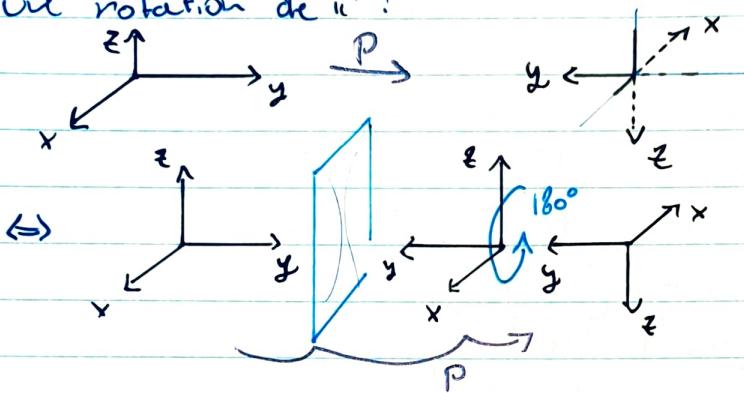


SYMETRIES DISCRETES

BRISURE DE P, C, T et CP

8.1 Définitions

P → Intuitivement, la parité est la transformation où on inverse toute les coordonnées. Cela revient à effectuer une réflexion puis une rotation de π :



↳ L'invariance sous parité d'un processus est le fait que $P(\text{état initial})$ donne $P(\text{état final})$

T → Le renversement du temps est la transformation où on inverse la coordonnée temporelle.

Par exemple, ceci renverse l'impulsion et le spin, donc \vec{p} , mais pas \vec{E}

↳ L'invariance sous renversement du temps : on applique $T(\text{état final}) \rightarrow \text{état initial}$

C → La conjugaison de charge revient à remplacer toutes les particules par leur antiparticules en conservant leur spin et impulsion

↳ L'invariance sous conjugaison de charge d'un processus est le fait que $C(\text{état initial})$ donne $C(\text{état final})$

$$\rightarrow P(x, y, z) = (-x, -y, -z)$$

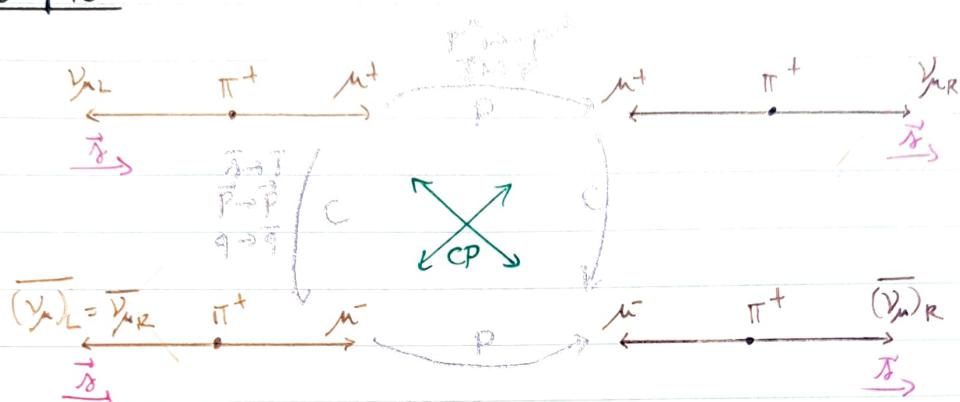
$$\rightarrow T(t) = (-t)$$

$$\rightarrow C(q) = (\bar{q})$$

→ En résumé :

	P	T	C
x^μ	x^μ	$-x^\mu$	x^μ
∂_μ	∂_μ	$-\partial_\mu$	∂_μ
p^μ	p^μ	p^μ	p^μ
A^μ	A^μ	A^μ	$-A^\mu$
$F^{\mu\nu}$	$F^{\mu\nu}$	$-F^{\mu\nu}$	$-F^{\mu\nu}$
$M^{\mu\nu}$	$M^{\mu\nu}$	$-M^{\mu\nu}$	$M^{\mu\nu}$
\vec{A}	\vec{A}	$-\vec{A}$	\vec{A}

