$$\bar{A}(\vec{r}, t) = N \epsilon(I_k) \exp[i(\hbar \cdot \vec{r} - Et)] \rightsquigarrow \hat{P} \bar{A}(\vec{r}, t) = \xi_\gamma \bar{A}(-\vec{r}, t)$$

$$\text{Or, } \vec{P} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = q \mu p \rightsquigarrow \hat{P} \vec{E} = -\vec{E}(-\vec{r}, t)$$

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

$$\xi_\gamma = -1$$

③ Rappel sur la conjugaison de charge : \hat{C}

→ Propriétés de C :

Pour un système à n particules dont les k 1^e 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} :

$$\hat{C} |\bar{p}p\rangle = |\bar{p}p\rangle = \pm |\bar{p}\bar{p}\rangle \xrightarrow{\text{sym}} \text{anti-sym.}$$

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

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

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:

↳ déduire 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,

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

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

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

6.3 Le système $K^0 - \bar{K}^0$

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

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

$$B^0 = \begin{pmatrix} d \\ b \end{pmatrix}$$

$$\bar{B}^0 = \begin{pmatrix} s \\ b \end{pmatrix}$$

→ Ce # quantique est conservé dans les T_F , mais pas dans les I_F .

? Ces mesons doivent donc se désintégrer par I_F , 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.

② Etats propres de CP:

→ Le K^0 et \bar{K}^0 n'ayant pas la même étrangeté, ce ne sont pas des états propres du CP. (niveau: pour un meson, $S_M = S_{\bar{M}}$)

↳ Seules les particules identiques à leur antiparticules sont états propres du CP.

↳ Rappel: $\hat{C}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ et $\hat{C}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$ $\hat{CP}|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$
 $\hat{P}|K^0\rangle = -|K^0\rangle$ et $\hat{P}|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$ $\hat{CP}|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$

→ Soit K_1^0 et K_2^0 les états propres de \hat{CP} . On a alors:

DEF $|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \rightsquigarrow CP = +1$ } état propre de CP
 $|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \rightsquigarrow CP = -1$

En inversant ces relations, on a

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

→ Supposons que CP soit conservé par l' I_F (donc qu'un état CP=1 ne puisse pas se désintiquer en un autre état CP=1).

③ Désintégration à 2 pions: $K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$

$$\rightarrow P = S_{\pi^0}^2 (-1)^L = 1 \quad (L=0 \text{ car les spins du } K^0 \text{ et du } \pi^0 \text{ sont nul})$$

$C = C_{\pi^0}^2 = 1 \quad CP = 1$

$$\rightarrow K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- : P = S_\pi + S_{\pi^-} (-1)^L = (-1)^0 = 1 \quad CP = 1$$

$C|\pi^+ \pi^-\rangle = |\pi^- \pi^+\rangle \Rightarrow C_{\pi^+ \pi^-} = 1$

↳ 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 π^0, \pm sont nul, 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 $\pi^0 \pi^0 \pi^0$:

$$C = C_{\pi^0}^3 = 1 \Rightarrow CP = -1$$

→ 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 :

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

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

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

→ Puisque il y a plus d'énergie disponible pour $K^0 \rightarrow \pi \pi$, on s'attend à ce que $\mathcal{T}(K^0) \ll \mathcal{T}(K_2^0)$. En fait, $\mathcal{T}(K^0) \sim 3 \text{ fm}$; $\mathcal{T}(K_2^0) \sim 15 \text{ fm}$.

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

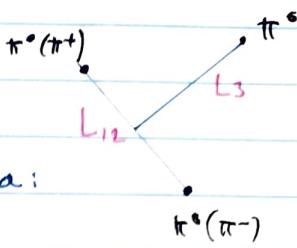
↳ On peut ainsi les différencier par la distance de vol. À given mitres de leur points de productions, on devrait observer que des désintégrations $\pi \pi \pi$, si CP est conservé par l'If!

