

La longue traque du boson de Higgs

Gilles Cohen-Tannoudji

www.gicotan.fr

Laboratoire de recherche sur les sciences de la matière
(LARSIM)
CEA-Saclay

Les enjeux de la vérification et du dépassement du modèle standard

Les constituants élémentaires

Génération Type	1 ^{ère} génération	2 ^{ème} génération	3 ^{ème} génération
q=2/3 quarks	Haut <i>u</i> (f EM F)	Charme <i>c</i> (f EM F)	Sommet <i>t</i> (f EM F)
q=-1/3 quarks	Bas <i>d</i> (f EM F)	Etrange <i>s</i> (f EM F)	Beauté <i>b</i> (f EM F)
Leptons neutres (neutrinos)	Neutrino d'électron ν_e (f)	Neutrino de muon ν_μ (f)	Neutrino de tauon ν_τ (f)
Leptons chargés	Electron <i>e</i> (f EM)	Muon μ (f EM)	Tauon τ (f EM)

Les interactions fondamentales

Interaction	Particules impliquées	Charge	Boson
Forte	Quarks	Couleur	Gluons
Electromagnétique	Quarks, leptons chargés	Charge électrique	Photon
Faible	Quarks, leptons chargés et neutrinos	Isospin et hypercharge faibles	Bosons vecteurs intermédiaires, W^+, W^-, Z^0
Gravitation	Toutes les particules	Énergie	Graviton

Acquis et lignes de force du modèle standard

- Découverte d'un nouveau niveau d'élémentarité, les **quarks**
- Un principe unificateur la **symétrie de jauge**
- Un critère de fiabilité, **la renormalisabilité**
- Un mécanisme efficace de brisure de la symétrie de jauge préservant la renormalisabilité, le **mécanisme de Higgs** qui implique l'existence d'au moins une particule non encore découverte, le **boson de Higgs**
- Accord avec l'ensemble des données expérimentales jusqu'à 200 GeV
- Potentiel de découverte de physique nouvelle à des énergies plus élevées

L'histoire du modèle standard consolidé

Dates	Cadre théorique	Gravitation	Électro magnétisme	Interaction faible	Interaction forte
17 ^{ème} siècle	Galilée, Newton	<u>Newton</u>			
19 ^{ème} siècle	Mécanique analytique, thermodynamique statistique		<u>Maxwell</u>		
1895-1898			Rayons X, électron, radioactivité		
1900-1930	Mécanique quantique				
1905-1915	Relativité	<u>Einstein</u>			
1930-1950	Théorie quantique des champs		<u>QED</u>	<u>Fermi</u>	Yukawa
1970-2000	Théories de jauge	<u>Big bang</u>	<u>Théorie électrofaible de Glashow, Salam et Weinberg</u>		<u>QCD</u>

Modèle standard et révolutions scientifiques

- Le premier modèle standard (mécanique newtonienne et théorie universelle de la gravitation) marque la première révolution scientifique (naissance de la science moderne et épanouissement de la science classique) et le début de l'ère industrielle, inspirée par les Lumières
- Le modèle standard actuel fondé sur la relativité et les quanta, marque la seconde grande révolution scientifique, celle du 20^{ème} siècle
- En physique des particules (avec le LHC), en cosmologie, en physique des très basses températures, apparaissent des signes avant-coureurs d'une nouvelle révolution scientifique

Les défis de l'unification électrofaible

- Unification possible des interactions faible et électromagnétique (**unification électrofaible**) avec le modèle des **bosons intermédiaires** (MBI) massifs
- Sans symétrie de jauge, le MBI n'est pas renormalisable
- Avec la symétrie de jauge, le MBI serait renormalisable mais il faudrait que les bosons intermédiaires soient sans masse
- Pour qu'existe une théorie à symétrie de jauge dans l'interaction faible, il faudrait que tous les constituants élémentaires (les fermions) soient sans masse
- **Or des bosons intermédiaires sans masse et des fermions sans masse sont en contradiction flagrante avec l'expérience**

Courants faibles, Parité, hélicité et chiralité

- **Le modèle de Fermi**

- La préhistoire de l'interaction faible

- La désintégration β
 - Au niveau nucléaire
 - Au niveau des nucléons

- **La violation maximale de la parité**

- **Le neutrino**

- **Le muon**

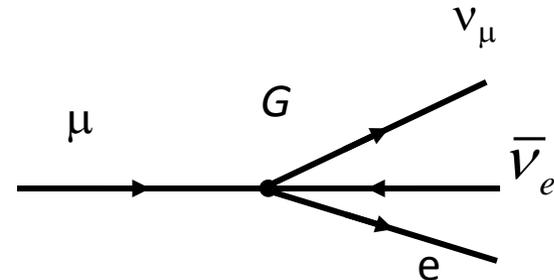
- **Le nombre leptonique et les types de neutrinos**

