



Cours de physique des particules
(MA1 ou MA2)
Année académique 2023-24
PHYSF-416 (5ECTS)

CHAPITRE 6 : VIOLATION CP PARTIE 2

Rappel : Plan du cours

- I. Introduction et rappels
- II. Symétries et lois de conservation
- III. Modélisation des interactions fondamentales et prédictions
- IV. Interactions faibles
- V. Interactions électrofaibles
- VI. Violation CP
- VII. Les oscillations des neutrinos
- VIII. Les oscillations des neutrinos: solaires et atmosphériques
- IX. Les oscillations des neutrinos: sources artificielles
- X. Les propriétés des neutrinos

Contenu du chapitre VI:

- VI.1. Introduction
- VI.2. CP est-il violé et comment?
- VI.3. Le système $K^\circ - \bar{K}^\circ$
- VI.4. Evolution dans le temps d'un faisceau de K°
- VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°
- VI.6. Formalisme de la violation de CP
- VI.7. Violation de CP dans les désintégrations d'autres mésons?
- VI.8. Violation de CP pour les systèmes $B^\circ - \bar{B}^\circ$
- VI.9. Les résultats de l'expérience LHCb
- VI.10. Le triangle d'unitarité
- VI.11. Conclusions

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

■ Désintégrations $K^{\circ} \rightarrow \pi\pi$

La violation directe de CP a pu être mise en évidence pour la 1^{ère} fois, en 1988, aussi dans les désintégrations de K° en 2 pions (par l'expérience NA31 au CERN (3 sigma) – confirmée par NA48 en 1999)

Pour les K_L° , les deux modes de désintégration en 2 pions violent CP, tandis qu'ils sont permis pour les K_S° :

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad \cancel{CP} \quad K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad CP$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad \cancel{CP} \quad K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad CP$$

On définit dès lors, pour chacun des 2 modes à 2 pions, le rapport de l'amplitude violant CP à celle qui ne viole pas CP:

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| \exp(i\phi_{+-}) = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad \text{et} \quad \eta_{00} = |\eta_{00}| \exp(i\phi_{00}) = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}$$

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

■ Désintégrations $K^\circ \rightarrow \pi\pi$

Ces paramètres η_{+-} et η_{00} sont nuls en l'absence de violation de CP. Ils peuvent s'exprimer en fonction du paramètre ε défini précédemment, qui mesure le degré de **Violation indirecte** de CP, et d'un paramètre ε' :

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' \quad (\text{non démontré ici})$$

$$\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon'$$

Sans faire le calcul, une différence entre η_{+-} et η_{00} implique une violation dans la désintégration, c-à-d directe. En effet, si la violation est seulement indirecte, la petite composante de K°_1 dans le K°_L va se désintégrer en $\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$ avec le même rapport de branchement que les K°_1 majoritaires dans le K°_S , et η_{+-} et η_{00} seront égaux. Le paramètre ε' mesure donc le degré de **Violation directe**.

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

■ Désintégrations $K^{\circ} \rightarrow \pi\pi$

Pour minimiser les biais expérimentaux, on peut mesurer le rapport:

$$R = \frac{\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}}{\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = \left| \frac{\varepsilon - 2\varepsilon'}{\varepsilon + \varepsilon'} \right|^2 = 1 - 6\Re e\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) + O\left(\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)^2\right)$$

Deux expériences de grande précision, KTeV* au Tevatron du Fermilab et NA48** au SPS du CERN, ont permis, fin des années 90, de démontrer définitivement la violation directe de CP dans les désintégrations des K°.

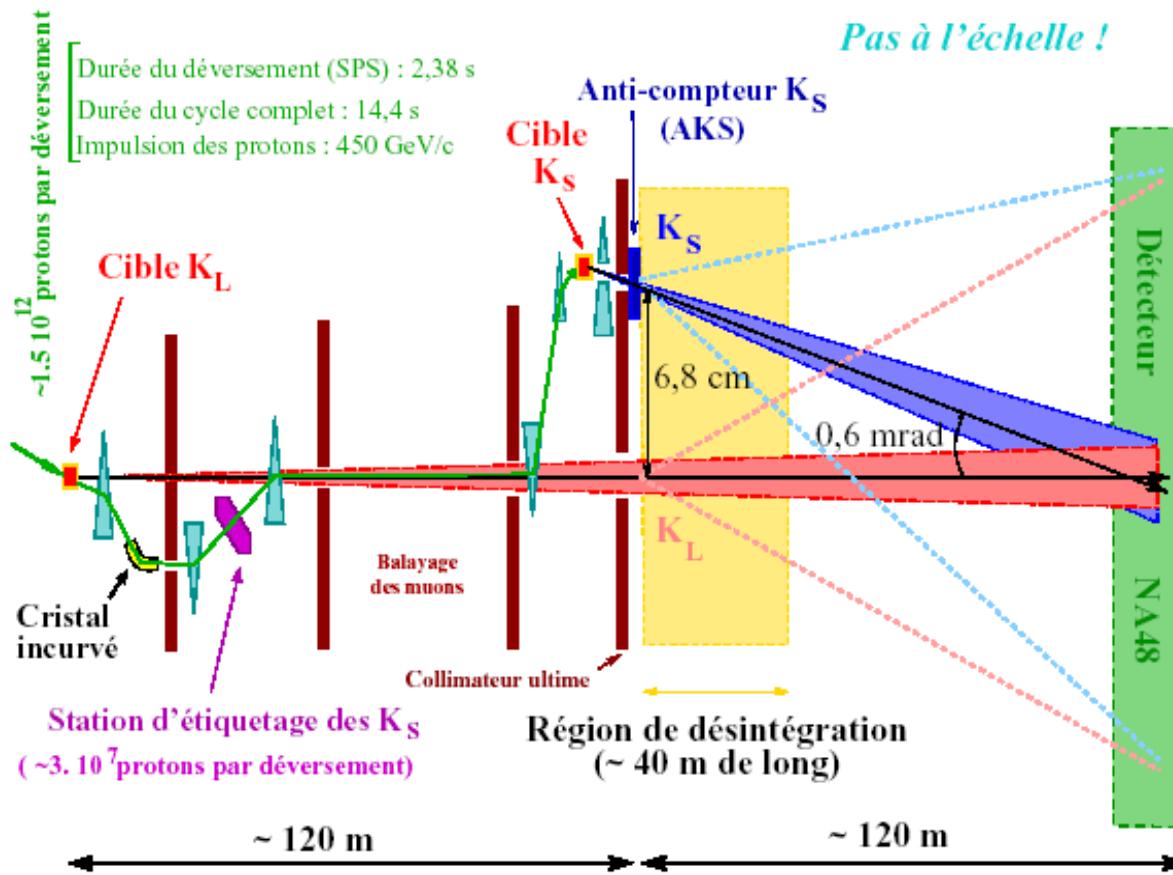
*[A. Alavi-Harati et al., Phys.Rev.Lett. 83, 22 (1999)]

**[V. Fanti et al., Phys. Lett. B465, 335 (1999)]

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

Désintégrations $K^{\circ} \rightarrow \pi\pi$

NA48



Deux faisceaux collimés de K°_L et de K°_S sont envoyés simultanément sur le même détecteur de manière à minimiser les effets systématiques.

Pour cela les K°_L et les K°_S sont produits dans 2 cibles différentes situées à des distances en relation avec leurs parcours moyen très différents.

Le faisceau de protons est divisé et dirigé vers les 2 cibles.

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

- Désintégrations $K^\circ \rightarrow \pi\pi$ **NA48**

$$\langle p_K \rangle = 110 \text{ GeV/c} \rightarrow$$

$$\lambda_S = 6 \text{ m}$$

$$\lambda_L = 3480 \text{ m}$$

Les cibles sont placées à une distance du tunnel de désintégration commun de:

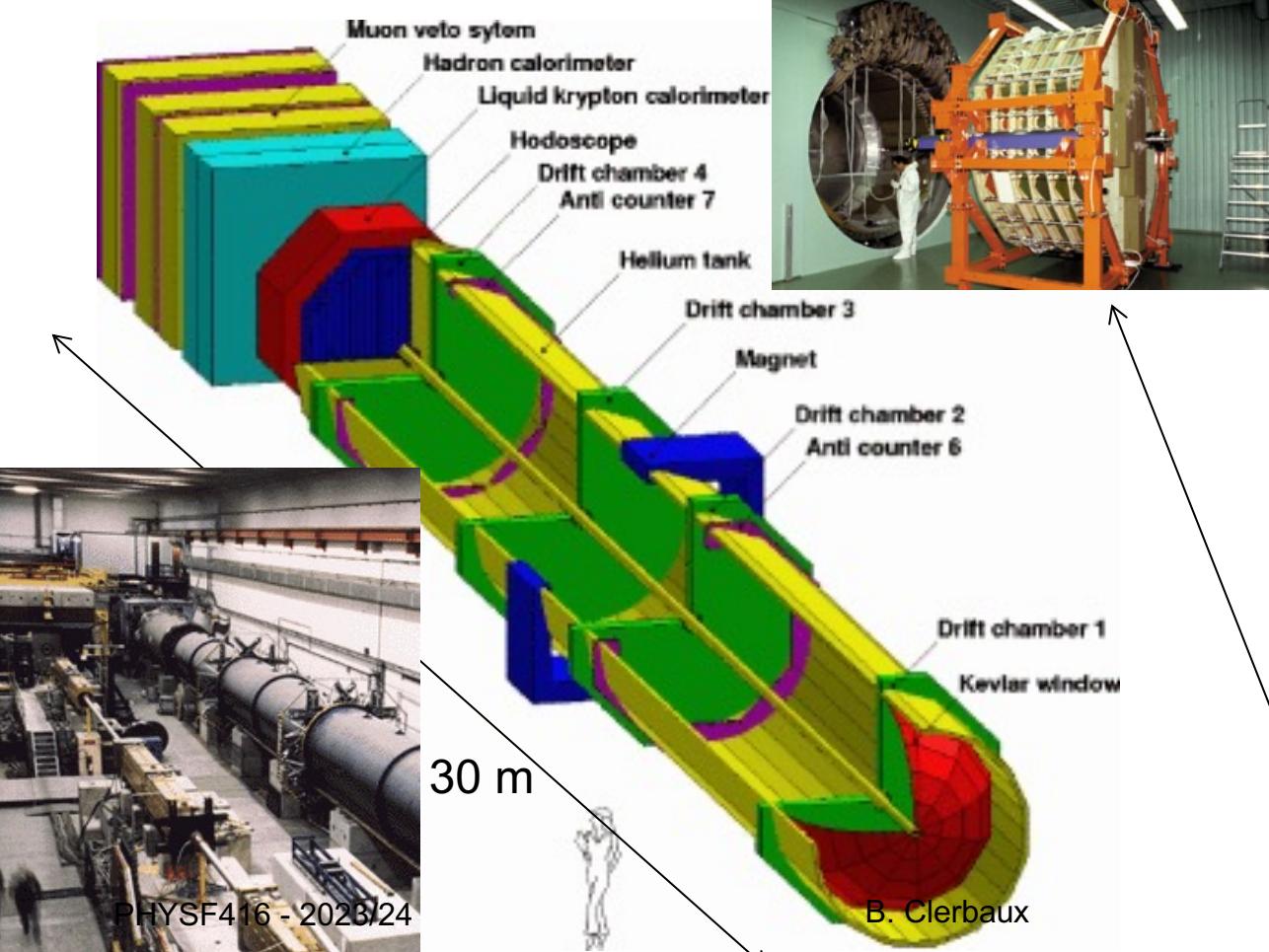
$$d_S = 6 \text{ m}$$

$$d_L = 126 \text{ m}$$

→ La probabilité d'avoir un K_S° venant de la cible de production des K_L° , qui soit détecté est de $5 \cdot 10^{-8}$!

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

- Désintégrations $K^{\circ} \rightarrow \pi\pi$



NA48

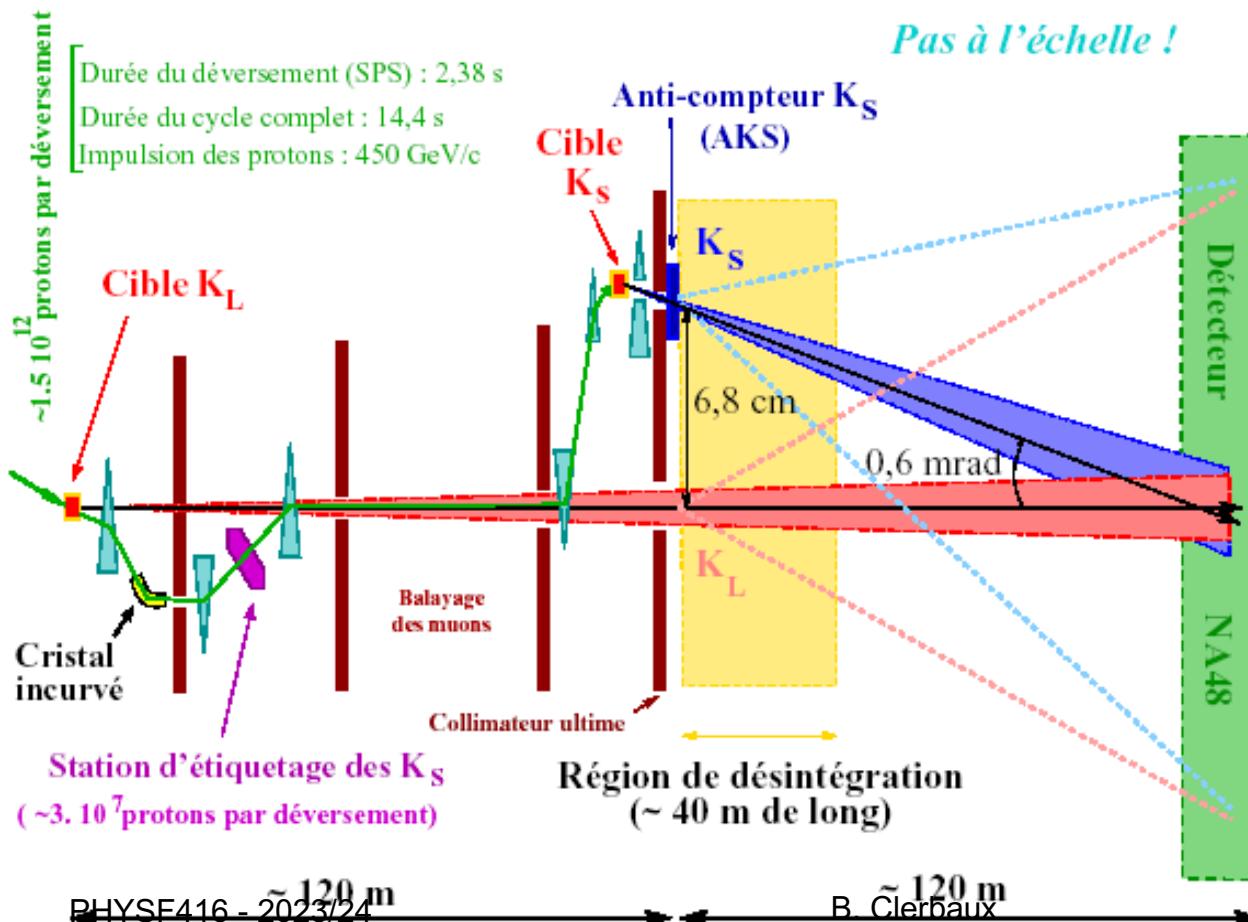
Les désintégrations en pions chargés sont mesurées à l'aide d'un spectromètre contenant un aimant et 4 modules de chambres à dérive comportant chacun 4 plans de chambres dont les fils d'anode sont orientés à 45° l'un de l'autre (quantité de mvt des pions chargés).