③ Violation de CP dans $K^0 \rightarrow$ pions:

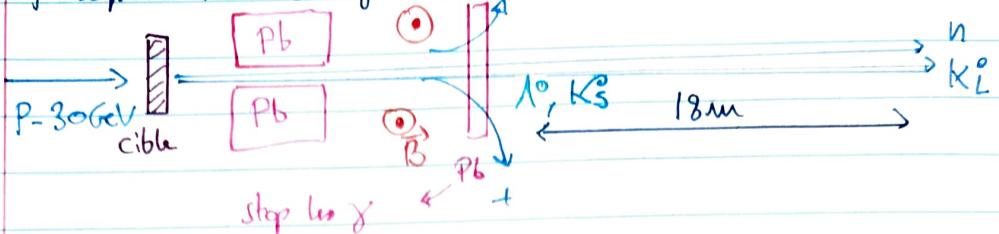
→ Découverte de la violation CP - Expérience Christenson, Cronin, Fitch, et Turlay (1964).

Cette expérience a permis de mettre en évidence des désintégrations

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

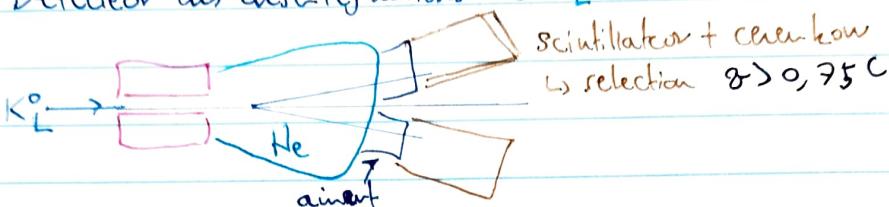


→ Préparation du faisceau de K_L^0 :



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

→ DéTECTeur des désintégrations de K_L^0 :



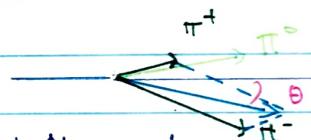
→ Les chambres à dards séparées par un aimant mesurent la direction et l'impulsion des particules

→ Analyse des 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 du $\cos\Theta$ pour $\neq CM$.
On observe que lorsque $CM(\pi^+ + \pi^-) \approx m(K^0)$, on a un pic à $\cos\Theta = 1$ (et une absence de ce pic dans d'autre CM).

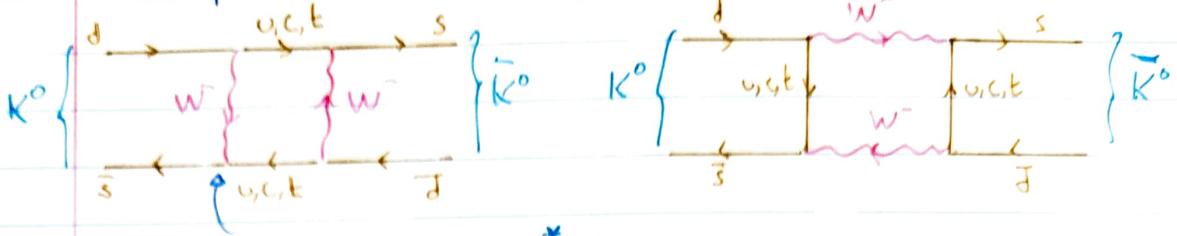


DEF Une violation de CP est directe si elle provient de la désintégration violant CP $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ et indirecte si elle est due aux transitions $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$

→ 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 en viole plus directement CP.

③ Mélange des états:

→ Les K^0 peuvent osciller en \bar{K}^0 par une T_2^0 du 2^e ordre.



?