② Exemple :



$$\text{En effet, } \bar{\nu}_{\mu L} = (\bar{\nu}_L \nu_\mu)^+ \gamma^0 = \nu_\mu^+ P_L \gamma^0 = \nu_\mu^+ \gamma^0 P_R = \bar{\nu}_R P_R$$

→ Experimentalement, on a $\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_R) = 0 = \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_L)$ puisqu'on observe pas de ν_R . Ainsi, C et P ne sont pas conservés !
puisque $C(\Gamma) \neq \Gamma$ et $P(\Gamma) \neq \Gamma$

→ L'antiparticule naturelle d'un particule est sa CP-conjuguée.
En effet, l'hermiticité et l'invariance de Lorentz du Lagrangien
font que les termes sont du type $\bar{\psi} \dots \psi$. Ainsi, si $\psi = \psi_L$, alors
 $\bar{\psi} = (\bar{\psi}_L) = (\bar{\psi}_L \psi)^+ \gamma^0 = \psi^+ \gamma^0 P_R = (\bar{\psi})_R$
où $(\bar{\psi})_R$ est le CP-conjugué de ψ_L .

↳ La transformation CP est donc ce sens plus importante de C et P.

→ Une théorie sans C et P-conjuguée est possible, mais
l'invariance de Lorentz et l'hermiticité imposent la présence
de CP-conjugus.

8.2 Transformation des spineurs sous C,P,T.

→ On aimait définir les partenaires P et C d'un spinor.

$$P|\psi\rangle \equiv |\psi_P\rangle \quad \text{et} \quad C|\psi\rangle \equiv |\psi_C\rangle$$

$$\hookrightarrow P|\psi\rangle = P\psi|0\rangle = P\psi_P P^+ P|0\rangle \stackrel{=|\psi\rangle}{=} P\psi_P P^+|0\rangle = |\psi_P\rangle$$

$$\hookrightarrow C|\psi\rangle = C\psi|0\rangle = C\psi_C C^+ C|0\rangle = C\psi_C C^+|0\rangle = |\psi_C\rangle$$

→ Ici, C est un opérateur et non la matrice de conjugaison de charge définie à p6.

DEF

On définit les C-partenaires et P-partenaires du champ spinoriel $|\psi\rangle = |\psi|0\rangle$, $|\psi_C\rangle$ et $|\psi_P\rangle$ selon

$$\psi_P \equiv P\psi P^+ \quad \text{et} \quad \psi_C \equiv C\psi C^+$$

③ Parité:

→ On veut $P\psi P^{-1} \propto \psi(t, -\vec{x})$ de telle manière à ce qu'ils aient le même contenu physique. Puisque P est un opérateur, il agit sur l'espace des opérateurs (il ne va pas e^{ipx} ou $\alpha(p)$, $\nu(p)$, mais seulement a_p^s et b_p^s). Or, $\psi \in (a_p^s + b_p^{s+})$. On aura :

$$\begin{cases} P a_p^s P^+ = a_{-\vec{p}}^s e^{i\alpha_p} \\ P b_p^{s+} P^+ = b_{-\vec{p}}^{s+} e^{i\beta_p} \end{cases} \quad \text{où les phases sont offertes par la maison.}$$

En prenant $\alpha_p = -\beta_p$, on trouve

$$P\psi(t, \vec{x}) P^+ = e^{i\alpha_p} \gamma^0 \psi(t, -\vec{x})$$

$$\rightarrow Similairement, P\bar{\psi}(t, \vec{x}) P^+ = P\psi^+(t, \vec{x}) \gamma_0 P^+$$

$$= P\psi^+(t, \vec{x}) P^+ \gamma_0 = (e^{i\alpha_p} \gamma^0 \psi(t, -\vec{x}))^+ \gamma_0 \\ = e^{-i\alpha_p} \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \gamma_0$$