- Le lagrangien de Fermi (pour les leptons)

$$\mathcal{L}_{Fermi} = -\frac{G}{\sqrt{2}} J_\lambda J^{\lambda\dagger}$$

$$G = (1.026 \pm 0.001) 10^{-5} m_p^{-2}$$

$$J_\lambda = \bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \mu + \bar{\nu}_e \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) e + \text{h.c.}$$



- **Parité, hélicité, chiralité**

- Pour des particules de **masse nulle**, l'invariance de Lorentz présente certaines particularités:

- **L'hélicité** (projection du spin le long de l'impulsion)

- **ne peut valoir que +S ou -S;**

- et elle est **conservée** dans les transformations de Lorentz

- Par exemple, le **photon**, particule de masse nulle et de spin 1, **n'a pas d'hélicité 0**

- Pour un spineur de masse nulle, l'opérateur d'hélicité, qu'on appelle aussi la **chiralité**, est égal à

$$1 \pm \gamma_5$$

- La conservation de la chiralité correspond à une **violation maximale de l'invariance par parité**

- On peut considérer les deux états d'hélicité d'un spineur de masse nulle comme deux particules différentes, un spineur **gauche** et un spineur **droit**

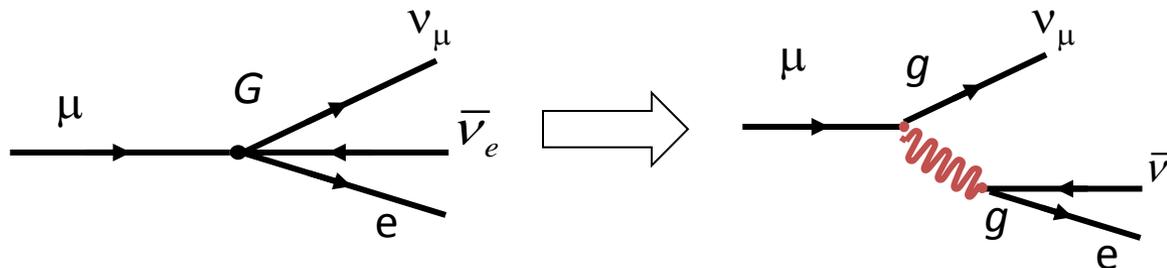
$$\psi_G = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi ; \psi_D = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi$$

- Dans le modèle de Fermi, **si les fermions étaient de masse nulle**, on pourrait interpréter la violation maximale de la parité comme une conservation de la **chiralité**: les courants faibles, en interaction de contact, sont portés, **exclusivement par des spineurs gauches (et des anti-spineurs droits)**
- Tout terme de masse brise la conservation de la chiralité, car il couple des spineurs de chiralités différentes

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$$

- À partir de cette observation, pour construire une théorie de l'interaction faible, on va supposer que **la chiralité est une symétrie idéale exacte à l'approximation des spineurs de masse nulle**, quitte à rechercher ensuite un **mécanisme capable de rendre massifs les spineurs**

- **Le modèle des bosons intermédiaires (MBI)**



- Comparaison des **courants faibles et électromagnétiques**
 - Les courants faibles sont chargés, les courants électromagnétiques sont neutres. **Existe-t-il des courants faibles neutres?**
 - Conservation de la parité dans l'interaction électromagnétique: **les fermions droits et les fermions gauches ont la même charge électrique**
 - **Les fermions droits participent-ils aussi à l'interaction faible?**
 - Possibilité **d'unification électrofaible**: si le boson intermédiaire a une masse de l'ordre d'une soixantaine de GeV, la constante de l'interaction faible peut être égalée à la charge électrique

$$A_{\text{Fermi}} = G; A_{\text{MBI}} = \frac{g^2}{q^2 - m_W^2}$$

$$q = e - \bar{\nu}_e \qquad G \approx \frac{g^2}{m_W^2}$$

$$|q^2| \ll m_W^2 \Rightarrow A_{\text{MBI}} \approx \frac{g^2}{m_W^2}$$

Si on transforme le MBI en théorie de jauge, on peut espérer obtenir une théorie renormalisable pour l'interaction faible unifiée à l'interaction électromagnétique.