Rôle du CKM: $\ll V_{is}^* V_{id} ; i \in u, c, t$

quand $1/3 \rightarrow V_{ij}^* / \text{quand } -1/3 \rightarrow V_{ij}$

↳ 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: $\Rightarrow \text{Taux } \neq \Leftrightarrow \exists \text{ au moins 1 élément du CKM complexe.}$

→ Si une des composantes V_{ij} est complexe, une composante du K^0 peut apparaître dans \bar{K}^0 et donc se désintégrer en 2π sans violer directement CP.

→ On introduit alors un paramètre complexe $\epsilon = |\epsilon| e^{i\phi}$ pour indiquer la désintégration des K_i^0 et K_s^0 d'états propres de CP. On définit

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

$$|K_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_i^0\rangle - \epsilon |K_s^0\rangle) \quad \text{avec } |K_i^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

$$|K_i^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} (|K_i^0\rangle + \epsilon |K_s^0\rangle) \quad |K_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

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

↳ ϵ indique le degré de violation indirecte de CP du 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 fonction d'onde d'une particule de masse m se désintègrant avec un temps de vie moyen τ , dans son système de repos s'écrit :

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

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

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

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

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

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

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-im_1 t} |K_1^0(0)\rangle + e^{-im_2 t} |K_2^0(0)\rangle)$$

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

$$|K^0(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-im_1 t} (\frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)) + e^{-im_2 t} (\frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)))$$

$$= \frac{1}{2} ((e^{-im_1 t} + e^{-im_2 t}) |K^0\rangle + (-e^{-im_1 t} + e^{-im_2 t}) |\bar{K}^0\rangle)$$

$$\hookrightarrow |C(t)|^2 = |\langle K^0(0) | K^0(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} |e^{-im_1 t} + e^{-im_2 t}|^2$$

$$= \frac{1}{4} \left(\underbrace{e^{-\pi i t} + e^{-\pi i t}}_{\text{initial}} + 2 \underbrace{e^{-(m_1 + m_2)t/2} \cos(\Delta m t)}_{\text{final}} \right) \text{ avec } \Delta m = |m_1 - m_2|$$

$$\text{On trouve: } |C_{K^0}(t)|^2 = \frac{1}{4} (e^{-\pi i t} + e^{-\pi i t} + 2 e^{-(m_1 + m_2)t/2} \cos(\Delta m t))$$

$$|C_{\bar{K}^0}(t)|^2 = \frac{1}{4} (e^{-\pi i t} + e^{-\pi i t} - 2 \underbrace{e^{-(m_1 + m_2)t/2}}_{\approx 1} \underbrace{\cos(\Delta m t)}_{\approx 1})$$

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

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

↳ 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 $\Delta m \approx 1/2$ le temps moyen d'oscillation avant désintégration
- ⚠️ 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

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \quad \Lambda^0 = (u \bar{d} s) \text{ et } K^0 = (d \bar{s})$$

$$m(\Lambda^0) \approx 1 \text{ GeV}, m(K^0) \approx 0.5 \text{ GeV}$$

↳ Pour produire du \bar{K}^0 avec le même état initial, il faut

$$\pi^- p \rightarrow \bar{K}^0 + \Lambda^0 + K^+ + \pi^- \text{ (par ex)}$$

→ 2 baryons pour compenser un $\bar{\Lambda}^0$

→ 1 baryon et un pion pour compenser un K^+

→ Le seuil de production serait donc + élevé.

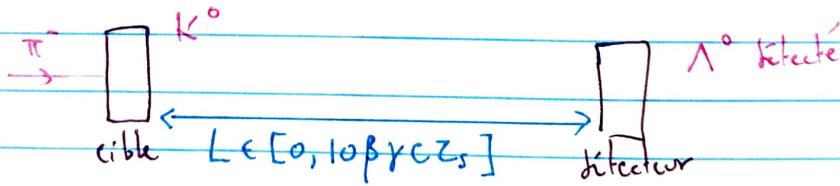
- Comment distinguer le K^0 des \bar{K}^0 ?