→ En résumé, on obtient :

$$P\bar{\psi} \not{1} \psi P^+ = \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \not{1} \psi(t, -\vec{x})$$

$$P\bar{\psi} \not{\gamma}_T \psi P^+ = - \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \not{\gamma}_T \psi(t, -\vec{x})$$

$$P\bar{\psi} \not{P_{L,R}} \psi P^+ = \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \not{P_{L,R}} \psi(t, -\vec{x})$$

$$P\bar{\psi} \not{\gamma^M} \psi P^+ = \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \not{\gamma^M} \psi(t, -\vec{x})$$

$$P\bar{\psi} \not{\gamma^M} \not{\gamma}_S \psi P^+ = - \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \not{\gamma^M} \not{\gamma}_S \psi(t, -\vec{x})$$

$$P\bar{\psi} \not{\gamma^A} \not{P_{L,R}} \psi P^+ = \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \not{\gamma^A} \not{P_{L,R}} \psi(t, -\vec{x})$$

$$P\bar{\psi} \not{\sigma^{MN}} \psi P^+ = \bar{\psi}(t, -\vec{x}) \not{\sigma^{MN}} \psi(t, -\vec{x})$$

① Parité de charge:

check \rightarrow De manière similaire, on a : $\begin{cases} e^{\alpha_p^s} e = e^{i\alpha_e} b_p^s \\ e^{\beta_p^s} e = e^{-i\beta_e} \bar{a}_p^s \end{cases}$

En prenant $\alpha_e = \beta_e$, on obtient

$$\begin{aligned} e^{\psi(t, \bar{x})} e^+ &= C \gamma_0 \psi^*(t, \bar{x}) \cdot e^{i\alpha_e} \quad \text{avec } C = i\gamma_2 \gamma_0 \text{ et } C^* = -1 \\ &= i\gamma_2 \psi^*(t, \bar{x}) \cdot e^{i\alpha_e} \\ \text{et } e^{\bar{\psi}(t, \bar{x})} e^+ &= e^{\bar{\psi}} \gamma_0 e^+ = (e^{\psi} e^+)^* \gamma_0 = (C \gamma_0 \psi^* e^{i\alpha_e})^* \gamma_0 \\ &= e^{-i\alpha_e} \psi^* C \end{aligned}$$

\rightarrow En résumé, on a :

$$\begin{aligned} e^{\bar{\psi}(t, \bar{x})} \mathbb{1} \psi(t, \bar{x}) e^+ &= \psi^* C C \gamma^0 \psi^* = -\psi^* \gamma^0 \psi^* = \bar{\psi} \mathbb{1} \psi \\ e^{\bar{\psi}(t, \bar{x})} \gamma_\mu \bar{\psi}(t, \bar{x}) e^+ &= +\bar{\psi} \gamma_\mu \psi \\ e^{\bar{\psi}(t, \bar{x})} P_{L,R} \bar{\psi}(t, \bar{x}) e^+ &= +\bar{\psi} P_{L,R} \psi \\ e^{\bar{\psi}(t, \bar{x})} \gamma_\mu \bar{\psi}(t, \bar{x}) e^+ &= -\bar{\psi} \gamma_\mu \psi \\ e^{\bar{\psi}(t, \bar{x})} \gamma_\mu \gamma_\nu \bar{\psi}(t, \bar{x}) e^+ &= +\bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_\nu \psi \\ e^{\bar{\psi}(t, \bar{x})} \delta_{\mu\nu} \bar{\psi}(t, \bar{x}) e^+ &= +\bar{\psi} \delta_{\mu\nu} \psi \end{aligned}$$

② Réversement du temps:

\rightarrow De manière similaire, on a $\begin{cases} T a_p^s T^{-1} = a_{-p}^{-s} e^{i\alpha_T} \\ T b_p^s T^{-1} = b_{-p}^{-s} e^{i\beta_T} \end{cases}$

On veut que $T \psi T^{-1} \sim \psi(-t, \bar{x})$. On est forcé de prendre T anti-unitaire : $T = U K$ où U est un opérateur unitaire et K est l'opérateur de conjugaison complexe.