Interactions faibles des hadrons

- Désintégration β des hadrons non étranges

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

- Désintégration des hadrons étranges

- Les mésons K, les hypérons Λ , Σ , Ξ et Ω ont des désintégrations par interaction faible (durée de vie longue, violation de la parité).
- Constante de couplages de même ordre de grandeur que la constante de Fermi, mais pas exactement égales

- **Les courants faibles hadroniques dans le modèle des quarks-partons**

- L'angle de **Cabbibo**

- Comme les quarks sont des spineurs, il est facile de construire un **courant hadronique faible**, analogue au courant leptonique faible, à partir des quarks:

$$\bar{q}_{2/3} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_{-1/3}$$

- Il est possible d'unifier les interactions faibles des hadrons étranges et celles des hadrons non étranges (i.e. avec comme unique constante de couplage, la constante de Fermi) en construisant le courant faible à partir d'une **combinaison linéaire des quarks d et s** :

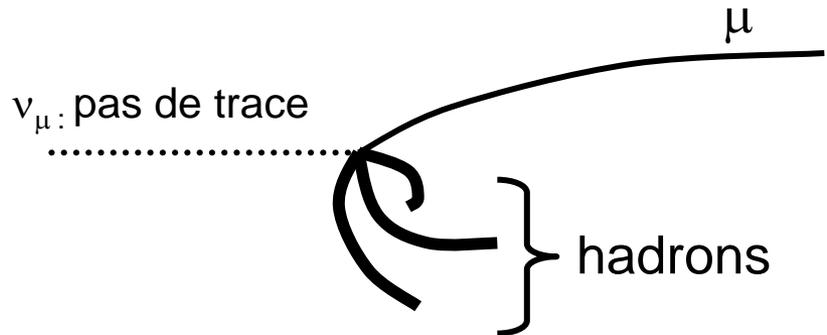
$$J_\mu^{\text{had}} = \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) [\cos \theta d + \sin \theta s]$$

$\theta =$ angle de Cabbibo

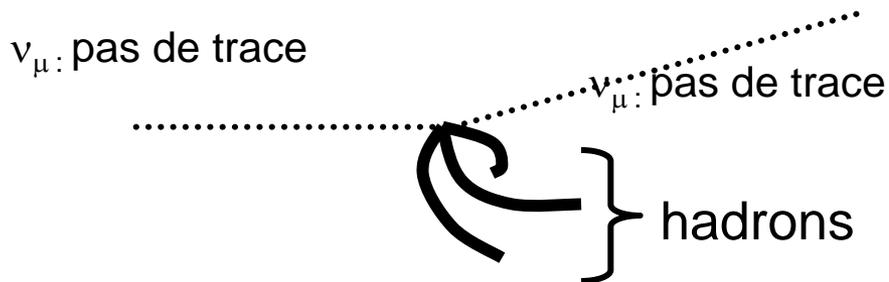
$$(\cos \theta = 0.974 \pm .0025)$$

– Les courants faibles neutres

- Difficulté de leur mise en évidence: s'il existe des courants faibles neutres **l'interaction** où ils sont impliqués **est masquée par l'interaction électromagnétique, sauf s'il s'agit d'un courant neutre construit à partir de neutrinos.**
- Les expériences neutrinos de 1973: faisceaux intenses de neutrinos, chambre à bulles à liquide lourd (Gargamelle)



Interaction à courant chargé



Interaction à courant neutre

- Le courant neutre hadronique

$$J_{\mu}^{\text{N. had}} = \bar{u} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) u - \cos^2 \theta \bar{d} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) d - \sin^2 \theta \bar{s} (1 - \gamma_5) s - \sin \theta \cos \theta \left[\bar{d} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) s + \bar{s} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) d \right]$$

$$J_{\mu}^{\text{N. had}} = \bar{N} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) N$$

$$N = \begin{pmatrix} u \\ d_{\theta} \end{pmatrix}$$

Courants neutres avec changement de saveur

$$d_{\theta} = d \cos \theta + s \sin \theta$$

- Mais expérimentalement les interactions à courants neutres avec changement de saveur sont **beaucoup plus faibles que celles sans changement de saveur**
- Le charme et le mécanisme "GIM" (Glashow Iliopoulos Maiani)
- Les courants neutres étant construits à partir de **doublets de spineurs**, il est tentant de passer du modèle de Fermi à un MBI puis à une **théorie de jauge non abélienne dont l'invariance de jauge serait le groupe SU(2) de l'"isospin faible"**.

- Dans un tel cadre théorique, Glashow, Iliopoulos et Maiani ont pu élaborer un mécanisme permettant de **réduire la contribution des courants neutres avec changement de saveur**: ils introduisent un **nouveau doublet de quarks** formé d'un **nouveau quark de charge 2/3**, qu'ils appellent le quark de **charme**, et de **la combinaison s_θ orthogonale à la combinaison d_θ**

$$J_\mu^{\text{N had}} = \bar{N} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) N + \bar{N}' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) N'$$

$$N' = \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix}$$

$$s_\theta = -d \sin \theta + s \cos \theta$$

de telle sorte que les termes en **$\sin\theta\cos\theta$ se compensent dans l'expression du courant neutre total.**