Les photons issus de la désintégration des π° sont mesurés dans un calorimètre au Kr liquide.

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

Désintégrations $K^{\circ} \rightarrow \pi\pi$

NA48



Pour distinguer les désintégrations des K_L de celles des K_S , le temps de la désintégration dans le détecteur est comparé à celui mesuré par la station d'étiquetage au passage des protons qui ont servi à produire le K_S . Leur compatibilité est vérifiée à ± 2 ns. En cas de compatibilité, la désintégration est attribuée à un K_S , à un K_L dans le cas contraire.

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

■ Désintégrations $K^{\circ} \rightarrow \pi\pi$

Les résultats des 2 expériences étaient en accord et démontraient sans ambiguïté la violation directe de CP. Les résultats sont*:

$$\begin{cases} |\eta_{+-}| = (2.226 \pm 0.007) \times 10^{-3} \\ \varphi_{+-} = (43.4 \pm 0.5)^\circ \end{cases}$$

$$|\varepsilon| = (2.228 \pm 0.011) \times 10^{-3}$$

$$\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (1.68 \pm 0.20) \times 10^{-3}$$

$$\begin{cases} |\eta_{00}| = (2.243 \pm 0.014) \times 10^{-3} \\ \varphi_{00} = (43.7 \pm 0.6)^\circ \end{cases}$$

Pour les K°, violation indirecte de $\sim 2 \times 10^{-3}$, qui domine très largement sur la violation directe, d'un facteur $\sim 10^3$ encore plus petit.

La violation de CP est aussi souvent mise en évidence par des mesures d'asymétrie, comme nous le verrons au point suivant, pour un autre mode de désintégration du K°.

*Particle Data Group
PHYSF416 - 2023/24

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

■ Désintégrations semi-leptoniques

Pour les K° , la violation de CP a aussi été observée dans le mode:

$$K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \quad \text{et} \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

Remarquez que les modes suivants ne peuvent se produire dans le cadre du MS:

$$K^0 \not\rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{et} \quad \bar{K}^0 \not\rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$$

Le \bar{K}^0 , par exemple, ne peut se désintégrer que par une transition de son quark $s \rightarrow u$, en émettant un W^- qui ne peut conduire à un e^+ . Dès lors, en comptant les désintégrations N^+ de K_L° avec un e^+ dans l'état final et N^- , le nombre de celles avec un e^- , on a une mesure directe de la probabilité d'avoir un K° ou un \bar{K}^0 dans la désintégration des K_L° .

VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°

■ Désintégrations semi-leptoniques

Des relations entre $K^{\circ}-\bar{K}^{\circ}$ et $K^{\circ}_1-K^{\circ}_2$ et entre $K^{\circ}_S-K^{\circ}_L$ et $K^{\circ}_1-K^{\circ}_2$, on tire, pour t grand (K°_L pur) :

$$N^{\pm} \propto |1 \pm \varepsilon|^2 \left(1 + |\varepsilon|^2\right)^{-1}$$

en négligeant les termes d'ordre

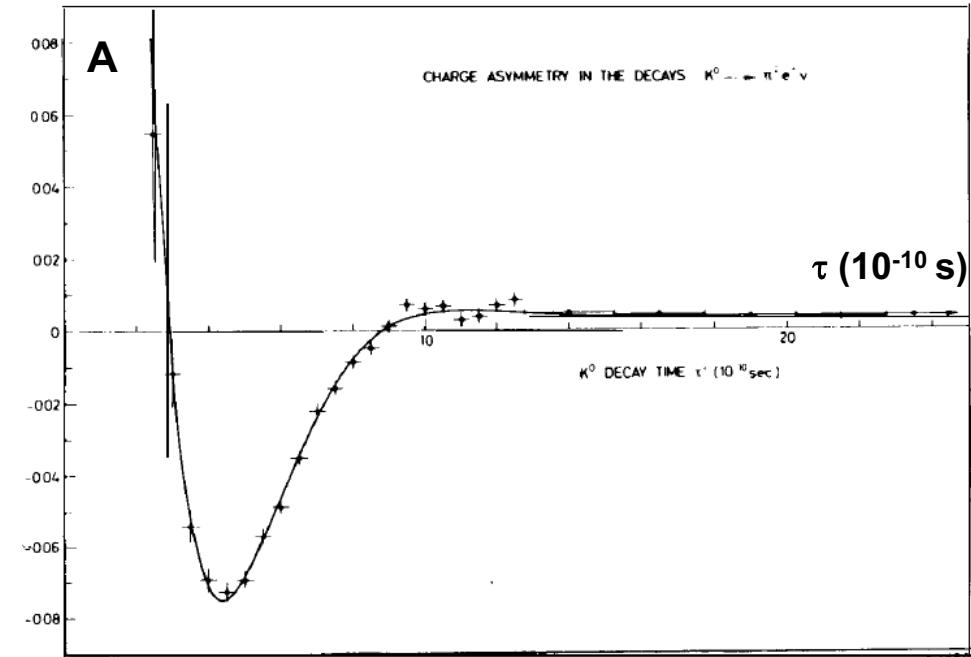
$|\varepsilon|^2$, on obtient l'asymétrie A :

$$A \equiv \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = 2 \operatorname{Re} \varepsilon$$

La mesure de A , en incluant le canal muonique donne:

$$2 \operatorname{Re} \varepsilon = (3.32 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$$

en accord avec les résultats pour $K^{\circ} \rightarrow \pi\pi$.



Après les oscillations dues aux désintégrations des K°_S , A tend vers une petite valeur positive.

VI.6. Formalisme de la violation de CP

Comme nous le verrons la violation de CP s'observe aussi pour d'autres mésons neutres que le K^0 . Un formalisme commun a donc été développé; nous le résumons ici dans le cas du K^0 .

Considérons d'abord le cas d'états propres d'étrangeté, le K^0 et le \bar{K}^0 . En l'absence de mélange $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ l'Hamiltonien serait diagonal et s'écrirait:

$$H = \underbrace{\begin{pmatrix} M_{11} & 0 \\ 0 & M_{22} \end{pmatrix}}_{\text{mass}} - \frac{i}{2} \underbrace{\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & 0 \\ 0 & \Gamma_{22} \end{pmatrix}}_{\text{largueur}},$$

Matrices hermitiennes :
 $A_{ij} = \overline{A}_{ji}$

En vertu du théorème CPT :

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

masse et temps de vie de la particule et de l'antiparticule identiques:

$$M_{11} = M_{22} = M \qquad \Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$$

VI.6. Formalisme de la violation de CP

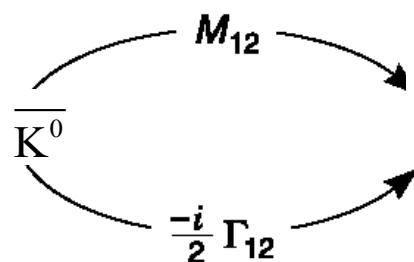
Pour prendre en compte les transitions $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, il faut considérer des matrices non diagonales:

$$\begin{aligned} CPT : M_{21} &= M_{12}^* \\ CPT : \Gamma_{21} &= \Gamma_{12}^* \end{aligned}$$

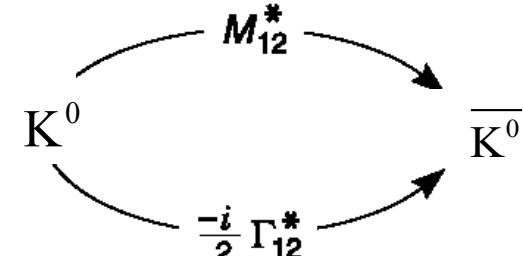
$$H = \underbrace{\begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix}}_{\text{mass}} - \frac{i}{2} \underbrace{\begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix}}_{\text{largeur}}$$

Les éléments non diagonaux correspondent à des transitions

$$K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0 :$$



Pour qu'il y ait violation de CP, il faut que les transitions ne se fassent pas au même taux dans les 2 sens $\rightarrow M_{12}^* \neq M_{12}$ et/ou $\Gamma_{12}^* \neq \Gamma_{12}$.



VI.6. Formalisme de la violation de CP

Le K^0 et le \bar{K}^0 ne sont donc plus les états propres de ce nouvel Hamiltonien. Dans le cas du K^0 , les nouveaux états propres de masse et de temps de vie de l'Hamiltonien sont appelés K_S^0 et K_L^0 , vu que les 2 états se caractérisent par des temps de vie très différents. Ils s'écrivent:

$$\begin{aligned}|K_S^0\rangle &= p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle \\ |K_L^0\rangle &= p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle\end{aligned}\quad |p|^2 + |q|^2 = 1$$

Attention au signe: Différente convention pour le système K0 et B0

VI.6. Formalisme de la violation de CP

En résolvant :

$$\begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} = \lambda_{\pm} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} \quad \left(\frac{q}{p} \right)^2 = \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}$$

Et $\lambda_{\pm} = M - \frac{i}{2}\Gamma \pm \sqrt{\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right)}$

On obtient:

Les parties réelles et imaginaires de ces valeurs propres donnent la masse et la largeur de masse des états propres de masse:

$$m_s + \frac{i}{2}\Gamma_s = M - \frac{i}{2}\Gamma - \sqrt{\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right)}$$

$$m_L + \frac{i}{2}\Gamma_L = M - \frac{i}{2}\Gamma + \sqrt{\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right)}$$

VI.6. Formalisme de la violation de CP

D'où l'on tire

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

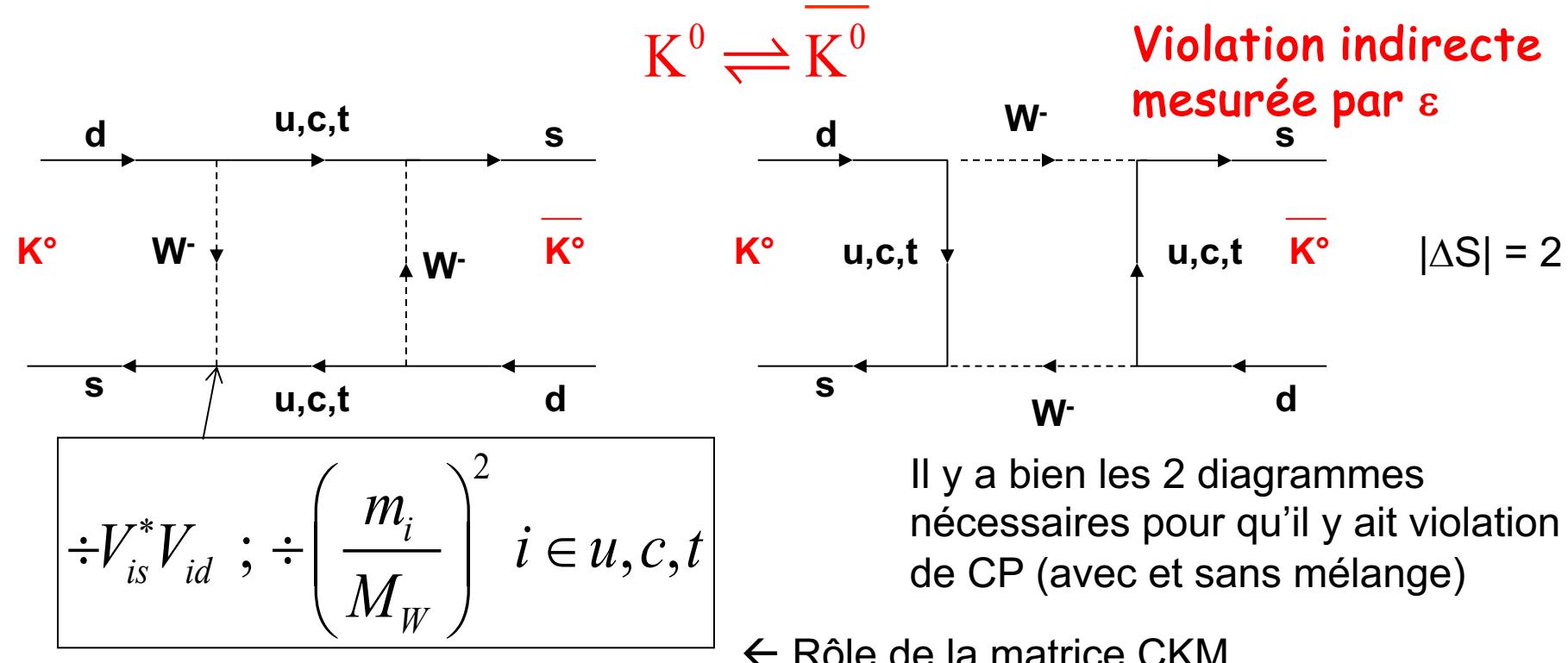
Les nouveaux paramètres, p et q, sont liés au paramètre ε défini précédemment. La relation s'obtient en exprimant les K^0_L et K^0_S en fonction des K^0_1 et K^0_2 et en remplaçant ceux-ci par leur expression en fonctions des K^0 et $\overline{K^0}$. On obtient:

$$p = \frac{1+\varepsilon}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \quad \text{et} \quad q = \frac{1-\varepsilon}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}}$$

$$\left. \begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \cdot \left[|K_1^0\rangle - \varepsilon |K_2^0\rangle \right] \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \cdot \left[|K_2^0\rangle + \varepsilon |K_1^0\rangle \right] \end{aligned} \right\} \text{ avec } \varepsilon = |\varepsilon| e^{i\phi}$$