→ En les faisant interagir par IF avec de la matière (car il produisent des particules d'étrangeté opposées).

$$\text{Ex: } K^0 p \rightarrow K^+ n \text{ alors que } \bar{K}^0 n \rightarrow K^- p$$

$$\bar{K}^0 n \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$$

- Schéma du principe du dispositif



On fait varier la distance entre la cible et le détecteur

6.5 Violation de CP dans les désintégrations de K^0

① 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 :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \cancel{\propto} \\ K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \cancel{\propto} \end{array} \right. \text{ alors que } \left\{ \begin{array}{l} K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \text{ CP} \\ K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \text{ CP} \end{array} \right.$$

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

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

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{cA(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{cA(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}$$

↳ 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 du CP :

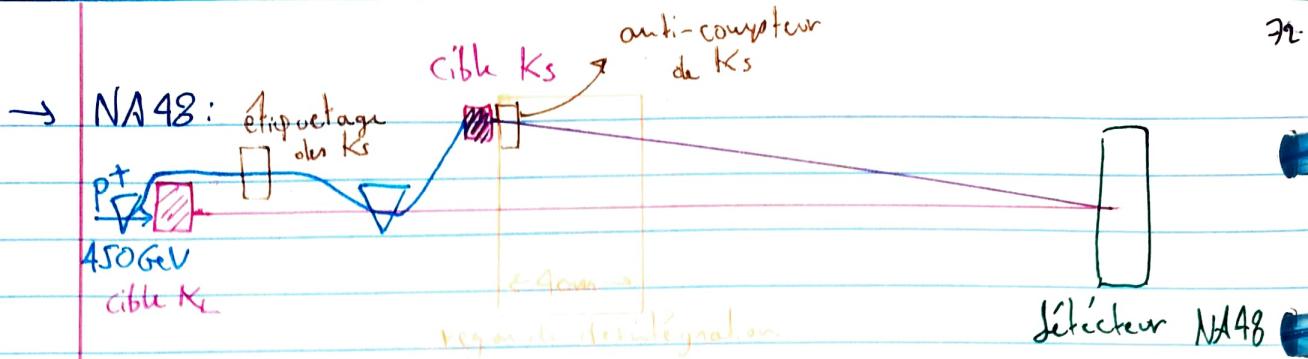
$$\eta_{\pm} = \epsilon + \epsilon' \quad \eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon' \quad \text{avec } \epsilon' \text{ un paramètre.}$$

↳ 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 :

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

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



- J'as seen du p^+ divisé en 2 et dirigé sur 2 cibles ≠ à 2 endroits ≠
- $\lambda_S = 6\text{m}$, $\lambda_L = 3480\text{m}$
- $\left. \begin{array}{l} \lambda_S = 6\text{m} \\ \lambda_L = 126\text{m} \end{array} \right\}$
- ↳ proba qu'un K_S^0 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 attribué à un K_S^0 . Sinon, à un K_L^0 .
- Résultats: $\epsilon \sim 2 \cdot 10^{-3}$ et $\epsilon' \sim 10^{-6}$
- ↳ La violation indirecte donne largement.

○ Désintégrations semi-leptoniques:

- La violation CP aussi été observée dans le mode:

$$K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \bar{\nu}_e \text{ et } \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$
 (échange du boson W)
- Or, le \bar{K}^0 n'a pas que se désintégrer sous forme $e^+ + \bar{\nu}_e$.
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 déstrangés (K^0 et \bar{K}^0). En l'absence de mélange $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$, 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 :

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

↳ Masses 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 :

$$\text{CPT : } M_{21} = M_{12}^* \quad H = \begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix}$$

↳ 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

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

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

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

$$\Delta m = m_L - m_S = 2 \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{(M_{12} - i\frac{1}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - i\frac{1}{2}\Gamma_{12}^*)} \right\}$$

$$\Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S = 4 \operatorname{Im} \left\{ \sqrt{(M_{12} - i\frac{1}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - i\frac{1}{2}\Gamma_{12}^*)} \right\}$$

→ 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 ① 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 scell W (diagramme pingouin).