Prop On a : $K^2 = \mathbb{1}$; $K i K = -i K^2 = -i \mathbb{1}$ et
 $T^{-1} = K U^+ \neq T^+$ puisque $T^+ T = K^+ U^+ K = K^+ K \neq \mathbb{1}$
 On trouve alors que

$$T \psi(t, \bar{x}) T^{-1} = \gamma_1 \gamma_3 \psi(-t, \bar{x}) e^{i\alpha_T} \quad \text{où } \alpha_T = \beta_T$$

$\rightarrow T$ est bien anti-unitaire : $\begin{cases} [r_j, p_k] = i f_{jk} \\ -[r_j, p_k] = -i f_{jk} \end{cases} \Rightarrow T$

$$\text{Si de plus, } T \bar{\psi}(t, \bar{x}) T^{-1} = \bar{\psi}(-t, \bar{x}) \gamma_3 \gamma_1 e^{-i\alpha_T}$$

→ En résumé, on a :

$$T \bar{\psi}(t, \vec{x}) \Gamma \psi(t, \vec{x}) T^{-1} = \bar{\psi}(-t, \vec{x}) \Gamma \psi(-t, \vec{x})$$

Il n'y a aucun autre changement si insertion de $\gamma_T, P_L, P_R, \gamma^{\mu}, \gamma^{\mu}\gamma^5$, et $\sigma^{\mu\nu}$.

→ L'invariance sous T peut s'intuituer en observant que $|\langle \psi_2^{s_2}(p_2) | S | \psi_1^{s_1}(p_1) \rangle|^2 = |\langle \psi_1^{s_1}(-p_1) | S | \psi_2^{s_2}(-p_2) \rangle|^2$

② Résumé :

→ On considère un bilitaire (invariant) constitué de 2 spinors de Dirac distincts et d'un insertion. On oublie les phases.

bil:	P	C	T	CP	CPT
$\bar{\psi} \chi$	+	+	+	+	+
$\gamma_T \bar{\psi} \chi$	-	+	+	-	-?
P_L	+	+	+	+	+
P_R	+	+	+	+	+
γ^μ	+	-	+	-	-
$\gamma^\mu\gamma^5$	-	+	+	-	-
$\gamma^\mu P_L$	+	-	+	-	-
$\gamma^\mu P_R$	+	-	+	-	-
$\sigma^{\mu\nu}$	+	-	+	-	-
juste α_μ	α_μ	$-\alpha_\mu$	α_μ	$-\alpha_\mu$	$-\alpha_\mu$

→ Les phases induites par l'action des symétries sont tjs les mêmes indépendamment de l'insertion considérée.

$$\bar{\psi} \chi \mapsto \exp[i(\alpha_{C\chi, P\chi, T\chi, CP\chi, CPT\chi} - \alpha_{C\psi, P\psi, T\psi, CP\psi, CPT\psi})]$$

$$\text{où } \alpha_{C\psi_i} = \alpha_{P_i} + \alpha_{C_i} \text{ et } \alpha_{CPT\psi_i} = \alpha_{P_i} + \alpha_{C_i} + \alpha_{T_i}$$

→ Les phases sont important pour montrer qu'une symétrie est brisée (lorsque $\exists \alpha_i \text{ tq } L \mapsto L'$).

8.3 Transformation du L sous C, P et T

→ On considère le Lagrangien dans lequel les bilinéaires précédemment évoqués peuvent apparaître : L_{\pm} . On les multiplie donc par un couplege f (avec $f \in \mathbb{C}$) et par un boson de jauge de manière à rendre les bilinéaires invariants. Enfin, il faut aussi ajouter les termes hermitiens conjugués.