VI.6. Formalisme de la violation de CP

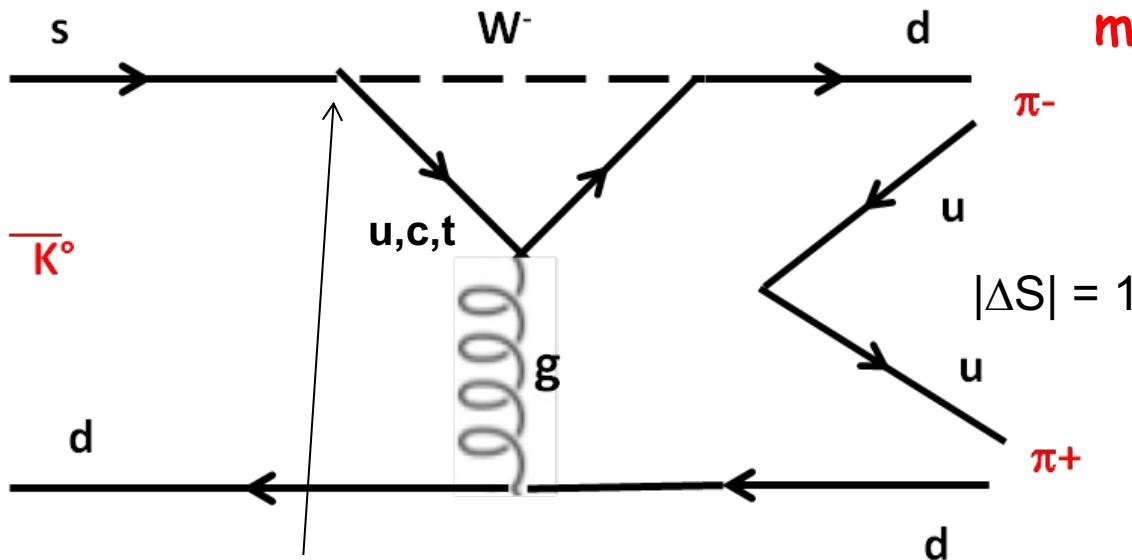
M_{12}^* et M_{12} correspondent à des transitions sans désintégration en passant par un état virtuel (off-mass shell), suivant un diagramme de type « boîte », du 2^{ème} ordre, avec double échange de W,



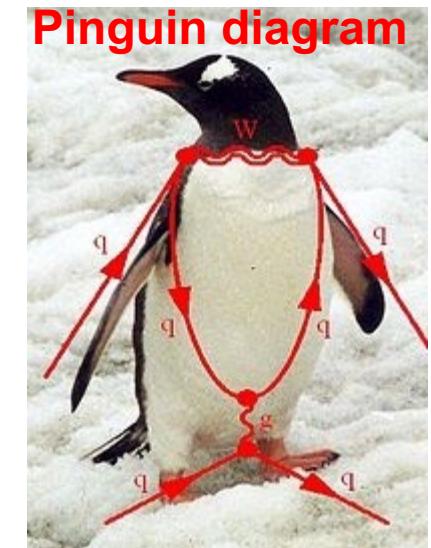
VI.6. Formalisme de la violation de CP

Γ_{12}^* et Γ_{12} correspondent à une désintégration violant directement CP par une transition $s \rightarrow d$, avec échange d'un seul W , suivant un diagramme de type « pinguin ».

Violation directe
mesurée par ε'



$$\div V_{is}^* V_{id} ; \div \left(\frac{m_i}{M_W} \right)^2 \quad i \in u, c, t$$



VI.6. Formalisme de la violation de CP

Et comme pour qu'il y ait violation de CP, il faut qu'il puisse y avoir interférence entre les amplitudes de deux diagrammes, dans le cas de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$, ceux-ci sont:

**Violation directe
mesurée par ε'**

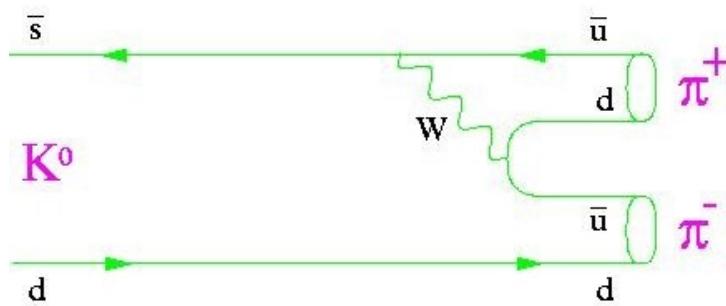


Diagramme courant

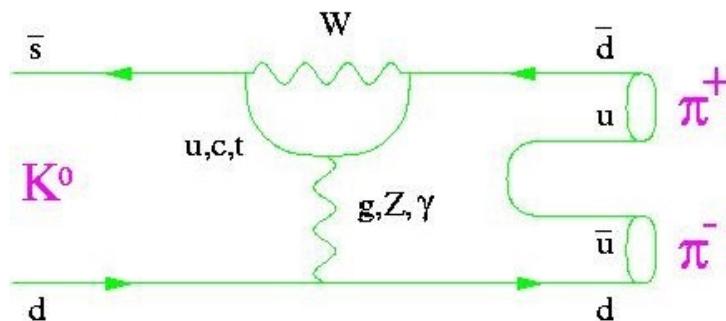


Diagramme du pingouin



VI.7. Violation de CP dans les désintégrations d'autres mésons?

Ce que nous avons observé pour le K^0 , on ne peut a priori l'observer que pour un autre méson neutre. En effet, le mélange particule \leftrightarrow antiparticule ne peut se produire ni pour

- Un baryon neutre car particule et antiparticule ont des # baryoniques opposés; or le # baryonique est conservé aussi dans les If, contrairement à l'étrangeté ou la beauté.
- Un méson chargé car la charge aussi est conservée dans les If.

Les différentes possibilités sont donc:

avec quarks de charge 2/3

	u	c	t
\bar{u}	\times	D^0	\diamond
\bar{c}	$\overline{D^0}$	\times	\diamond
\bar{t}	\diamond	\diamond	\times

de charge -1/3

	\bar{d}	\bar{s}	\bar{b}
d	\times	K^0	B^0
s	$\overline{K^0}$	\times	B_s
b	$\overline{B^0}$	$\overline{B_s}$	\times

VI.7. Violation de CP dans les désintégrations d'autres mésons?

- Sur les diagonales, particule et antiparticule sont identiques, ne permettant pas d'identifier une violation de CP.
- Le top a un temps de vie trop court pour former des hadrons.
Il y a donc a priori 4 possibilités: K° , B° , B_s° et D° .
Le K° était le plus facile à étudier car son temps de vie permet de faire des faisceaux de K° , ce qui n'est pas le cas des 3 autres.

$\hbar=1$, $c=1$	$\langle\tau\rangle$	Δm	$x=\Delta m/\Gamma$	$y=\Delta\Gamma/2\Gamma$
K^0	$2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	5.29 ns^{-1}	$\Delta m/\Gamma_s = 0.49$	~ 1
D^0	$0.41 \cdot 10^{-12} \text{ s}$	0.001 fs^{-1}	~ 0	0.01
B^0	$1.53 \cdot 10^{-12} \text{ s}$	0.507 ps^{-1}	0.78	~ 0
B_s^0	$1.47 \cdot 10^{-12} \text{ s}$	17.8 ps^{-1}	12.1	~ 0.05

$$\hbar=6.58 \cdot 10^{-22} \text{ MeVs}$$

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

■ Différences avec le K°

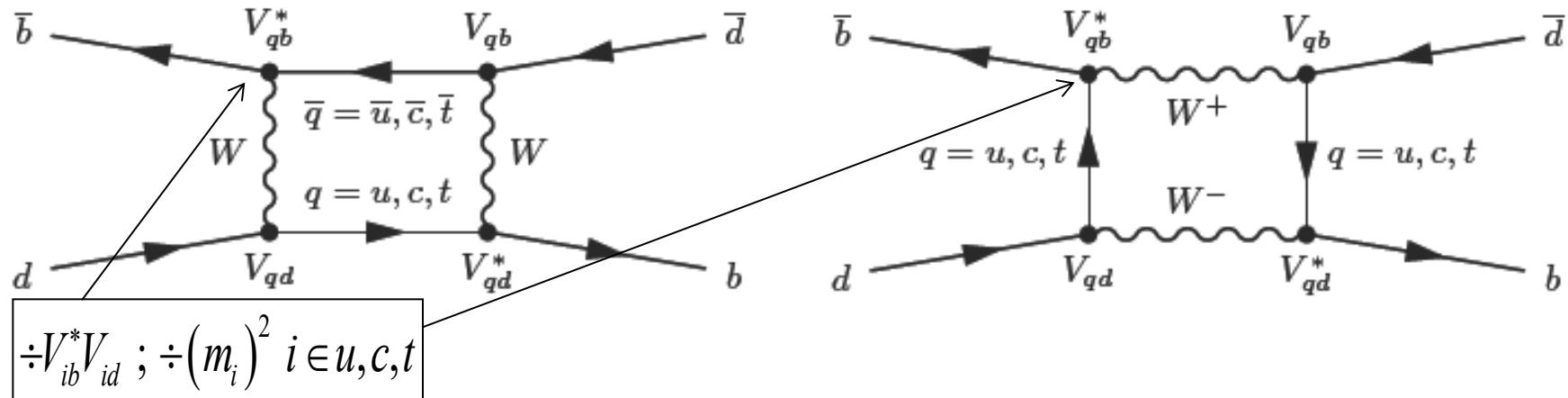
- Une fraction importante des K° se désintègre en états propres de CP, l'espace des phases disponible étant plus important pour les modes pairs (2π), d'où une importante différence de temps de vie.
- Pour le B° , les modes de désintégration dominants ne sont pas états propres de CP $\rightarrow \Delta\Gamma \sim 0$. On distingue donc les 2 états par leur masse:
 - B°_H : B° lourd (Heavy) $m_{B^\circ} = (5279.50 \pm .30) \text{ MeV}/c^2$
 - B°_L : B° léger (Light) $\Delta m_{B^\circ} = (3.337 \pm .033) \times 10^{-10} \text{ MeV}/c^2$

Tout
relatif!

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

- Différences avec le K°

Pour le B° le mélange se fait par les diagrammes en boîte suivants:



Pour le B° , la contribution des termes $|V_{ib}^* V_{id}|^2$ étant du même ordre, le terme dominant est celui impliquant le top, vu sa masse élevée:

$$i = t \text{ et } \bar{t}: \quad \propto m_t^2 |V_{tb}^* V_{td}|^2 \propto m_t^2 A^2 \lambda^6 \approx 175^2 \times 7.8 \times 10^{-5} = 2.4$$

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

(Paramétrisation de Wolfenstein de la matrice CKM, avec $\lambda \sim 0.22$ et $A \sim 0.83$)

Pour le K°, les termes $|V_{is}^* V_{id}|^2$ sont d'ordres différents et le terme qui domine pour les oscillations du K° est:

$$i = c \text{ et } \bar{c}: \quad \propto m_c^2 |V_{cs}^* V_{cd}|^2 \propto m_c^2 \lambda^2 \approx 1.3^2 \times 4.8 \times 10^{-2} = 8.1 \times 10^{-2}$$

Toutefois, aucun V_{ic} n'est complexe et le terme qui permet la violation indirecte de CP pour le K° est:

$$i = t \text{ et } \bar{t}: \quad \propto m_t^2 |V_{ts}^* V_{td}|^2 \propto m_t^2 A^4 \lambda^{10} \approx 175^2 \times .83^4 \times .22^{10} = 4 \times 10^{-3}$$

→ on attend une violation indirecte de CP significativement plus importante pour le B° que pour le K°.

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

- Même formalisme que pour le K°

$$\left| B_H^0 \right\rangle = p \left| B^0 \right\rangle + q \left| \overline{B}^0 \right\rangle$$

$$\left| B_L^0 \right\rangle = p \left| B^0 \right\rangle - q \left| \overline{B}^0 \right\rangle$$

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

Relations inversées:

$$\left| B^0 \right\rangle = \frac{1}{2p} \left(\left| B_H^0 \right\rangle + \left| B_L^0 \right\rangle \right)$$

$$\left| \overline{B}^0 \right\rangle = \frac{1}{2q} \left(\left| B_H^0 \right\rangle - \left| B_L^0 \right\rangle \right)$$

Evolution en fonction du temps des états propres de masse (H diagonal):

$$\left| B_H^0(t) \right\rangle = e^{-i m_H t - \frac{1}{2} \Gamma_H t} \left| B_H^0(0) \right\rangle$$

$$\left| B_L^0(t) \right\rangle = e^{-i m_L t - \frac{1}{2} \Gamma_L t} \left| B_L^0(0) \right\rangle$$

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

- Même formalisme que pour le K^0

Relations inversées + évolution en fonction du temps →

$$\left| B^0(t) \right\rangle = \frac{1}{2p} \left\{ e^{-i m_H t - \frac{1}{2} \Gamma_H t} \left| B_H^0(0) \right\rangle + e^{-i m_L t - \frac{1}{2} \Gamma_L t} \left| B_L^0(0) \right\rangle \right\}$$

$$\left| \overline{B^0}(t) \right\rangle = \frac{1}{2q} \left\{ e^{-i m_H t - \frac{1}{2} \Gamma_H t} \left| B_H^0(0) \right\rangle - e^{-i m_L t - \frac{1}{2} \Gamma_L t} \left| B_L^0(0) \right\rangle \right\}$$

$$\left| B_H^0 \right\rangle = p \left| B^0 \right\rangle + q \left| \overline{B^0} \right\rangle$$

$$\left| B_L^0 \right\rangle = p \left| B^0 \right\rangle - q \left| \overline{B^0} \right\rangle$$

En faisant le remplacement

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

- Même formalisme que pour le K°

On obtient:

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0(0)\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\overline{B^0}(0)\rangle \quad \text{Avec:}$$

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

$$g_{\pm}(t) = \frac{e^{-im_H t - \frac{1}{2}\Gamma_H t} \pm e^{-im_L t - \frac{1}{2}\Gamma_L t}}{2}$$

Mais pour le B°, $\Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma$; on pose $m_L = m - \Delta m/2$, $m_H = m + \Delta m/2$

$$g_+(t) = e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} \cos \frac{\Delta mt}{2}$$

$$g_-(t) = e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} i \sin \frac{\Delta mt}{2}$$