↳ violation directe mesurée par ϵ'

→ Pour avoir un violation CP, il faut interférence entre plusieurs diagrammes. Dans le $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$,

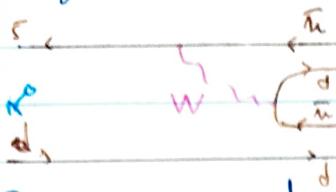


Diagramme courant

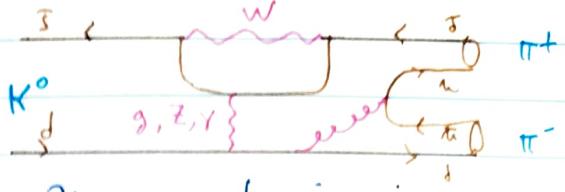


Diagramme du pingouin

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

$$B^0 = (d \pm) \quad \bar{B}^0 = (\bar{d} \mp)$$

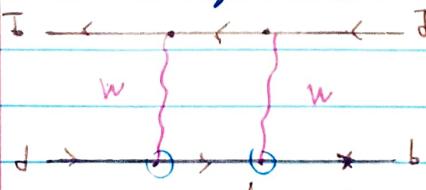
① Differences avec les K^0 :

- Une partie des K^0 se désintègrent en états propres de CP
- ? \Rightarrow trop peu de phases disponibles important pour les mélange pairs
↳ $\tau_1 \ll \tau_2$
- Pour B^0 , les modes de désintégrations dominants ne sont pas états propres de CP $\sim 1\Gamma \sim 0$. On distingue les 2 états par leur masse:

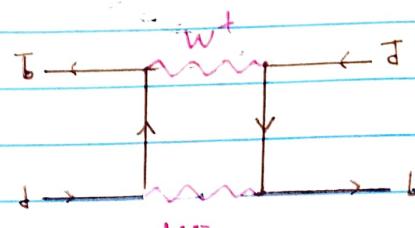
B_H^0 : heavy avec $\Delta m_{B_H^0} \sim 10^{-10} \text{ MeV}/c^2$

B_L^0 : light

→ Le mélange se fait via:



$q = u, c, t$
 $\sim V_{cb}^* V_{cd} j \sim (m_b)^2$ i.e. unit



↳ L'amplitude est proportionnelle $m_e^2 |V_{cb}^* V_{cd}|^2$ (terme dominant) et $m_e^2 |V_{cb}^* V_{cd}| \propto m_e^2 A^2 \lambda^6 \sim 8 \cdot 10^{-2}$

↳ Pour K^0 , les termes $|V_{cb}^* V_{cd}|^2$ sont d'ordre \neq . Le terme dominant est $\propto m_e^2 |V_{cb}^* V_{cd}|^2 \propto m_e^2 \lambda^2$ mais $m_e \in \mathbb{R}$. Pour violation indirecte du CP, le terme est $\propto m_e^2 |V_{cb}^* V_{cd}|^2 \propto m_e^2 A^4 \lambda^{10} \sim 10^{-3}$
 → On attend une violation indirecte pour $CP \gg$ pour B^0 que K^0 .

② Formalisme de la violation CP:

$$\rightarrow \text{On définit } |B_N^0\rangle = p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle \Leftrightarrow |B^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{p+q}} (|B_N\rangle + |B_L\rangle)$$

$$|B_L^0\rangle = p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle \quad |\bar{B}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2q}} (|B_N\rangle - |B_L\rangle)$$