① Interaction purement vectorielle :

→ On considère : $L_{I,V} = f(\bar{\psi}\gamma_\mu \chi A^\mu) + f^*(\bar{\chi}\gamma_\mu \psi A^\mu)$

? ↳ Sous P : on obtient une phase $\exp\{i(\alpha_{Px} - \alpha_{P\bar{x}})\}$ qu'on peut choisir égale à 1 \Rightarrow P conservé !

? ↳ Sous C : on obtient $\exp\{i(\alpha_{Cx} - \alpha_{C\bar{x}})\} = f^*/f$
 \Rightarrow C conservé !

? ↳ Sous T : il faut prendre $\exp\{i(\alpha_{Tx} - \alpha_{T\bar{x}})\} = f/f^*$
 \Rightarrow T conservé

② Interaction purement axiale :

→ On considère $L_{I,A} = f(\bar{\psi}\gamma_\mu \chi A^\mu) + f^*(\bar{\chi}\gamma_\mu \psi A^\mu)$

↳ Sous P : il faut prendre $\exp\{i(\alpha_{Px} - \alpha_{P\bar{x}})\} = -1$

↳ Sous C : il faut prendre $\exp\{i(\alpha_{Cx} - \alpha_{C\bar{x}})\} = -f^*/f$

↳ Sous T : il faut prendre $\exp\{i(\alpha_{Tx} - \alpha_{T\bar{x}})\} = f/f^*$

③ Interaction $V \pm A$:

→ On considère $L_{I,V\pm A} = f(\bar{\psi}\gamma_\mu P_{R,L} \chi A^\mu) + f^*(\bar{\chi}\gamma_\mu P_{R,L} \psi A^\mu)$

↳ Sous P : pas possible de prendre la phase = 1 et -1 ; P brisé !

↳ Sous C : pas possible d'avoir f^*/f et $-f^*/f$; C brisé !

↳ Sous T : si le couplage est réel, alors + est conservé.

↳ Sous CP : si le couplage est réel, alors CP est conservé

Prop | L'interaction faible brise C et P de manière maximale.
Elle a une structure en V-A.

① 3 générations de fermions :

→ Considérons d'abord 1 seule génération : (u, d). Il n'y aurait pas bivion + ou CP :

$$L_{I, \text{v-a}} = f \bar{f} e^{i\alpha} \bar{\psi} \gamma^\mu P_L \chi A_\mu + f \bar{f} \bar{\chi} \gamma^\mu P_L \psi A_\mu e^{-i\alpha} \quad f = |\bar{f}| e^{i\alpha}$$

$$\xrightarrow{T} f \bar{f} \bar{\psi} \gamma_\mu P_L \chi A^\mu e^{-i\alpha} e^{i(\alpha_T x - \alpha_T +)} + f \bar{f} \bar{\chi} \gamma_\mu P_L \psi A^\mu e^{i\alpha} e^{-i(\alpha_T x - \alpha_T +)}$$

Si on prend $\alpha_T x - \alpha_{T+} = 2x$, alors $L_{I, \text{v-a}}$ est invariant.

↳ Pour CP, il faut prendre $\alpha_{CP} - \alpha_{CP+} = -2x$

↳ C'est cohérent avec le fait que pour une génération, le phare α n'est pas physique (il peut être absorbé dans la définition de ψ et χ de manière à rendre $f \in \mathbb{R}$).

→ Si on considère 3 générations (liées par des interactions à courant chargé), on ne peut éliminer $SCKM$. Il n'y a alors pas de valeur de α_T et α_{CP} qui rendrait L invariant
 $\Rightarrow T$ et CP brisés

→ Pour CPT, il suffit de prendre tout les $\alpha_{CPTi} = 0$:

$$L_{I, \text{v-a}} \mapsto f \bar{f} \bar{\chi} \gamma^\mu P_L \psi A_\mu e^{-i\alpha} + f \bar{f} \bar{\psi} \gamma^\mu P_L \chi A_\mu e^{+i\alpha}$$

↳ Impossible de briser CPT avec des bilinaires de fermions !