- À partir de la théorie de jauge en construction, ils peuvent **évaluer la masse du quark de charme qui permettrait au modèle d'être en accord avec les données expérimentales**. Ils trouvent une masse comprise entre **1,5 et 2 GeV**
- La découverte en 1975 de la **particule J/ψ à 3,1 GeV** qui a été interprétée comme un "**charmonium**" a marqué un tournant décisif dans l'histoire du modèle standard

Les symétries idéales de la théorie électrofaible

- **Isospin faible et hypercharge faible**
 - Comportement **des fermions droits** dans l'interaction faible
 - Si on continue à supposer que tous les fermions sont de masse nulle, **et si on continue à tenter d'unifier interaction faible et interaction électromagnétique (théorie électrofaible)**, on doit se préoccuper du comportement des fermions droits dans l'interaction faible, puisque ces fermions participent à l'interaction électromagnétique autant que les fermions gauches.
 - **L'idée décisive:**
 - Le groupe de symétrie idéale de l'interaction faible est **le produit de l'isospin faible SU(2) par le groupe U(1) d'une "hypercharge faible"**
 - **Les fermions droits et gauches ont des nombres quantiques d'isospin et d'hypercharge différents:**
 - » **Les fermions gauches sont des doublets d'isospin**
 - » **Les fermions droits sont des singulets d'isospin**
 - » **Les hypercharges des fermions sont attribuées aux différents fermions de telle sorte qu'à partir de la formule de Gell-Mann et Nishijima, $Q=I_3+ Y/2$ les charges des fermions droits et gauches soient égales.**

Fermion	Charge: $Q=I_3+Y/2$	Isospin I_3	Hypercharge Y
u_G	$2/3=1/2+1/6$	$1/2$	$1/3$
d_G	$-1/3=-1/2+1/6$	$-1/2$	$1/3$
u_D	$2/3=0+2/3$	0	$4/3$
d_D	$-1/3=0-1/3$	0	$-2/3$
ν_G	$0=1/2-1/2$	$1/2$	-1
e_G	$-1=-1/2-1/2$	$1/2$	-1
$\underline{\nu_D} (?)$	$0=0+0$	0	0
e_D	$-1=0-1$	0	-2

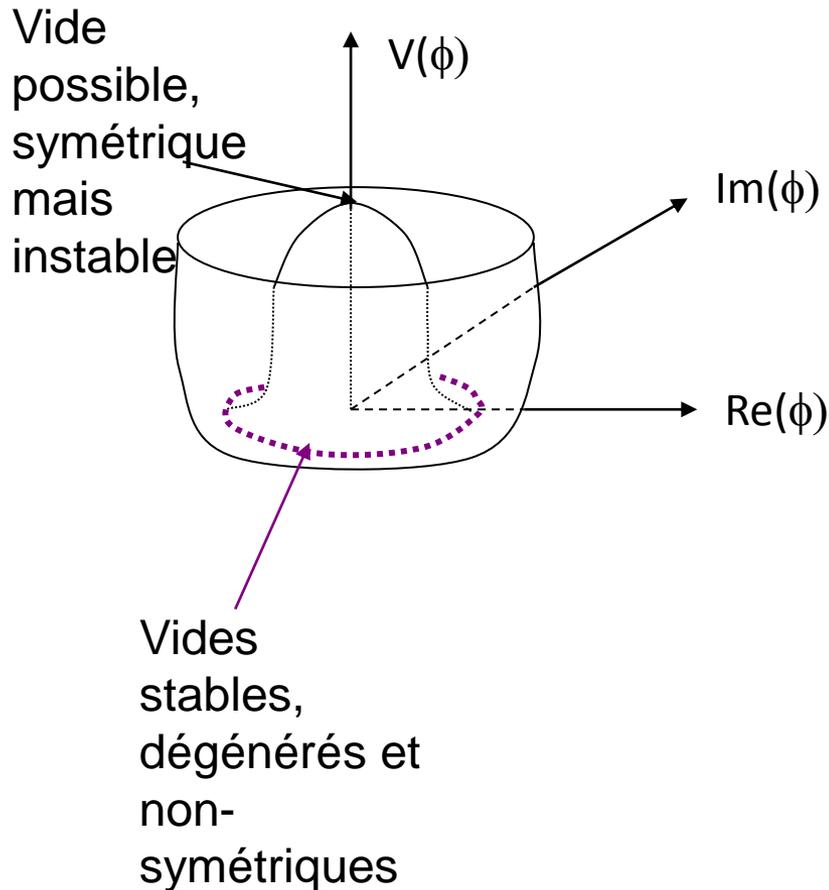
Une théorie de jauge pour l'interaction électrofaible