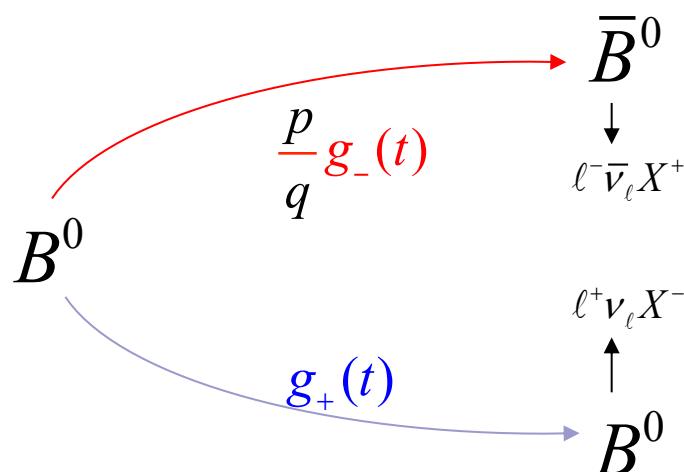
Les états propres de beauté oscillent en fonction du temps avec des probabilités proportionnelles à: $|g_+(t)|^2$ et $|g_-(t)|^2$

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

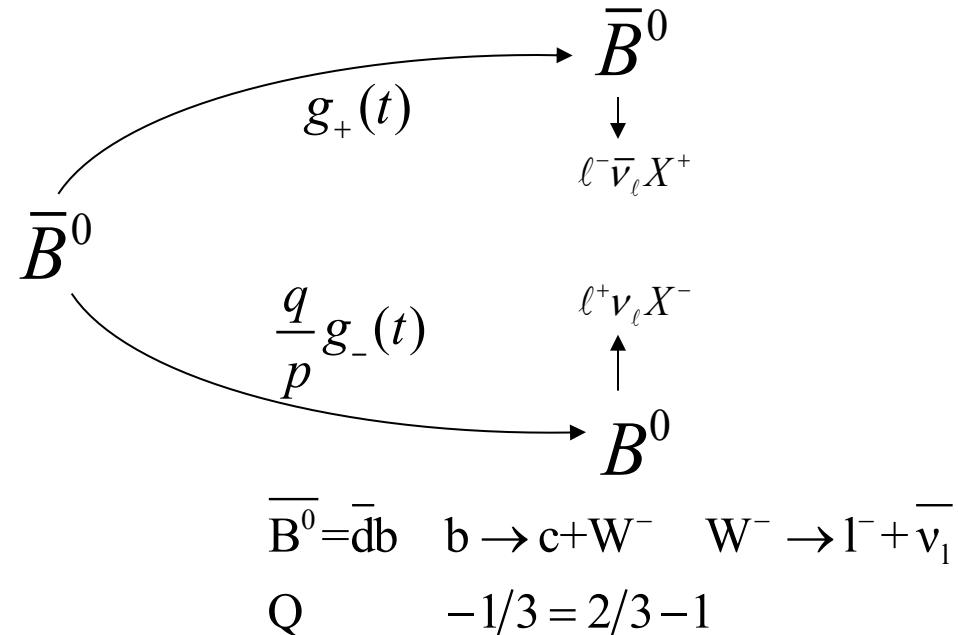
VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

■ Observation des oscillations

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



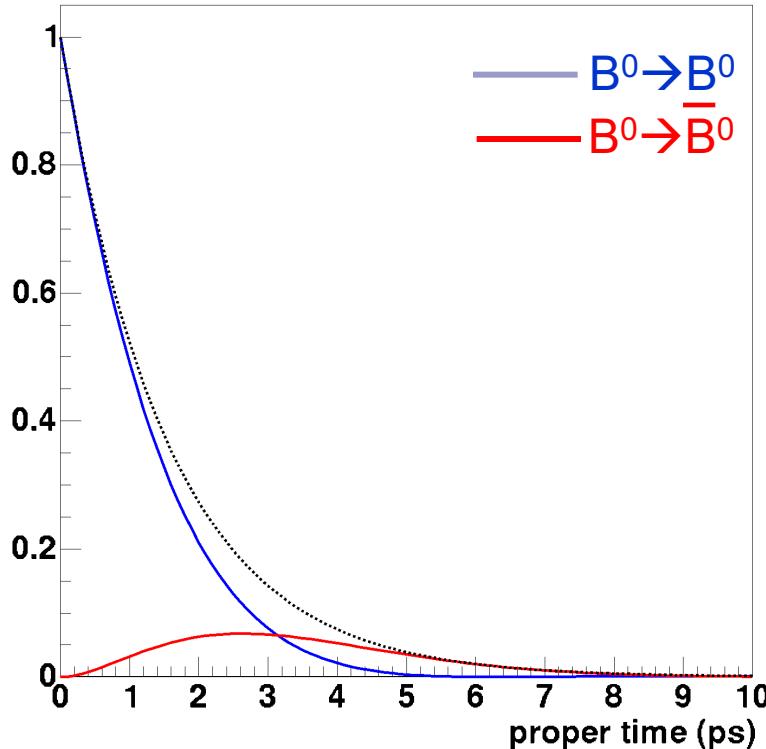
$$\begin{array}{ll} B^0 = \bar{d} \bar{b} & \bar{b} \rightarrow \bar{c} + W^+ \quad W^+ \rightarrow l^+ + \nu_l \\ Q & 1/3 = -2/3 + 1 \end{array}$$



$$\begin{array}{ll} \bar{B}^0 = \bar{d} \bar{b} & b \rightarrow c + W^- \quad W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l \\ Q & -1/3 = 2/3 - 1 \end{array}$$

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

- Observation des oscillations : Supposons qu'on ait des B° en $t = 0$ s.
Probabilité



Permet de mesurer Γ et Δm par un ajustement, et de vérifier que $\Delta\Gamma = 0$ (voir tableau p 22).

$$x \equiv \frac{\Delta m}{\Gamma} = 0.78 \approx 1$$

Les oscillations de B° ont été observées pour la 1^{ère} fois par l'expérience ARGUS*, à DESY, en 1987.

*Phys.Lett.B192:245,1987

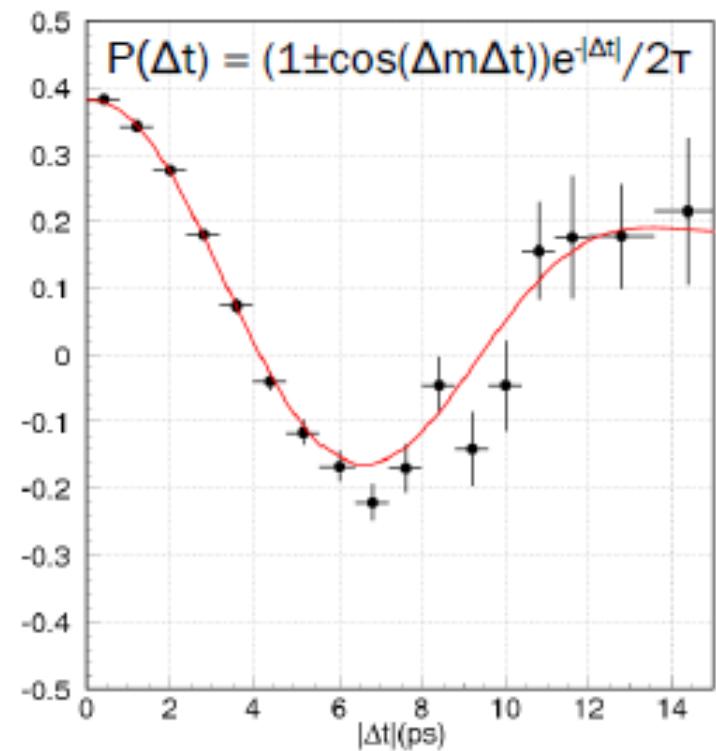
VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

■ Observation des oscillations

Les mesures actuelles des oscillations de B^0/\bar{B}^0 permettent de mesurer avec précision Δm , par le biais de l'étude de l'asymétrie:

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

Résultats de l'expérience BELLE



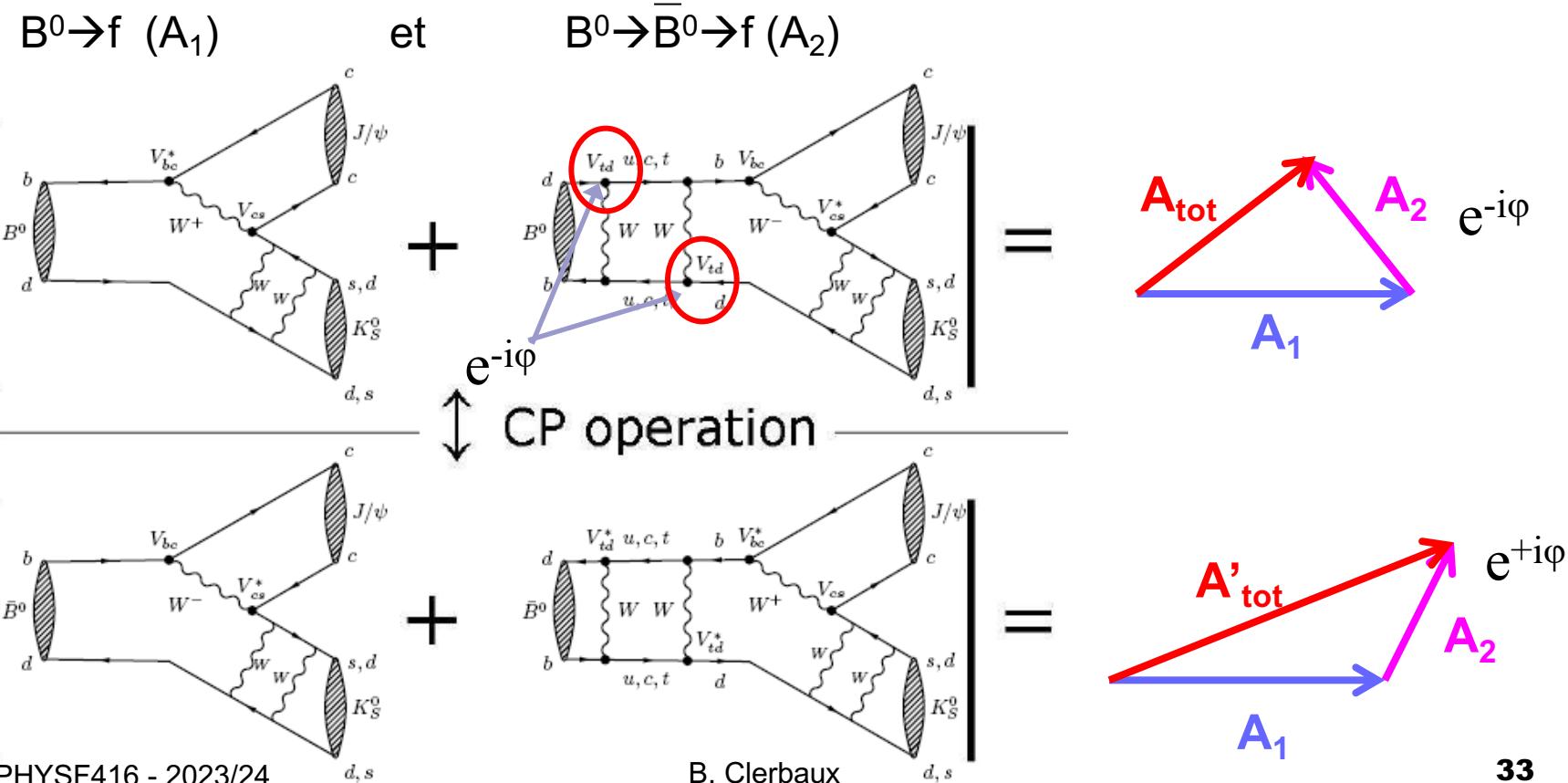
$$\Delta m_d = (0.511 \pm 0.005 \pm 0.006) \text{ ps}^{-1}$$

PRD 71, 072003 (2005)

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

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

- Si l'état final de la désintégration est état propre de CP commun au B^0 et au \bar{B}^0 , les 2 amplitudes, sans et avec oscillation, interfèrent:

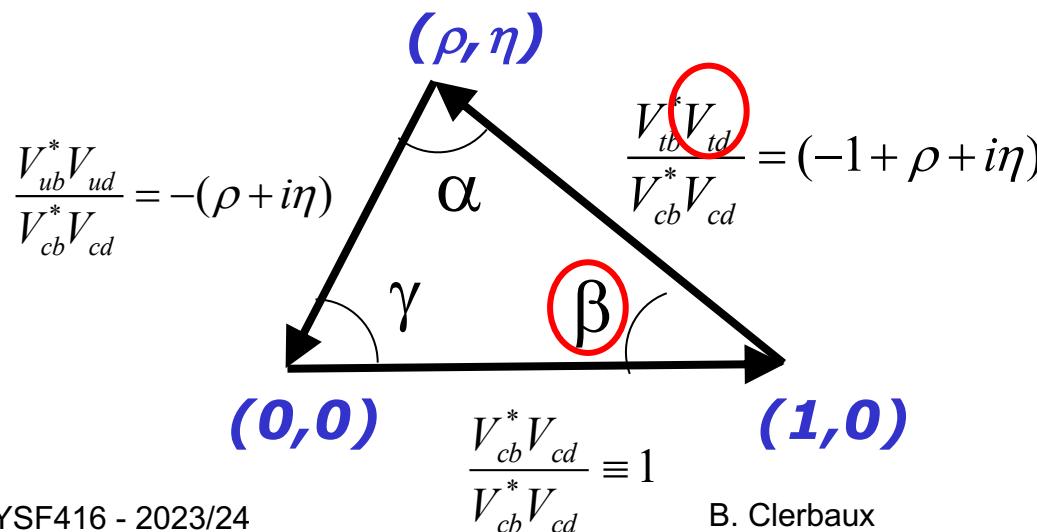


VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

- Observation de la violation indirecte de CP et mesure de β :
- Comme les oscillations $B^0 - \bar{B}^0$ dépendent du temps, il en va de même de la violation de CP (on ne démontre pas).