Prop | Le théorème CPT implique qu'un QFT invariante de Lorentz est invariante sous CPT

→ QFT : règle d'(anti-)commutation, spin-statistique et localité + hermiticité de l'hamiltonien.

- En QED et QCD, L_I fait intervenir le même charge fermionique.
 Dans ce cas, le couplage est réel et T et CP sont conservés.
- $$L_I = f \bar{\psi} \gamma_\mu P_L \psi A^\mu + f^* \bar{\psi} \gamma_\mu P_R \psi A^\mu$$
- $$= 2 \operatorname{Re} f \bar{\psi} \gamma_\mu P_L \psi A^\mu$$

- En QCD, on peut écrire un terme d'interaction purement gluonique
- $$L \ni \Theta_{QCD} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} G^{\mu\nu} G^{\rho\sigma} = \Theta_{QCD} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$$
- qui est bien打破 de la charge
- $SU(3)_c$
- mais qui n'est pas observé :
- $\Theta_{QCD} < 10^{-10}$
-
- Ce terme打破rait CP.

① Une conséquence du théorème CPT :

- Les masses et largeur de désintégration des particules et antiparticules sont identiques.

$$\hookrightarrow \langle i^{S_L}(p_f) | S | i^{A_i}(p_i) \rangle = \langle i^{S_L}(p_f) | 1 + iT | i^{S_i}(p_i) \rangle$$

$$= (\langle i^{S_L}(p_f) | T + TS | i^{S_i}(p_i) \rangle)^*$$

$$= (\underbrace{\langle i^{S_L}(p_f) | \text{CPT}^t \cdot \text{CPT} \cdot S \cdot \text{CPT}^{-1} \cdot \text{CPT} | i^{S_i}(p_i) \rangle}_{{\mathcal{T}}^{-S_L}(p_f)})^*$$

$$= \langle {\mathcal{T}}^{-S_i}(p_i) | 1 + iT | {\mathcal{T}}^{-S_L}(p_f) \rangle$$

- (Détail dans les notes) même masse pour la part. et antipart.

8.4 Transformation des hadrons sous P et C

- On considère l'état lié $|f_f\rangle = \int d^3\vec{p} \underbrace{\varphi(\vec{p})}_{\text{et d'où de l'état } |f\rangle} a_s^+(\vec{p}) b_s^+(-\vec{p}) |0\rangle$ dans son CM.

↪ Si on applique l'opérateur du parité :

$$P |f_f\rangle = \int d^3\vec{p} \underbrace{\varphi(\vec{p})}_{e^{-i\kappa_p}} \underbrace{P a_s^+(\vec{p})}_{a_s^+(-\vec{p})} \underbrace{P b_s^+(-\vec{p})}_{b_s^+(\vec{p})} |0\rangle$$

$$(\vec{p} \leftrightarrow -\vec{p}) = (-1) \int d^3\vec{p} \varphi(-\vec{p}) a_s^+(\vec{p}) b_s^+(-\vec{p}) |0\rangle$$

$$\text{Or, } \varphi(\vec{p}) \propto Y_l^m(\vec{p}/|\vec{p}|) \Rightarrow \varphi(-\vec{p}) = (-1)^l \varphi(\vec{p})$$

$$= (-1)^l |f_f\rangle = (-1)^{l+1} |f_f\rangle$$

PROP On a $P |f_f\rangle = (-1)^{l+1} |f_f\rangle$

↳ On trouve :

$$\pi^0 = (\pi^+ - \pi^-)/\sqrt{2} \quad P_{\text{rot}\ell=0} = -1$$

$$\eta_8 = (\pi^+ + \pi^- - 2\eta)/\sqrt{8} \quad P_{\eta_8\ell=0} = -1$$

$$\eta_0 = (\pi^+ + \pi^- + 2\eta)/\sqrt{6} \quad P_{\eta_0\ell=0} = -1$$

→ La parité des états $|f_f\rangle$ est fixée !