- **Groupe de jauge:** $SU_L(2) \times U_Y(1)$ (l'indice "L" signifie que seuls les fermions gauches – "left" – ont un isospin faible; et l'indice "Y" signifie que le groupe U(1) est celui de l'hypercharge)
- Champs de jauge:
 - Trois bosons de masse nulle et de spin 1 pour le groupe $SU(2)_L$
 W_1, W_2, W_3
 - Un boson de masse nulle et de spin 1, **B**, "l'hyperphoton"
- Le défi de l'unification électrofaible:
 - **Un MBI où les bosons intermédiaires ne sont pas des quanta de champs de jauge n'est pas renormalisable**
 - **Une théorie de jauge est renormalisable, mais les bosons sont nécessairement de masse nulle ce qui suppose une portée infinie pour l'interaction faible, en contradiction flagrante avec les données expérimentales.**
 - **Pour construire notre théorie tentative, nous avons dû supposer que tous les fermions sont de masse nulle, ce qui n'est pas le cas**

Mécanisme de Higgs et émergence des masses

- **Phénomènes de brisure spontanée de symétrie**
 - Définition générale: on dit que l'on a une situation de **brisure spontanée de symétrie** dans un système physique **si la dynamique du système a une certaine symétrie et que les états n'ont pas cette symétrie**
 - Cette situation **physique** est analogue à la circonstance **mathématique** où l'ensemble des solutions d'une équation a une certaine symétrie alors que chaque solution particulière n'a pas la symétrie en question.
 - Les situations de brisure spontanée de symétrie sont fréquentes en physique statistique: elles résultent d'un **conflit entre la symétrie d'une cause principale et la stabilité de l'état fondamental** du système par rapport à des fluctuations incontrôlables (thermiques ou quantiques) qui n'ont pas la symétrie en question. **On a une brisure spontanée de symétrie si l'état d'énergie extrême symétrique est instable alors que les seuls états d'énergie extrême stables sont non symétriques**

- **Brisure spontanée de symétrie globale en TQC**



$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(\phi)$$

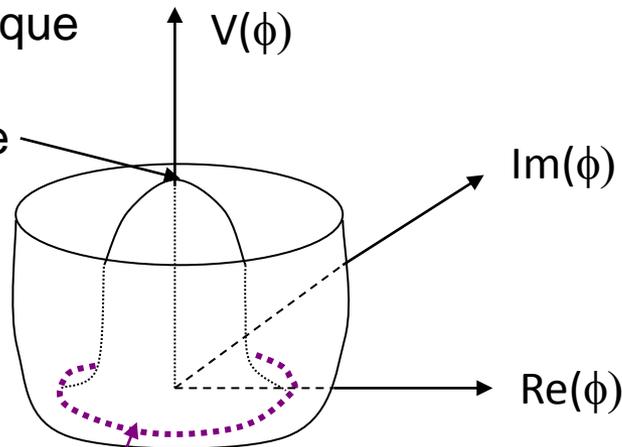
$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i\phi_2)$$

$$V = \frac{\lambda}{6} (\phi^* \phi - \eta^2)^2 ; \eta \text{ réel}$$

Théorème et boson de Goldstone:

- A cause de la dégénérescence des vides stables, on peut changer de vide sans dépense d'énergie
- Dans le spectre de la théorie, il existe au moins **une particule scalaire, de masse nulle, le boson de Goldstone**

Vide possible, symétrique mais instable



Vides stables, dégénérés et non-symétriques

- **Brisure spontanée d'une symétrie locale abélienne**

- Si, dans l'exemple précédent, l'invariance par changement de la phase du champ est imposée comme une symétrie locale, alors il faut introduire un **champ de jauge** (le potentiel électromagnétique) dont le quantum est un boson de masse nulle et de spin 1 (le photon)
- Le passage d'un état fondamental stable à une autre (mouvement dans le "fond de la rigole") est une transformation de jauge
- Le boson de Goldstone s'intègre au champ de jauge en lui fournissant l'état d'hélicité 0 qui lui manquait pour être massif: **le boson de jauge et le boson de Goldstone, tous les deux sans masse, fusionnent en un boson de jauge massif**
- Le deuxième degré de liberté du champ scalaire devient un boson scalaire massif, **le boson de Higgs**, correspondant au mouvement "au-dessus de la rigole"

- **Le mécanisme de Brout Engler Higgs**

- **Mécanisme** par lequel un sous groupe SU(2) du produit de l'isospin faible par l'hypercharge faible est **brisé spontanément et l'invariance de jauge de l'électromagnétisme est la symétrie de jauge résiduelle**

- **Les champs de Higgs:** un doublet de champs scalaires et son conjugué (4 degrés de liberté) $(\phi^+, \phi^0); (\bar{\phi}^0, \phi^-)$

- Le potentiel est le même que précédemment $V = \frac{\lambda}{6} (\bar{\phi}\phi - \eta^2)^2$

- Les trois bosons de Goldstone fusionnent avec les trois bosons de jauge de l'isospin faible et forment **trois bosons de jauge massifs**