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

Mode rare:
 $O(10^{-4})!$

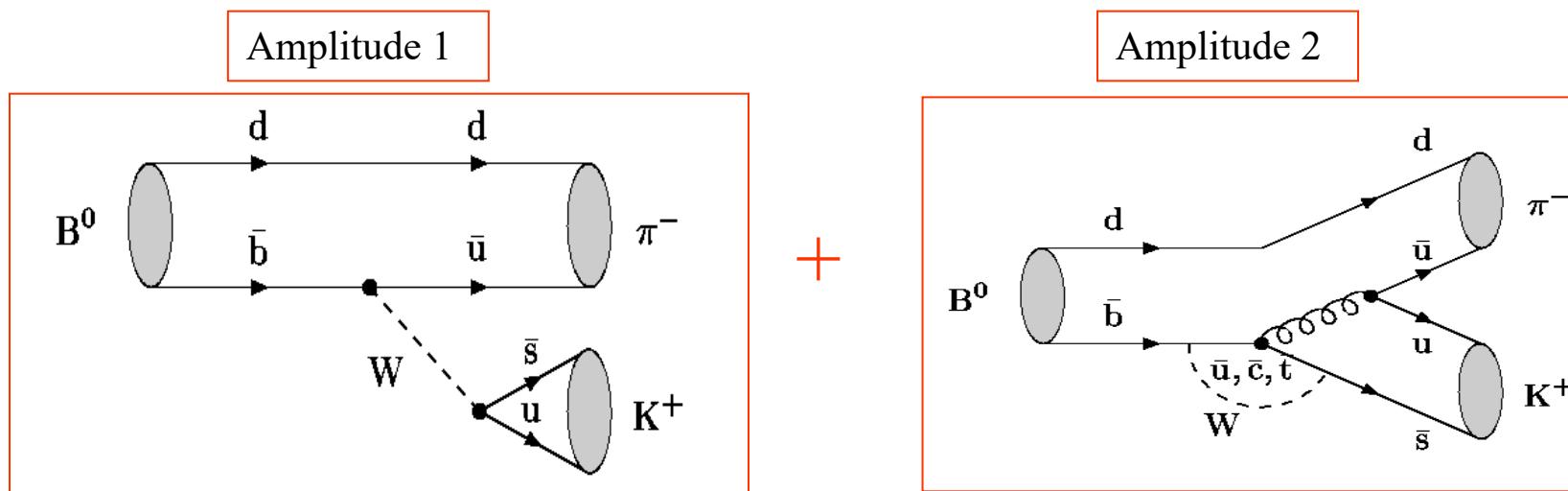


Les oscillations en elles-mêmes ne violent pas nécessairement CP mais elles sont nécessaires pour observer $\beta \neq 0$; il faut $\Delta m \neq 0$.

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

- Observation de la violation directe de CP :

$$\Gamma(B^0 \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})$$



La violation de CP apparaît dans le terme d'interférence entre les deux amplitudes.

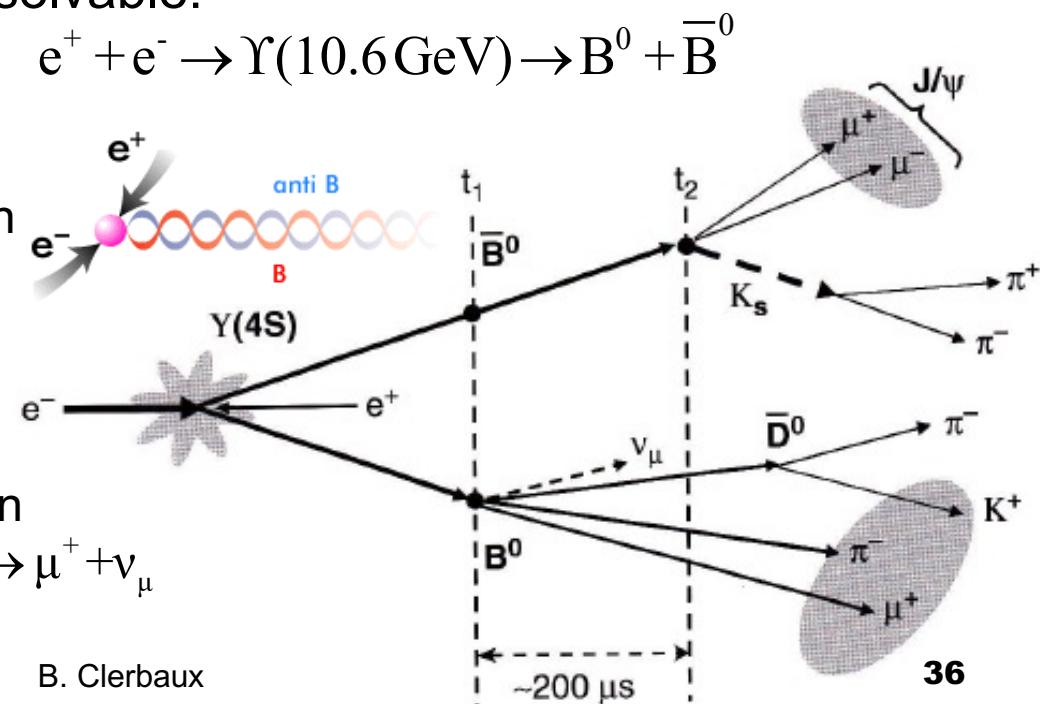
VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

■ Observation de la violation de CP:

Principe de la mesure

On produit les B^0 par paires dans des interactions e^+e^- , avec une énergie plus grande pour l' e^- afin d'augmenter le parcours des B^0 dans le SL et de le rendre résolvable:

L'observation de l'état final $J/\Psi + K^0_s$, ne permet pas de savoir s'il s'agit d'un B^0 ou d'un \bar{B}^0 qui s'est désintégré. Par contre, l'observation d'un μ^+ dans la désintégration semi-leptonique de l'autre particule, permet de l'identifier comme un $B^0 = d\bar{b} \quad \bar{b} \rightarrow c + W^+ \quad W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
On a donc $B^0 \rightarrow J/\Psi + K^0_s$



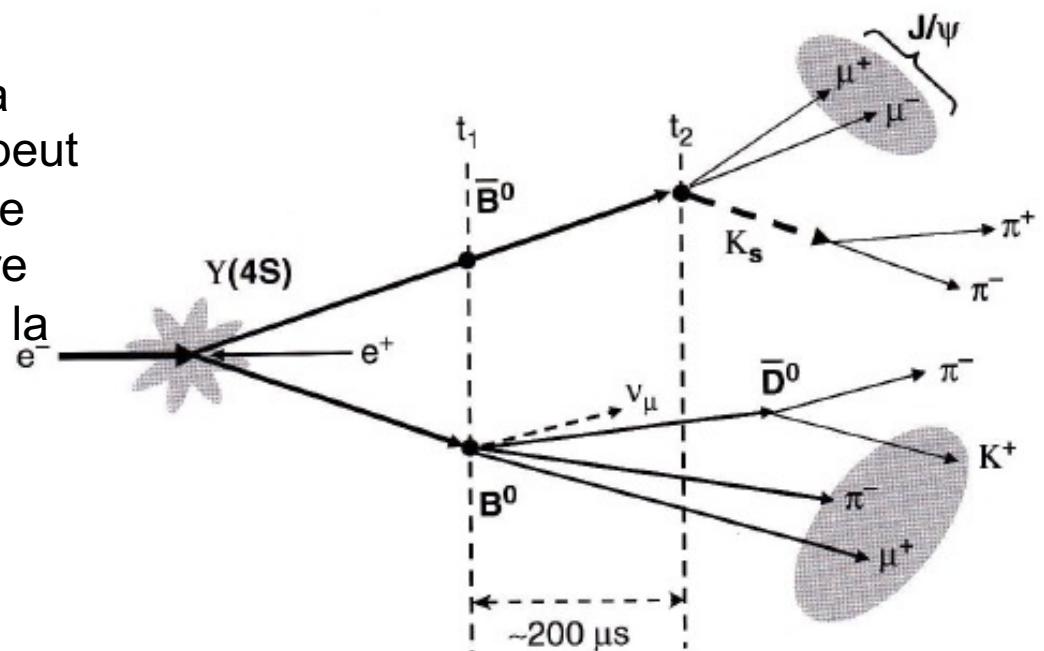
VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

- Observation de la violation de CP:
Principe de la mesure

Le temps auquel se produit la désintégration en $J/\Psi + K_s^0$, peut s'estimer à partir de la mesure de la distance parcourue entre les 2 désintégrations, suivant la direction z des faisceaux:

$$\Delta t = t_2 - t_1 \approx \Delta z / \beta \gamma c$$

où β correspond à la transformation de Lorentz pour passer au SCM du système e^+e^- .



VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

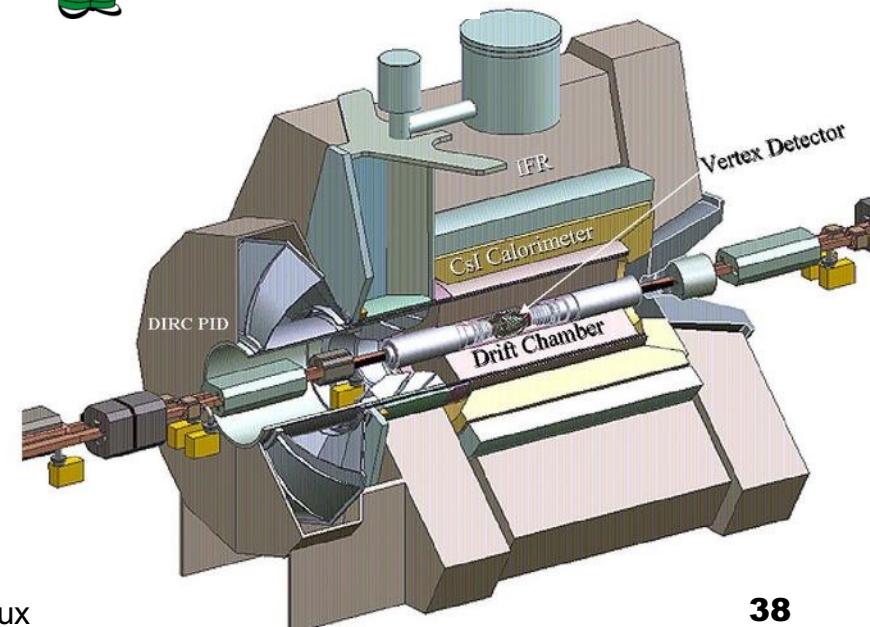
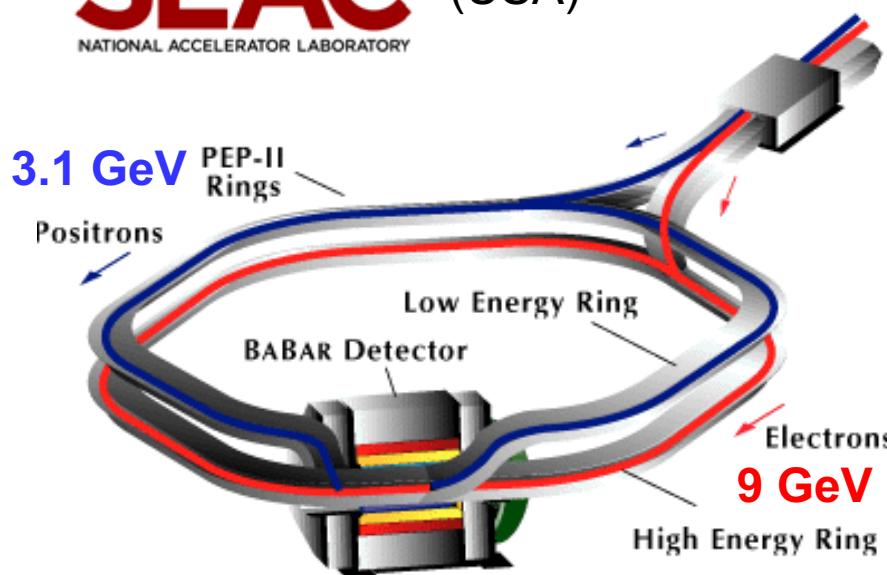
■ Observation de la violation de CP:

B – factories:

Vers 2000, des “usines à B” ont été construites, spécialement pour étudier la violation de CP.



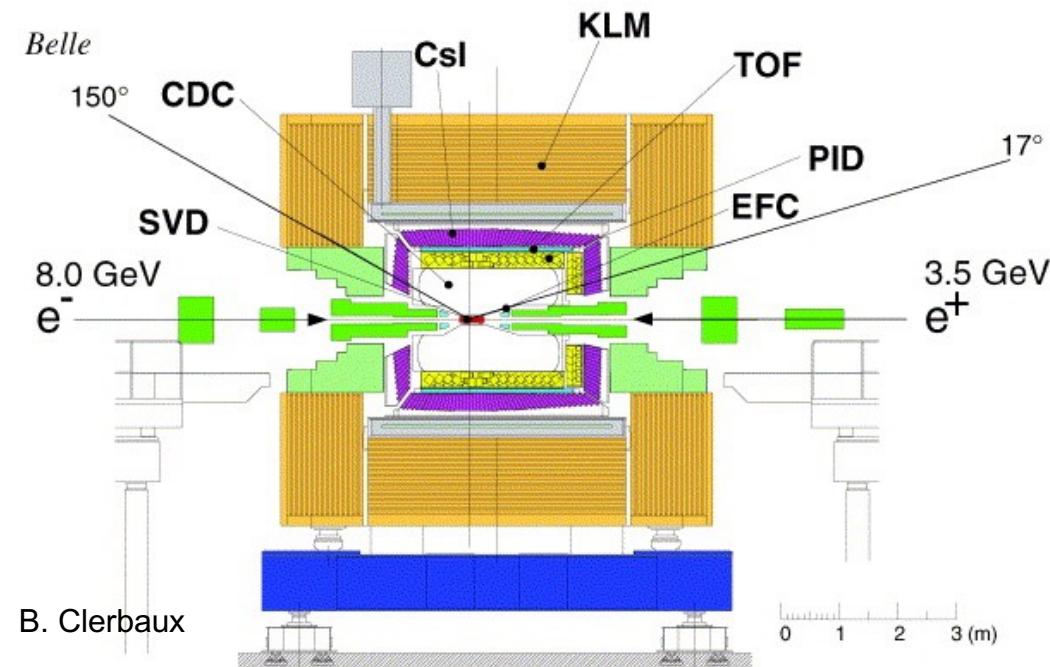
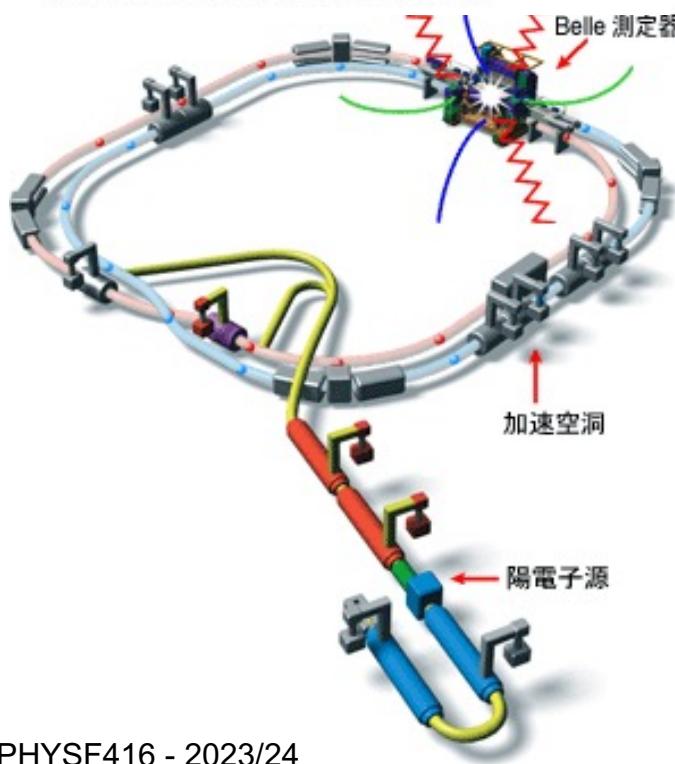
(USA)



VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B°

- Observation de la violation de CP:

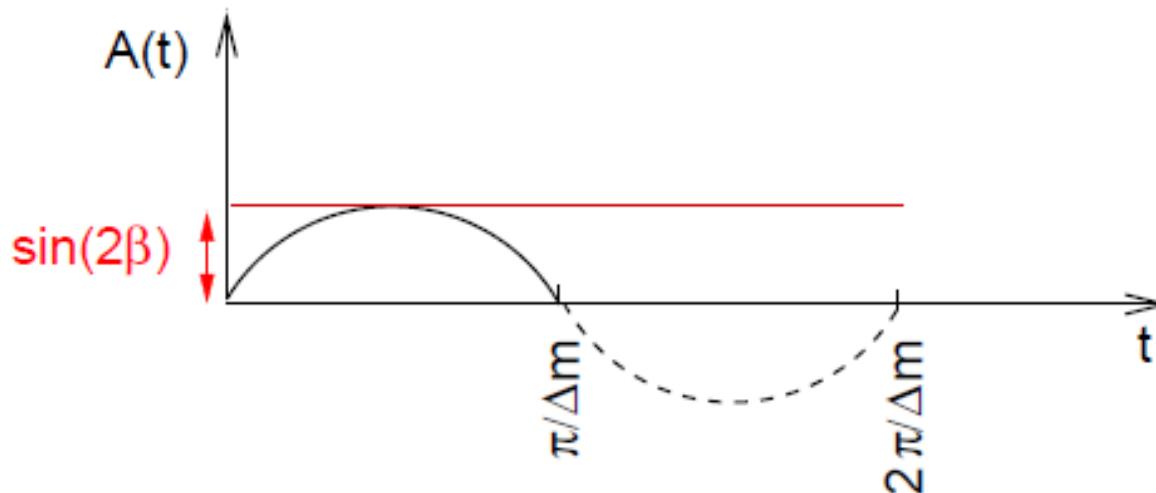
B – factories:



VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

- Observation de la violation indirecte de CP et mesure de β (2001):

$$A_{CP}(t) = \frac{N_{\bar{B}^0 \rightarrow f} - N_{B^0 \rightarrow f}}{N_{B^0 \rightarrow f} + N_{\bar{B}^0 \rightarrow f}} = \sin(2\beta) \sin(\Delta mt)$$



VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

- Observation de la violation de CP et mesure de β (2001):

Résultats:

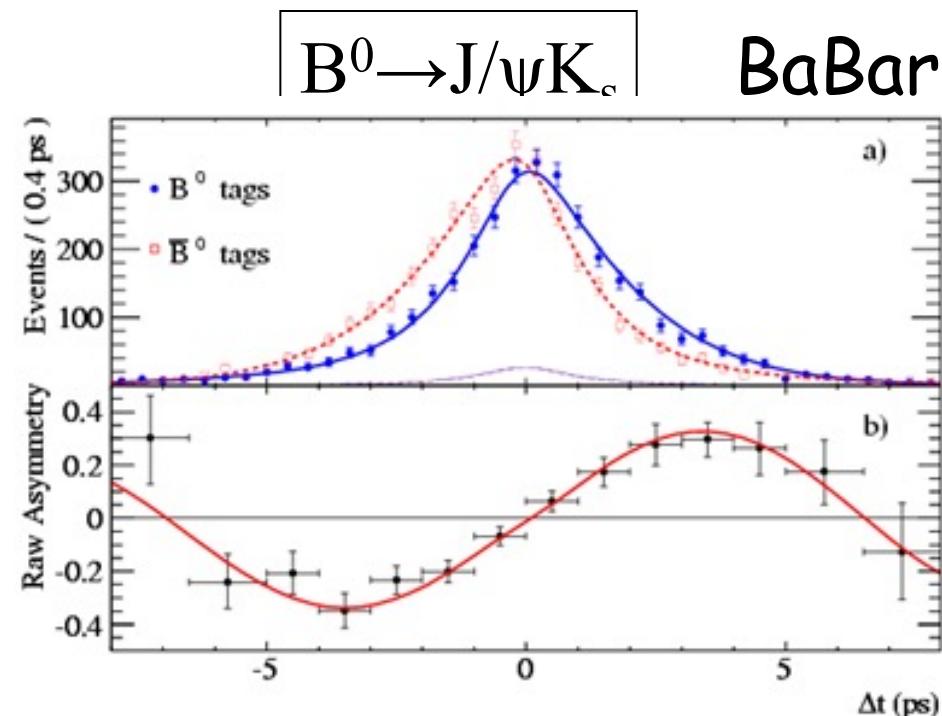
Babar:

$$\sin(2\beta) = 0.722 \pm 0.040 \pm 0.023$$

Belle:

$$\sin(2\beta) = 0.652 \pm 0.039 \pm 0.020$$

Violation importante!



34th International Conference on High-Energy Physics
(July 2008)

VI.8. Violation de CP dans les désintégrations de B^0

- Observation de la violation directe de CP (2004):

$$A_{CP} = \frac{\Gamma_{\bar{B} \rightarrow \bar{f}} - \Gamma_{B \rightarrow f}}{\Gamma_{\bar{B} \rightarrow \bar{f}} + \Gamma_{B \rightarrow f}}$$

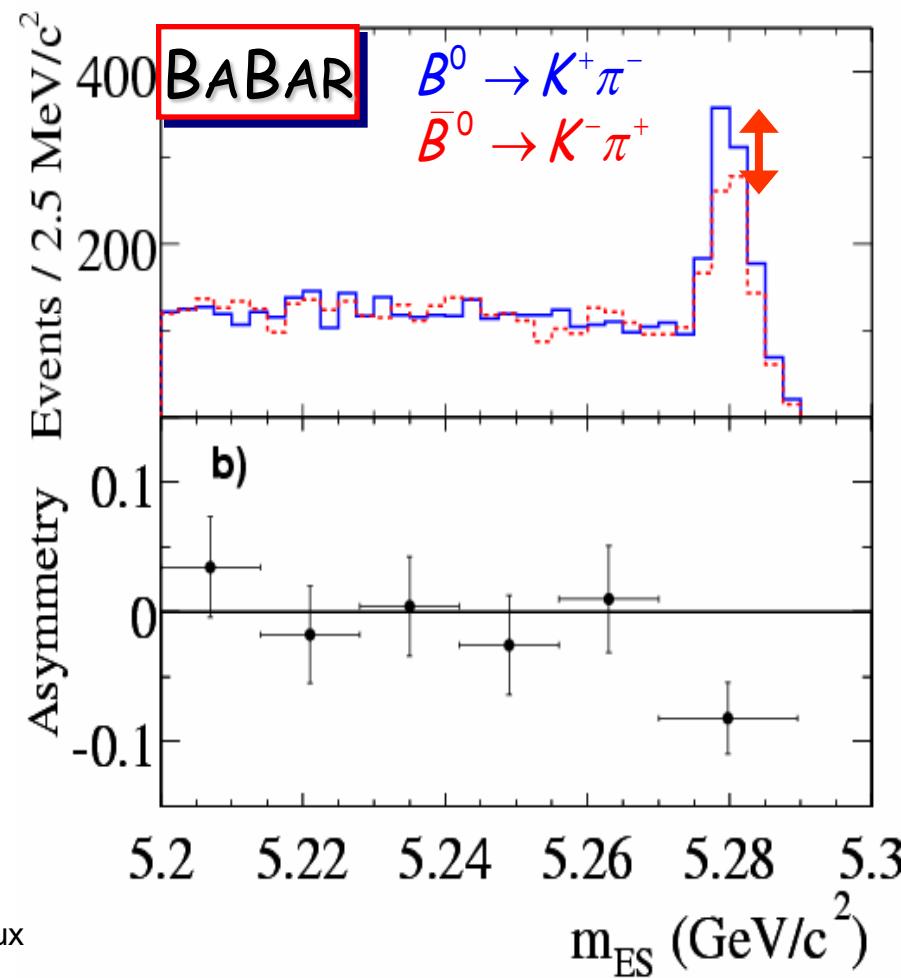
BABAR

hep-ex/0407057

Phys.Rev.Lett.93:131801,2004

$$A_{CP} = -0.133 \pm 0.030 \pm 0.009$$

4.2 σ



VI.9. Les résultats de l'expérience LHCb

■ L'usine à b du LHC:

- Au LHC, le mécanisme dominant de production de paires quark – antiquark, est la fusion de 2 gluons: $g + g \rightarrow b\bar{b}$. Ceux-ci ont a priori des quantités de mvt très différentes et les paires de $b\bar{b}$ sont émises avec un angle petit par rapport aux faisceaux, vers l'avant ou vers l'arrière, dans la direction du gluon le plus énergétique. Le détecteur a donc une forme de cône dont l'axe est aligné sur le tube à vide et le sommet, au point d'interaction.
- La section efficace est élevée et les B_s^0 produits en abondance. Le détecteur n'a donc été installé que d'un côté.
- Le « boost » est important (grand β) conduisant à des parcours mesurables grâce au détecteur de vertex (~cm).

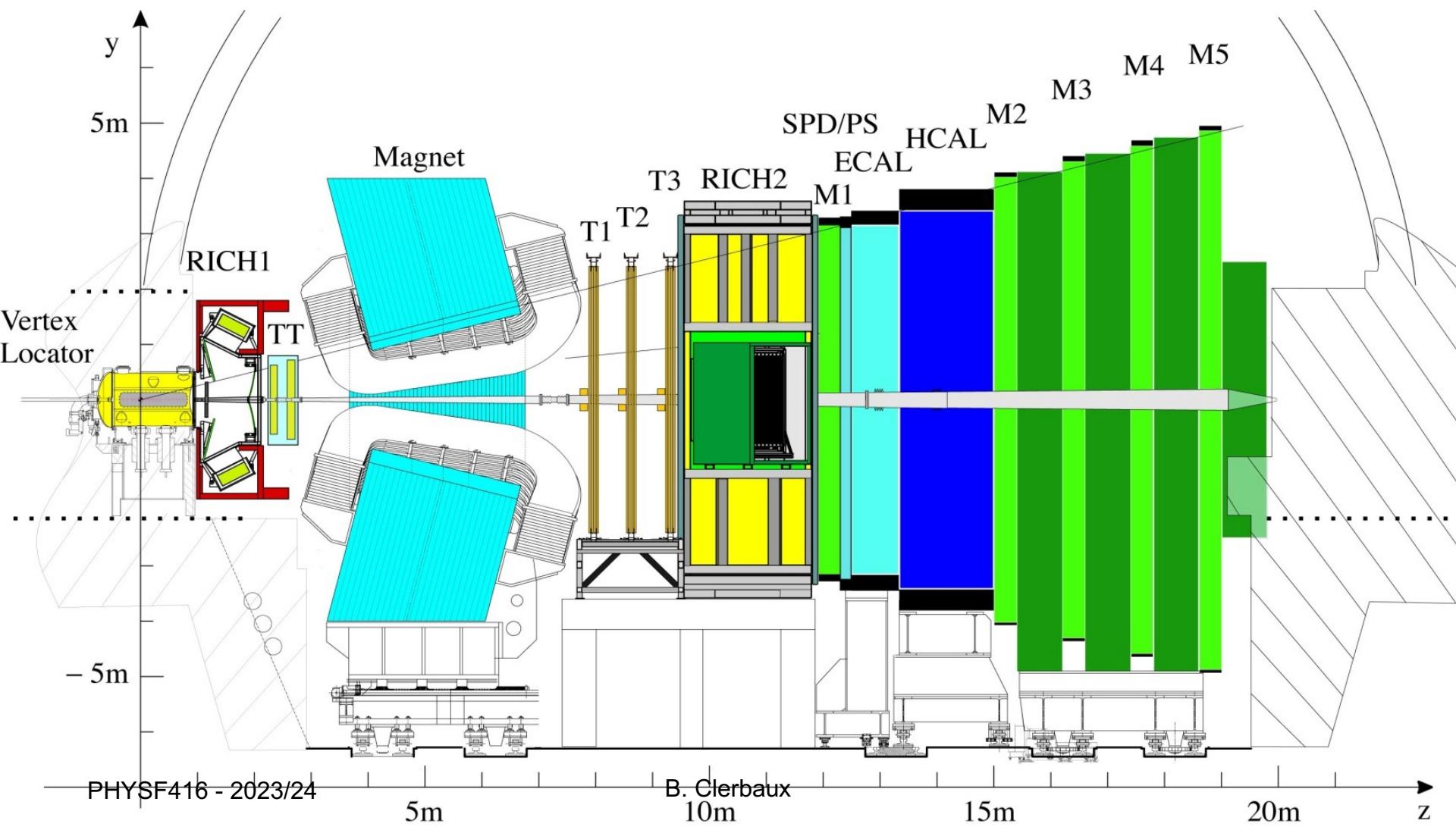
VI.9. Les résultats de l'expérience LHCb

- Observation de la violation directe de CP (2013):