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

$$\rightarrow \text{Evolution dans le temps: } |B_N^0(t)\rangle = e^{-im_N t - \Gamma_N t/2} |B_N^0(0)\rangle$$

$$|B_L^0(t)\rangle = e^{-im_L t - \Gamma_L t/2} |B_L^0(0)\rangle$$

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

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

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

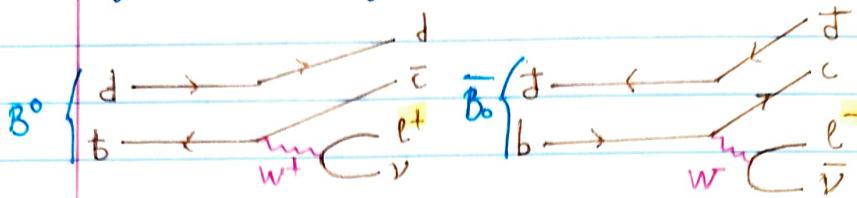
→ Les états propres de beauté oscillent en fonction du temps avec un proba $\propto |g_+|^2$ et $\propto |g_-|^2$ avec

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

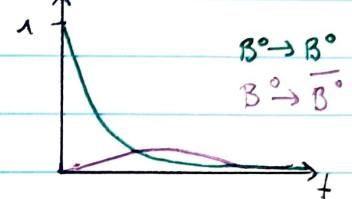
On a utilisé le fait que $\Gamma_B = \Gamma_L = \Gamma$ et $m_L = m + \Delta m/2$; $m_N = m - \Delta m/2$

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-leptique.



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



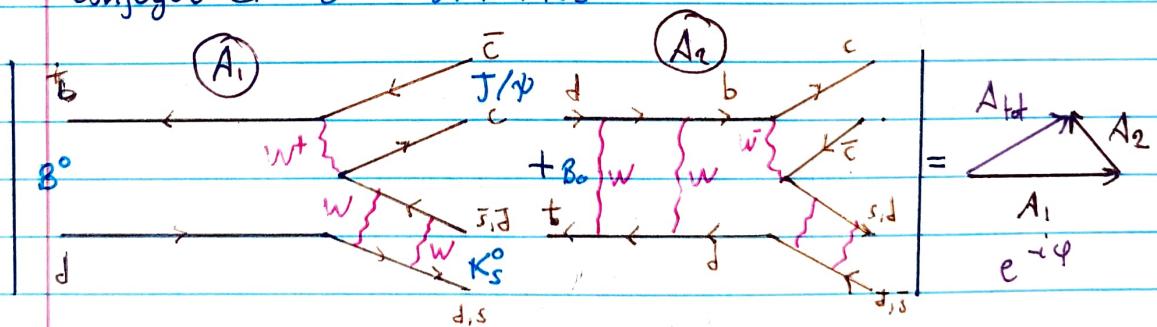
→ En étudiant l'asymétrie, on mesure Δm :

$$\frac{N_{B^0 \rightarrow B^0} - N_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}}{N_{B^0 \rightarrow B^0} + N_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}} = \cos(4\pi m t)$$

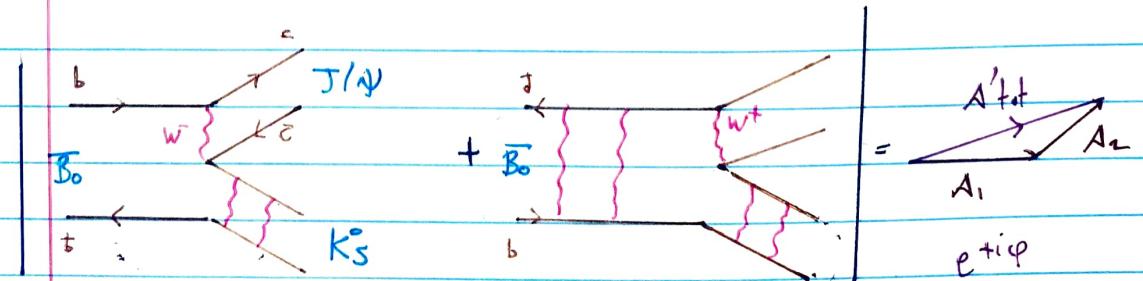
③ Observation de la violation indirecte de CP et mesure de β :