- Le quatrième degré de liberté des champs de Higgs devient un boson scalaire massif, **le boson de Higgs**

- Le boson de jauge **W³** (couplé aux courants faibles neutres) et le boson de jauge de l'hypercharge **B** se mélangent pour donner un **boson intermédiaire neutre Z et le photon γ , de masse nulle, boson de jauge de la symétrie de jauge résiduelle**, correspondant à la conservation de la charge électrique

$$A_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3$$

Le paramètre θ_W est appelé **angle de Weinberg**

- **Prédictions du modèle standard électrofaible (Glashow Salam Weinberg)**

- À l'approximation de Born

$$e = g \sin \theta_w$$

$$\tan \theta_w = \frac{g'}{g}$$

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

$$M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta_w$$

$$G_N = G$$

g = constante de l'isospin

g' = constante de l'hypercharge

$$M_W^2 = \frac{1}{2} \eta^2 g^2$$

$$M_H^2 = \frac{2}{3} \lambda \eta^2$$

- L'invariance de jauge n'est pas vraiment brisée:

- **Les courants sont conservés**

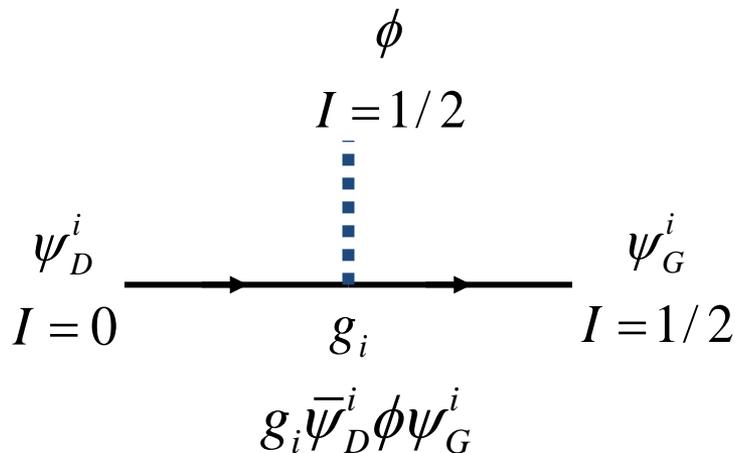
- Pour le développement perturbatif, on peut choisir arbitrairement un des vides stables possibles; **on peut changer de vide par un changement de jauge.**

- **La renormalisabilité de la théorie n'est pas perdue** lors de la brisure spontanée de symétrie

- Les interférences Z, γ induisent des **effets observables de violation de la parité en physique atomique**

- **Les masses des fermions**

- Un sous-produit inattendu du mécanisme de Brout Engler Higgs permet de donner de la masse aux fermions
 - On peut coupler (**couplage de Yukawa**) le champ de Higgs (doublet d'isospin) à un fermion gauche (doublet d'isospin) et au fermion droit (singulet d'isospin) de même saveur $SU_L(2) \times U_Y(1)$



- **Quand on choisit un vide, on remplace le champ de Higgs par sa valeur moyenne dans le vide η et le couplage de Yukawa devient un terme de masse du fermion !**

$$g_i \bar{\psi}_D^i \phi \psi_G^i \rightarrow g_i \eta \bar{\psi}_D^i \psi_G^i$$

$$g_i = \frac{m_i}{\eta}$$

- **Et le boson de Higgs?**

- L'existence du boson de Higgs est **la prédiction cruciale du MS**. Ses propriétés (masse et couplage aux autres champs du MS) sont complètement contraintes par la cohérence d'ensemble de la théorie

- **La masse du boson** de Higgs dépend essentiellement du paramètre λ , coefficient du terme en ϕ^4 dans le potentiel

$$V = \frac{\lambda}{6} (\bar{\phi}\phi - \eta^2)^2; M_H^2 = \frac{2}{3} \lambda \eta^2$$

et c'est la seule quantité physique qui soit très sensible à ce paramètre.

- Les couplages du boson de Higgs aux autres champs dépendent de paramètres du MS qui peuvent être déterminés à partir des expériences. **De manière générale, le couplage du boson de Higgs à une particule est une fonction croissante de la masse la particule**. Les couplages du boson de Higgs aux particules légères comme les leptons et les quarks légers (u,d,s,c) sont négligeables. **Les seuls couplages importants sont ceux du boson de Higgs aux quarks b et t, et aux bosons intermédiaires W et Z**
- **La recherche du boson de Higgs était l'objectif prioritaire assigné au LHC. En principe, une réponse claire sur la question de l'existence et éventuellement des propriétés du boson de Higgs, devrait être apportée d'ici la fin de l'année 2012**