→ Considérons l'état lié $|f_1, f_2\rangle$ avec $f_1 \neq f_2$. On a

$$P|f_1, f_2\rangle = (-1)^{\ell+1} \cdot e^{-i\alpha_{1P}} e^{i\alpha_{2P}} \text{ parité non fixée !}$$

Par convention, on prend $\alpha_{2,P} = -\alpha_{1,P}$. Dans ce cas,

$$P_{\text{tot}}|f_1\rangle = P_{\pi^0}|f_1\rangle = P_{K^0}|f_1\rangle = P_{K^\pm}|f_1\rangle = -1$$

→ Regardons à présent la conjugaison de charge:

$$C|f_f\rangle = \int d^3\vec{p} \varphi(\vec{p}) \underbrace{c_{a_s^+}(\vec{p})}_{e^{-i\alpha_s}} \underbrace{c^+(\vec{p})}_{b_s^+(\vec{p})} \underbrace{c^+(b_s^+(-\vec{p}))}_{e^{i\alpha_s}} \underbrace{c^+(10)}_{(10)}$$

$$(\vec{p} \mapsto -\vec{p}) = \int d^3\vec{p} (-1)^{\ell+1} \varphi(\vec{p}) a_s^+(\vec{p}) b_s^+(-\vec{p}) |10\rangle \text{ dépend du spin}$$

→ Si $s=0$:

$$|f_f(s=0)\rangle = \left(\int d^3\vec{p} \varphi(\vec{p}) \right) \{ a_s^+(\vec{p}) b_s^+(-\vec{p}) - a_s^+(-\vec{p}) b_s^+(\vec{p}) \} |10\rangle$$

$$\hookrightarrow C|f_f(s=0)\rangle = (+1)|f_f(s=0)\rangle$$

→ Si $s=1$:

$$|f_f(s=1)\rangle = \left(\int d^3\vec{p} \varphi(\vec{p}) \right) \{ a_s^+(\vec{p}) b_s^+(-\vec{p}) \} |10\rangle$$

$$\hookrightarrow C|f_f(s=1)\rangle = (-1)|f_f(s=1)\rangle$$

PROP

$$\text{On a } C|f_f\rangle = (-1)^{\ell+s} |f_f\rangle$$

DÉF

On introduit la notation J^{PC} qui regroupe les nombres quantiques d'un particule, et permet de le classer.

→ pour π^0, η_8 et η_0 lorsque $\ell=0$, $J^{PC} = 0^{-+}$

→ pour ρ, ω et ϕ lorsque $\ell=0$, $J^{PC} = 1^{--}$

→ Pour les états chargés on prend le même α_P pour tout les quarks (convention). On a donc

$$\rightarrow C|\pi^+\rangle = +|\pi^-\rangle; C|K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle \text{ et } C|K^+\rangle = +|K^-\rangle$$

$$\rightarrow C_P|\pi^+\rangle = -|\pi^-\rangle; C_P|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \text{ et } C_P|K^+\rangle = -|K^-\rangle$$

8.5 Triangle d'unitarité

→ Pour avoir CP brisé dans le MS, il faut $\delta_{CKM} \neq 0$ (unique source de brisure CP).

↳ Si il y a 2 générations de quarks, $(V_{CKM})_{ij} \in \mathbb{R} \Rightarrow \delta_{CKM} = 0$

↳ Si il y a 3 générations mais 2 quarks avec les mêmes masses, $\delta_{CKM} = 0$

↳ Si il y a 3 gén. mais 3 q t.q. $m_q = 0$, alors $\delta_{CKM} = 0$

Dans ces cas là, la phase de la matrice CKM n'est pas physique: elle peut être réabsorbée en rephasant les quarks.