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

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



conjugué
CP :



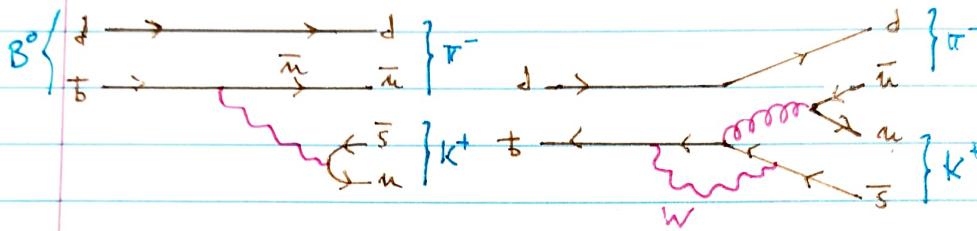
→ Comme les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ dépendent du temps, la violation CP aussi :

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

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

③ Observation de la violation directe de CP :

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



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

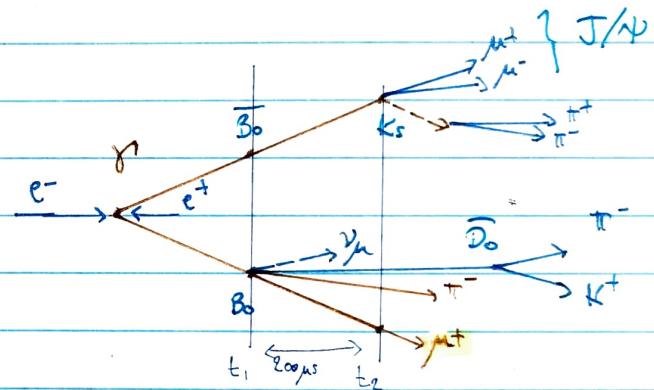
→ On collisionne des paires e^+e^- boostées dans la direction e^-

↳ Cela produit un $\gamma = b\bar{b}$ puis des paires $B^0 - \bar{B}^0$

↳ Observation d'un $\mu^\pm \leftrightarrow B^0 = d\bar{d}$

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

→ On estime le temps auquel se produit la désintégration en $J/\psi + K_S$ à partir de $\Delta t = \Delta \varphi / \beta c$



→ B-factories :

Slac, Babar, Belle, Kek

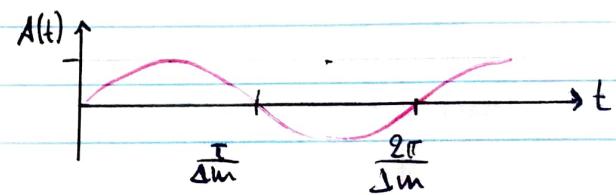
④ Observation de la violation indirecte de CP et mesure de β :

→ L'asymétrie est donnée par :

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

On trouve $\sin(2\beta) \approx 0 \Rightarrow$

→ $A_{CP} \approx 0,1$



6.9 Résultats du LHCb

① Util à b du LHC :

- Au LHC, le mécanisme dominant de production de paires $q\bar{q}$ est la fusion du 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 reconstituer p_T).
- Le boost est suffisamment important pour que les parcourssoient mesurables via le détecteur du vertex.

② Observation de la violation directe du CP (2013)

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

→ $\sim 10^{12}$ paires $b\bar{b}$ accumulées depuis 2012.

→ Mesure de l'angle γ : $\gamma \approx 70^\circ$

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 mélangeons a permis de mesurer:

→ EK violation indirecte, contribution du K^0 dans K_L^0

→ Δm_2 et Δm_3 ≠ la masse entre les B^0 et les B_s^0

→ $\sin(2\beta)$

K^0, B^0, B_s^0, D^0

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

→ Accord parfait entre le modèle CKM et les mesures.