– Les générations

- En même temps que le charmonium (en 1975), on a découvert un **troisième lepton, le lepton τ** (dont le neutrino n'a été découvert que récemment).
- Le problème des anomalies (évoqué à propos de la couleur) suggère que s'il existe trois leptons chargés (et donc vraisemblablement trois doublets de leptons) alors, il devrait exister trois doublets de quarks pour que les anomalies potentielles s'annulent. On appelle **génération** l'ensemble d'un doublet de leptons et d'un doublet de quarks pour lesquels les anomalies se compensent. **Du point de vue du MS, les générations se comportent de la même façon; d'une génération à l'autre, les particules ne diffèrent que par les masses.**
- On s'est donc mis à la recherche de ce troisième doublet de quarks, constitué du **t** (pour "**top**", ou **sommet**) de charge $2/3$ et du **b** (pour "**beauty**") de charge $-1/3$.
- Le quark **b** a été découvert en 1978 et le quark **t** en 1995.
- Cette dernière découverte est à mettre au compte du modèle standard: les **tests de précision du MS** faits au LEP faisaient intervenir la masse du quark top comme un paramètre, et l'accord entre les prédictions du MS et les données expérimentales contraignait la valeur de ce paramètre aux environs de 175 GeV. **C'est à cette masse que le quark a été découvert au Tevatron du Fermilab aux USA**

– La violation de CP

- Jusqu'en 1964 on pensait que l'interaction faible qui viole de façon maximale l'invariance par parité, était invariante par CP, produit de la conjugaison de charge C par la parité P.
- En 1964, Christensen, Cronin, Fitch et Turlay (récemment décédé) font la **découverte totalement inattendue d'une violation de la symétrie CP dans la désintégration des mésons K neutres.**
- Tout récemment (en 2001), **une violation de la symétrie CP a été observée dans la désintégration de mésons "beaux" (i.e. contenant un quark b).**
- **Le MS peut s'accommoder d'une telle brisure de symétrie:**
 - Kobayashi et Maskawa ont généralisé à trois générations le mécanisme GIM qui permet de réduire l'intensité des interactions faibles à courants neutres avec changement de saveur, à l'aide d'une matrice de mélange orthogonale (appelée **matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa**).
 - Cette matrice dépend de paramètres qui n'ont pas encore tous été déterminés, mais l'un de ces paramètres est une **phase qui peut induire une violation de l'invariance CP.**
- Dans le cadre des théories de grande unification (voir plus bas), la violation de CP pourrait avoir des implications très importantes quant à **l'équilibre matière-antimatière dans l'univers primordial.**

– Les masses des neutrinos

- Nous avons vu plus haut que l'application de la règle de Gell-Mann Nishijima aux neutrinos droits conduisait à attribuer à ces particules un isospin et une hypercharge nuls, ce qui implique que ces particules n'auraient aucune interaction dans le cadre du MS. On peut donc supposer qu'il n'y a pas de neutrinos droits. Mais s'il n'y a pas de neutrinos droits, le mécanisme des couplages de Yukawa ne peut pas donner de masse aux neutrinos. **Donc, dans sa version minimale, le MS s'accommode de neutrinos de masse nulle.**
- Mais, sans être fondamentalement remis en cause, **le MS peut être rendu compatible avec des neutrinos massifs**
- C'est pourquoi les recherches visant à mettre en évidence des masses de neutrinos différentes de 0, ont pour enjeu de mettre à découvert une **physique nouvelle, au delà du MS**, i.e. dépendant d'autres paramètres que ceux du MS.
- **Des expériences très récentes (2001, 2002) ont montré que les neutrinos sont massifs (des masses très petites, une fraction d'électronvolt, mais différentes de 0).**

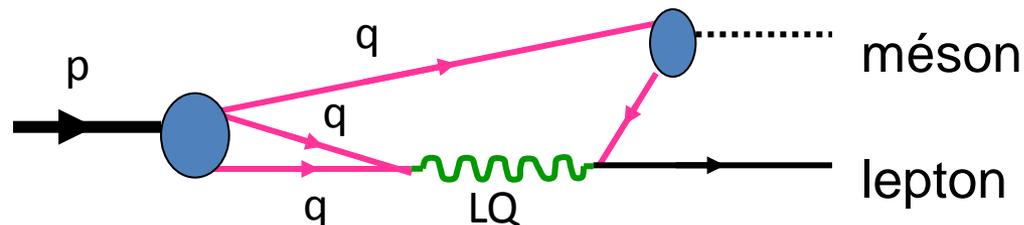
Du modèle standard à la grande unification