→ Les observables brisant CP doivent être une combinaison de plusieurs $(V_{CKM})_{ij}$ tel qu'il n'est pas possible de réabsorber la phase.

Contrexemple: $V_{ij} \mapsto V_{ij} \exp[i(\phi_i - \phi_j)] \in \mathbb{R}$

$$|V_{ij}|^2 \in \mathbb{R}$$

$$V_{ij} V_{kj}^*$$

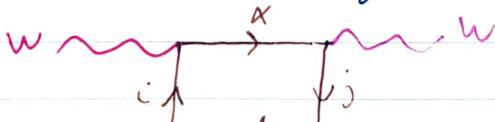
→ Une combinaison complexe, invariante de phase est

$$Q_{\alpha i \beta j} \equiv V_{\alpha i} V_{\beta j} V_{\alpha j}^* V_{\beta i}^* \quad (\text{quarks différents})$$

↳ Invariante sous $q_{i,j,\alpha,p} \mapsto \exp[i(\phi_{i,j,\alpha,p} - \phi_{i,j,\alpha,p})] q_{i,j,\alpha,p}$

↳ Physiquement, cela revient à regarder un diagramme du type:

où chaque quark entre



et sort des vertex

→ Diagramme bouclé



↳ 2nd ordre au moins dans les interactions faibles.

DEF

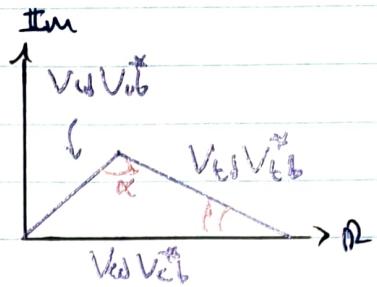
On définit l'invariant de Jarlskog J selon:

$$J \equiv \text{Im} \{ Q_{\alpha i \beta c} \} = - \text{Im} \{ Q_{\alpha d \beta c} \}$$

↳ Toutes les observables brisant CP sont $\propto J$

→ L'unité de V_{CKM} permet de définir le triangle d'unité.
 En effet, on a $V_{CKM}^+ V_{CKM} = 1$
 $\Rightarrow V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{ts} V_{tb}^* = 0$

On peut tracer le triangle suivant :
 où on a rephasé $V_{cd} V_{cb}^*$ pour qu'il soit réel.



PROP L'aire du triangle d'unité est l'invariant de Jarlskog.

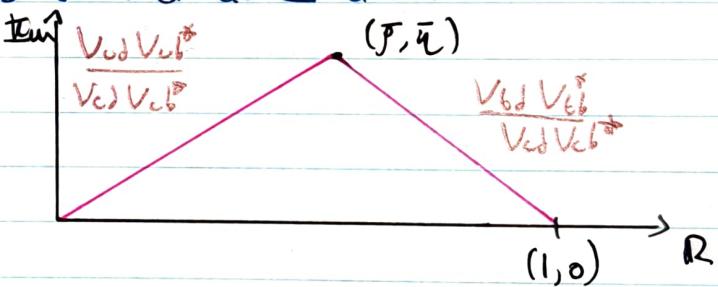
→ En divisant chaque terme par $V_{cd} V_{cb}^*$, on trouve le triangle d'unité

DEF

On définit les paramètres (\bar{p}, \bar{q}) selon

$$\bar{p} \equiv \operatorname{Re} \left[\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right] \quad \text{et} \quad \bar{q} \equiv \operatorname{Im} \left[\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right]$$

↳ Ce sont les coord. du sommet du \triangle d'unité.



→ En général, on pourrait construire 6 triangles (équivalents).

→ Experimentalement, on trouve $J = (3,05^{+0,1}_{-0,2}) \cdot 10^{-5}$
 Petit car $J \propto (m_u^2 - m_c^2)$