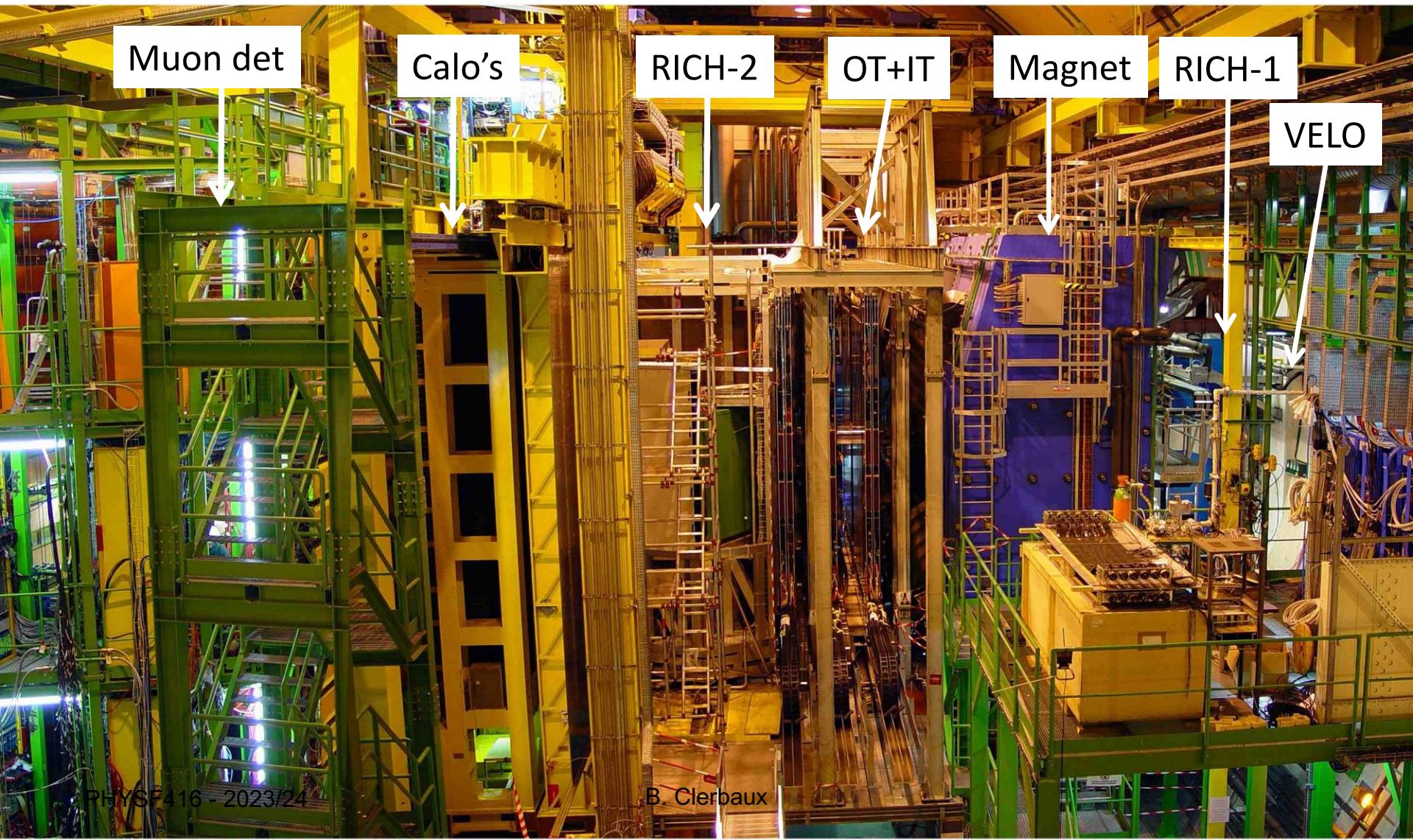
Première observation de la violation de CP dans les désintégrations de B°_s à LHCb
(2013)

$$A_{CP}(B^{\circ}_s \rightarrow K^- \pi^+) = 0.27 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.01(\text{syst})$$

VI.9. LHCb



VI.9. LHCb



VI.9. Les résultats de l'expérience LHCb

- L'usine à b du LHC: résultats
- $\sim 10^{12}$ paires $b\bar{b}$ accumulées fin 2012 (2 fb^{-1} de luminosité intégrée). Confirmation de plusieurs résultats précédents – permet une mesure de l'angle γ : $(67^\circ \pm 12^\circ)$ (LHCb-CONF-2013-006).

Before LHCb : 1964: CP violation in K^0 -mesons (sd)
2001: CP violation in B^0 -mesons (bd)

From LHCb :

2011: CP violation in D^0 -mesons (cu)
2013: CP violation in B_s^0 -mesons (bs)

VI.10. Le triangle d'unitarité (Parenthèse)

RAPPEL - See Chapitre IV section 10

Contraintes dues à l'unitarité de la matrice CKM:

$$V^+ V = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

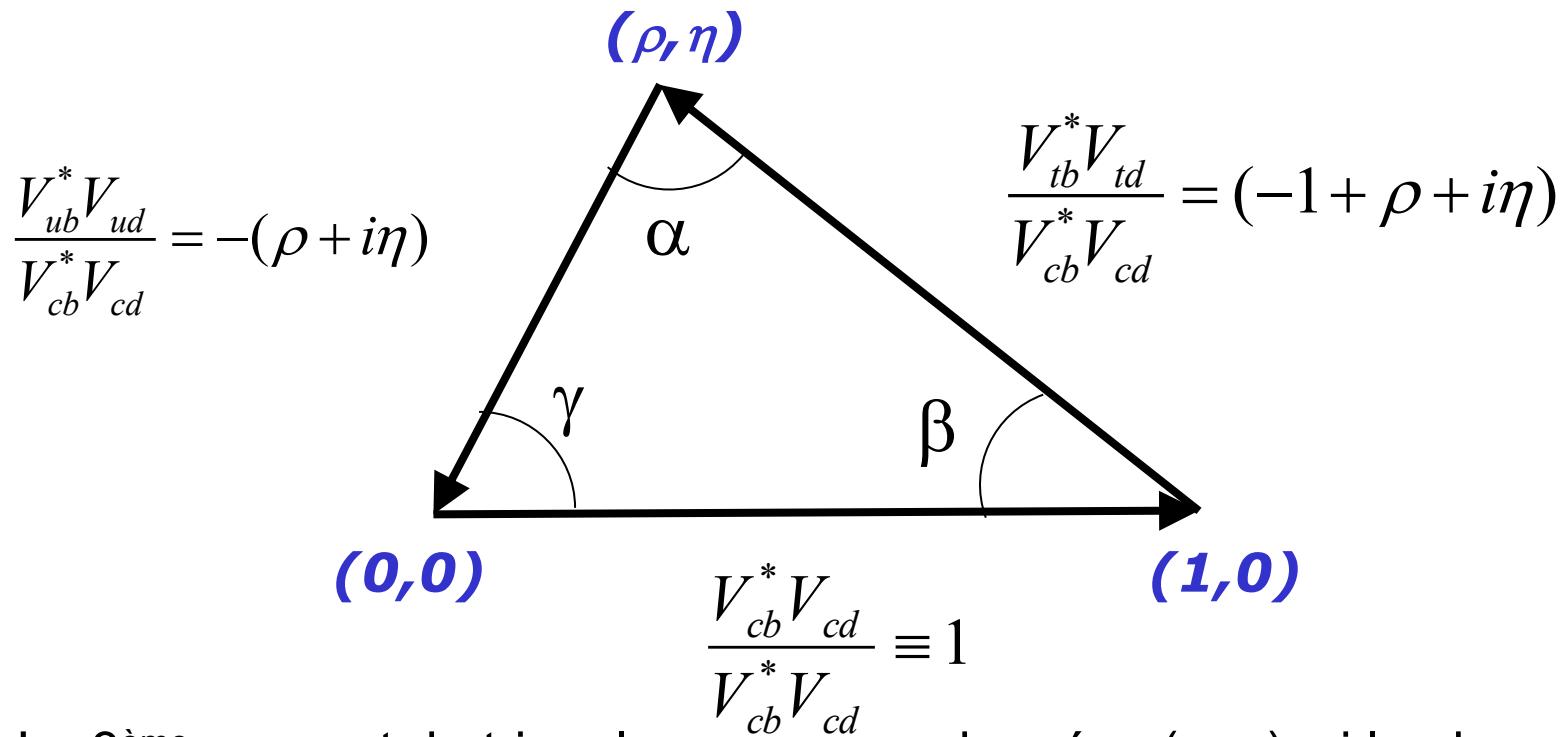
Ce qui conduit par exemple à la condition:

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

Ces 3 termes sont des # complexes qui peuvent être représentés dans le plan complexe par des vecteurs.

VI.10. Le triangle d'unitarité

En divisant les 3 côtés par la longueur de la base :

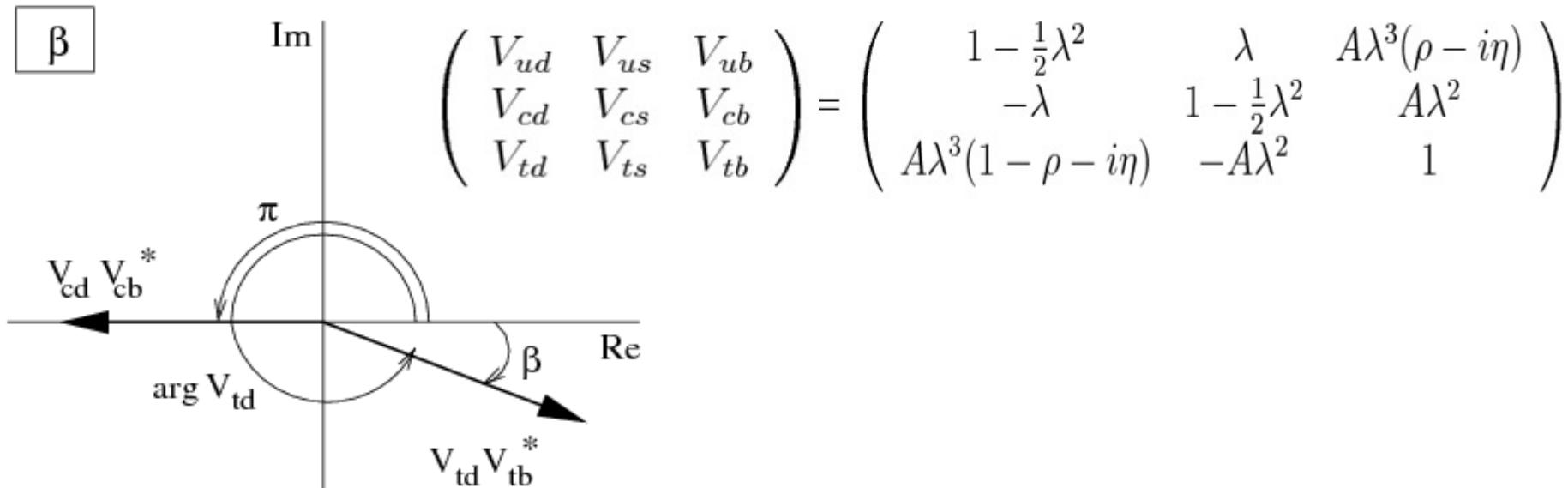


Le 3^{ème} sommet du triangle a pour coordonnées (ρ, η) ; si la phase complexe est nulle, $\eta = 0$ et le triangle a une surface nulle : $\beta = 0$

VI.10. Le triangle d'unitarité

Il est possible d'exprimer les angles β et γ en fonction des éléments de la matrice CKM:

$$\beta = \arg \left[-\frac{V_{cb}^* V_{cd}}{V_{tb}^* V_{td}} \right] = \pi + \arg [V_{cb}^* V_{cd}] - \arg [V_{tb}^* V_{td}] = 2\pi - \arg [V_{td}]$$



VI.11. Conclusions

L'étude de la violation de CP pour les différents mésons neutres: K^0 , B^0 , B^0_s et D^0 , a permis entre autres de mesurer:

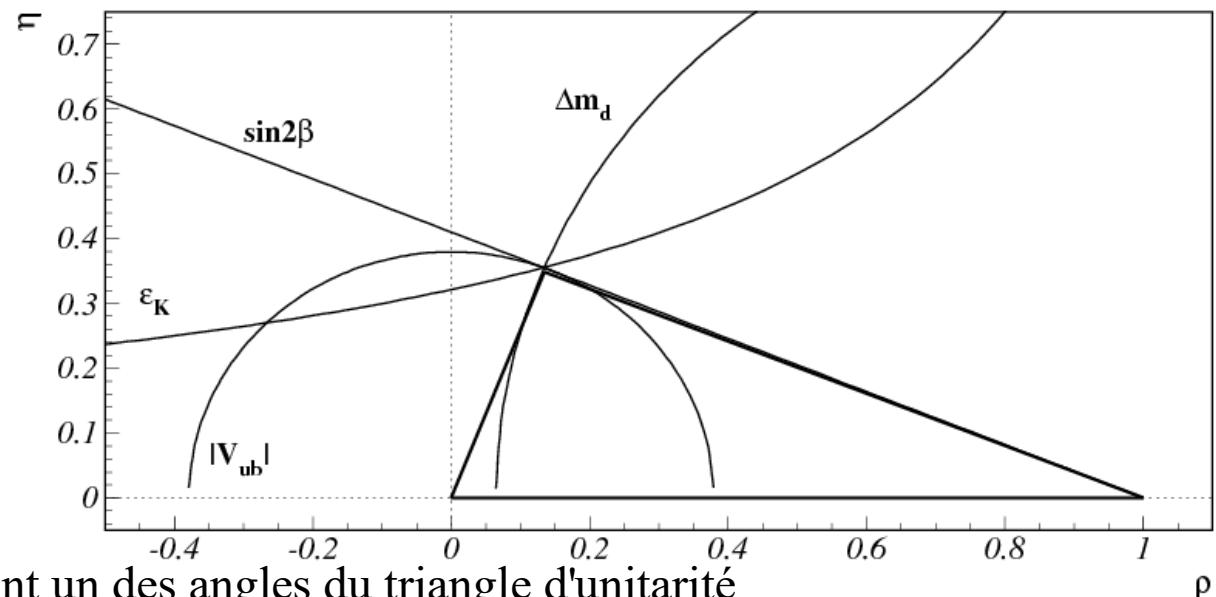
- ε_K , la contribution du K^0_1 dans le K^0_L
- Δm_d et Δm_s , les différences de masses entre les états de masse du B^0 et du B^0_s
- $\sin(2\beta)$
- Le rapport $|V_{ub}/V_{cb}| = \Gamma(B^0 \rightarrow D^* l^+ \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi l^+ \nu)$ (pas vu)

Toutes ces mesures contraignent le triangle d'unitarité et permettent de tester la cohérence du modèle.

VI.11. Conclusions

■ Le triangle d'unitarité

Consistance avec
les autres mesures:



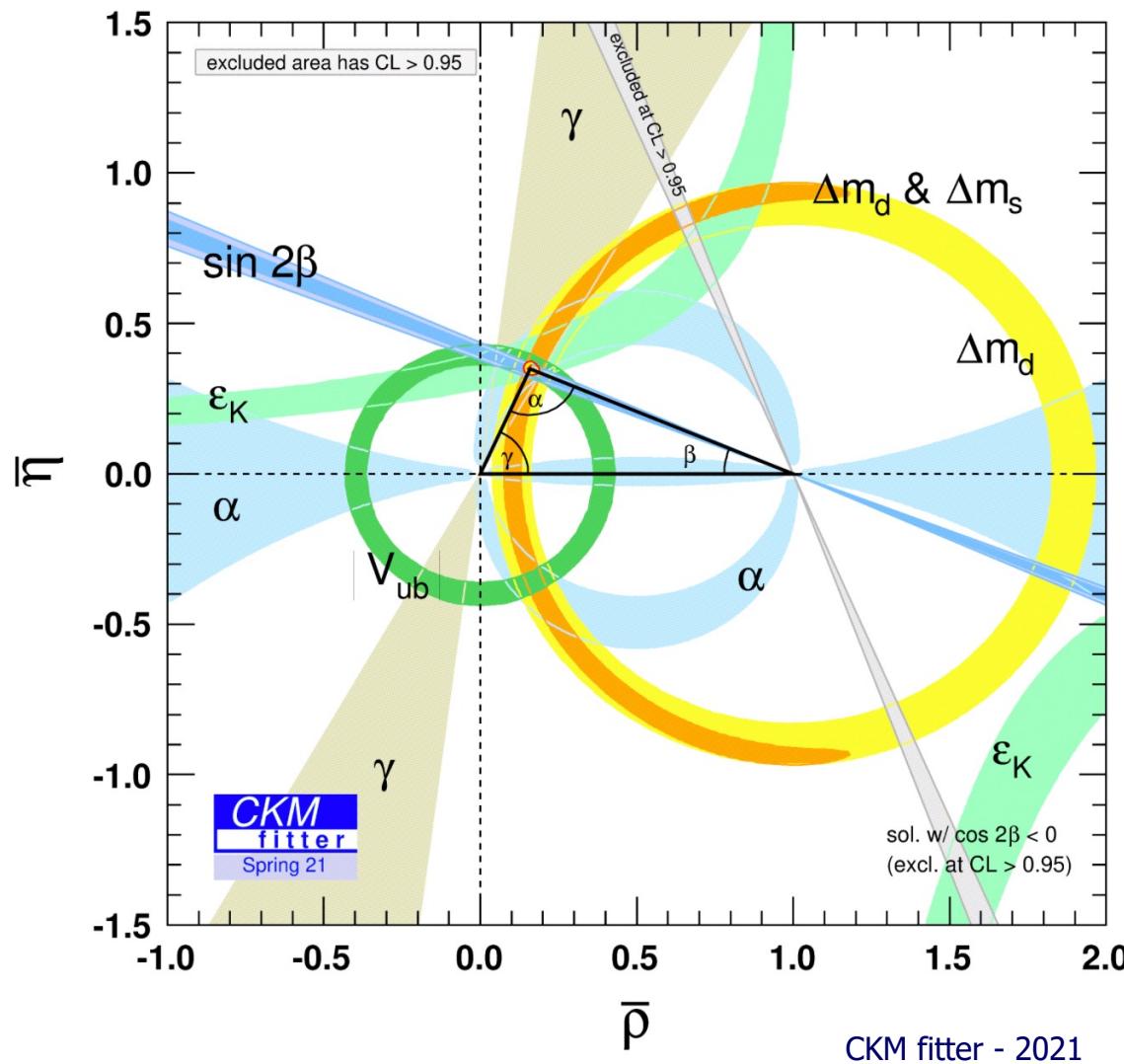
1) $\sin(2\beta) \rightarrow$ constraint un des angles du triangle d'unitarité

2) $|\varepsilon_K| \approx 10^{-3} \eta (1-\rho) \rightarrow$ hyperbole

$$3) \left| \frac{V_{ub}}{\lambda V_{cb}} \right| = \sqrt{\rho^2 + \eta^2}$$

$$4) \Delta m \propto |V_{tb} V_{td}^*|^2 \simeq |V_{td}^*|^2 \propto [(1-\rho)^2 + \eta^2]$$

VI.11. Conclusions

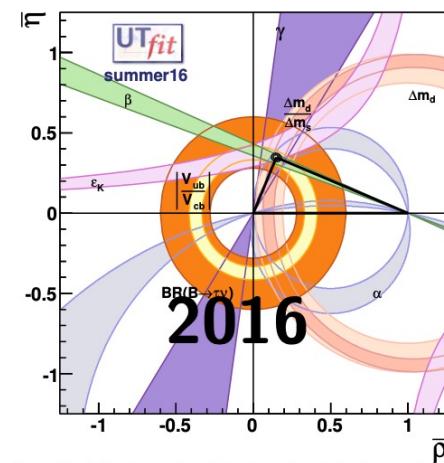
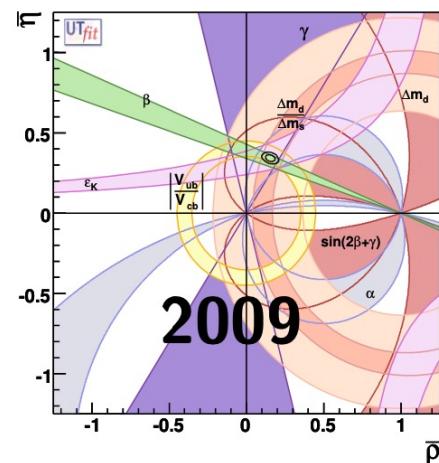
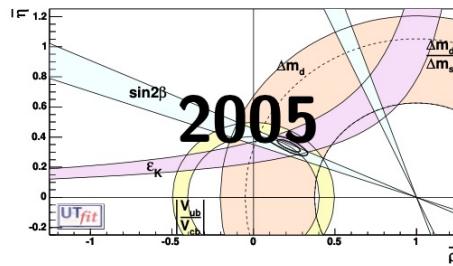
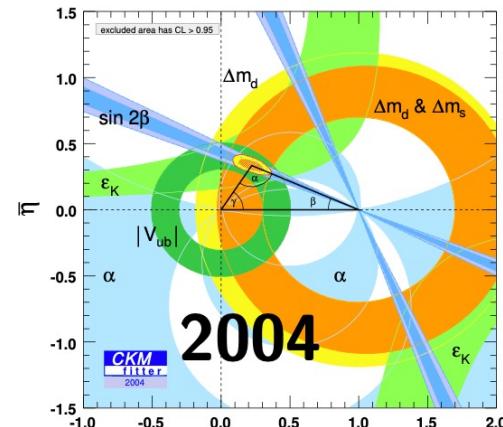
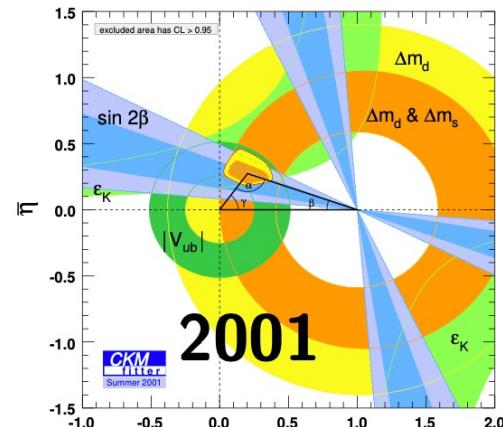
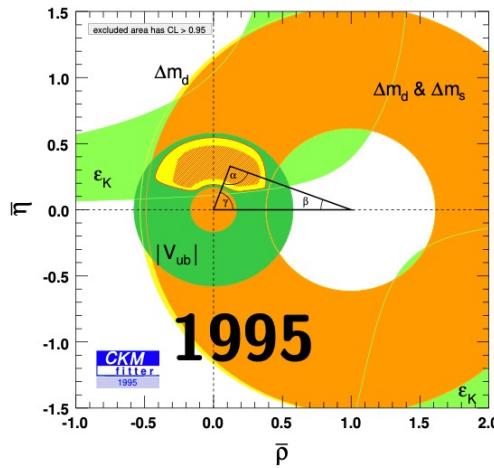


La mesure précise de $\sin(2\beta)$ est en parfait accord avec les autres mesures et les hypothèses du modèle de la matrice CKM.

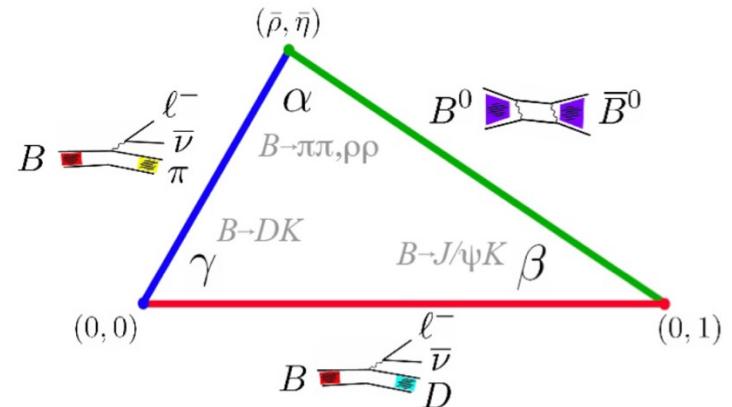
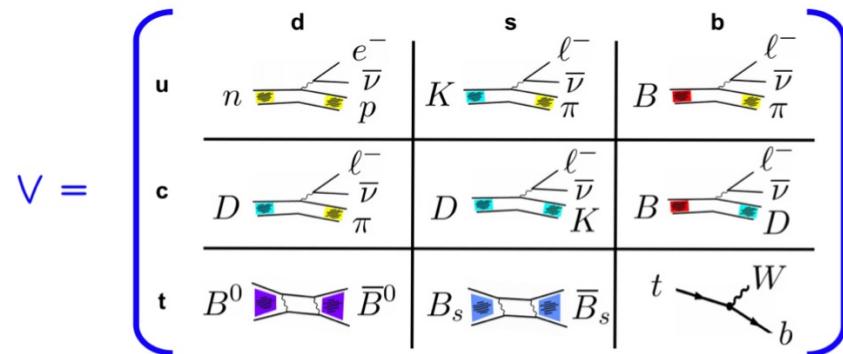
Le modèle CKM de la violation de CP est confirmé expérimentalement avec une grande précision.

Progress over the years

→ Long road for a better theoretical control (e.g., Lattice QCD), and more accurate data (LEP, KTeV, NA48, BaBar, Belle, CDF, DØ, LHCb, CMS, ...)



Tests of the CKM matrix



- Double requirement: precision in meas. and theo. prediction
- Observables with **very different properties** are available:

- Tree: e.g., $|V_{ub}|$
- Loop: e.g., Δm_d , Δm_s , ϵ_K , $\sin(2\beta)$
- \mathcal{CP} -conserving: e.g., $|V_{ub}|$, Δm_d , Δm_s
- \mathcal{CP} -violating: e.g., γ , ϵ_K , $\sin(2\beta)$
- Exp. uncs.: e.g., α , $\sin(2\beta)$, γ
- Syst. uncs.: e.g., $|V_{ub}|$, $|V_{cb}|$, ϵ_K , Δm_d , Δm_s

Overall results of the CKMfitter 2023 update

The global fit remains excellent, **preliminary** results:

CKM'21: p-value $\sim 29\%$ (1.1σ) \rightarrow **CKM'23**: p-value $\sim 67\%$ (0.4σ)

$$A = 0.8215^{+0.0047}_{-0.0082} \text{ (0.8% unc.)}$$

$$\lambda = 0.22498^{+0.00023}_{-0.00021} \text{ (0.1% unc.)}$$

$$\bar{\rho} = 0.1562^{+0.0112}_{-0.0040} \text{ (4.9% unc.)}$$

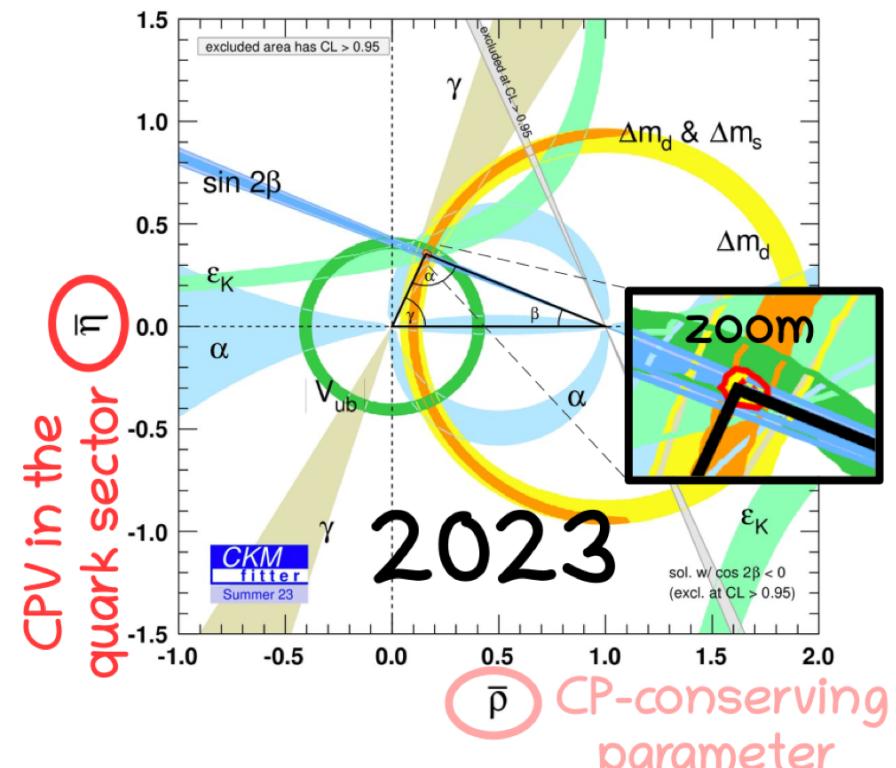
$$\bar{\eta} = 0.3551^{+0.0051}_{-0.0057} \text{ (1.5% unc.)}$$

68% C.L. intervals

$\bar{\rho}, \bar{\eta}$: $\sim 20\%$ more precise

B_d Unitary Triangle:

[For direct CPV in charm, see U. Nierste Today @ 15h45]



: $|V_{cb}|, \alpha, \beta, \gamma,$
 $\Delta m_d, \Delta m_s$



: ϵ_K