- **Les acquis de la théorie électrofaible**
 - La théorie électrofaible répond à toutes les questions qui se posaient à propos de l'interaction faible
 - **Théorie de jauge renormalisable**
 - **Portée finie des interactions faibles**
 - **Parité, chiralité et masses des fermions**
 - **Voie ouverte vers une unification avec QED**
 - **Adaptabilité face à des découvertes imprévues (violation de CP, masses des neutrinos)**
 - **Succès éclatants** dans la confrontation avec les résultats expérimentaux
 - **Courants neutres** en 1973
 - **Charme** en 1975
 - **Violation de la parité en physique atomique** en 1977
 - **Quark de beauté** en 1978
 - **Bosons intermédiaires** au collisionneur proton-antiproton du CERN en 1983

- **Tests de précision (corrections quantiques)** au LEP, phase I et phase II, de 1989 à 2001
- Découverte du **quark top** en 1995 au Tevatron, après détermination de la masse au LEP
- **Violation de CP** dans la désintégration des **mésons "beaux"** en 2001
- **Masse des neutrinos** en 2001, 2002
- **Et maintenant?**
 - Le mécanisme de Higgs, pierre angulaire du MS, n'a pas encore été complètement validé puisque **le boson de Higgs reste à découvrir.**
 - Pourquoi continuer sur la voie de **l'unification électrofaible?**
 - **L'unification n'est pas complète:**
 - Les constantes de couplages de SU(2) et U(1) ne sont pas égales
 - Comme théorie abélienne, **QED** n'est pas asymptotiquement libre et son **comportement à très haute énergie est pathologique**
 - Le groupe de renormalisation permet de prédire le comportement à haute énergie des "constantes" de couplages courantes, or **les trois constantes (QCD, SU(2), U(1)) semblent converger vers une valeur commune vers 10^{15} ou 10^{16} GeV**

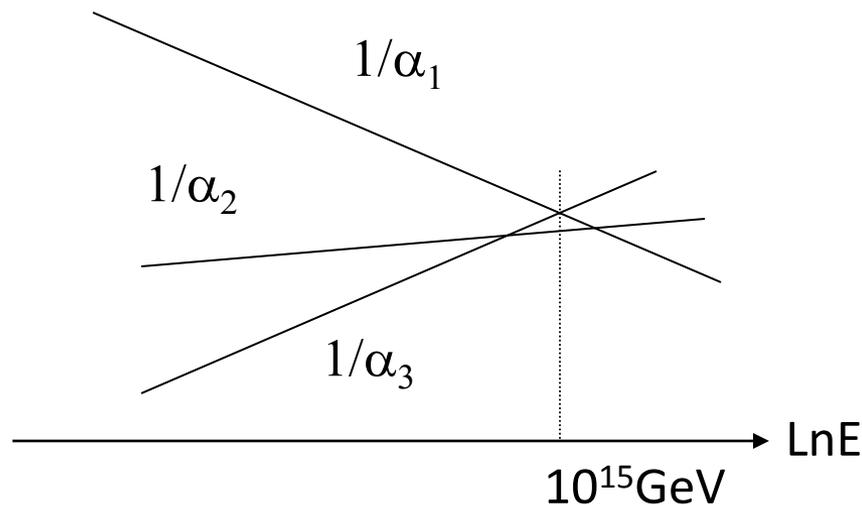
- La théorie SU(5) de "grandiose" unification (GUT)
 - Le groupe le plus simple contenant comme sous-groupe le produit de la couleur par l'isospin faible et par l'hypercharge faible est le groupe **SU(5)**
 - On a donc essayé (Georgi, Quinn, Weinberg, 1974) une théorie de jauge non-abélienne, avec comme groupe de jauge SU(5) pour réaliser **la "grandiose" unification des interactions forte, faible et électromagnétique.**
 - Dans cette théorie, il y aurait 24 bosons de jauge, de masse nulle en l'absence de brisure : les 8 **gluons**, les 4 **bosons électrofaibles** et 12 "**leptoquarks**" (capables de transformer un quark en un lepton)
 - On invoque un **mécanisme de Higgs à double détente** comportant deux brisures spontanées:
 - Une brisure spontanée à 10^{15} GeV où les gluons et les bosons électrofaibles resteraient de masse nulle alors que les leptoquarks prendraient une masse de l'ordre de 10^{15} GeV
 - Une autre brisure spontanée à une centaine de GeV, celle que nous avons décrite plus haut, où les bosons intermédiaires de l'interaction deviendraient massifs et le photon resterait de masse nulle

- Prédications de la théorie SU(5)
 - La valeur de **l'angle de mélange de Weinberg**, dont la tangente est un rapport de constantes de couplage, **est prédite par la théorie, en assez bon accord avec l'expérience**
 - La charge électrique est **quantifiée** (seules existent des charges qui sont un multiple entier de $e/3$)
 - Les transitions par échange de leptoquark violent la conservation du nombre baryonique et celle du nombre leptonique: **elles rendent donc possible une désintégration du proton**
 - Une durée de vie de l'ordre de **10^{30} ans** est prédite pour le proton (de l'ordre de m_{LQ}^4)



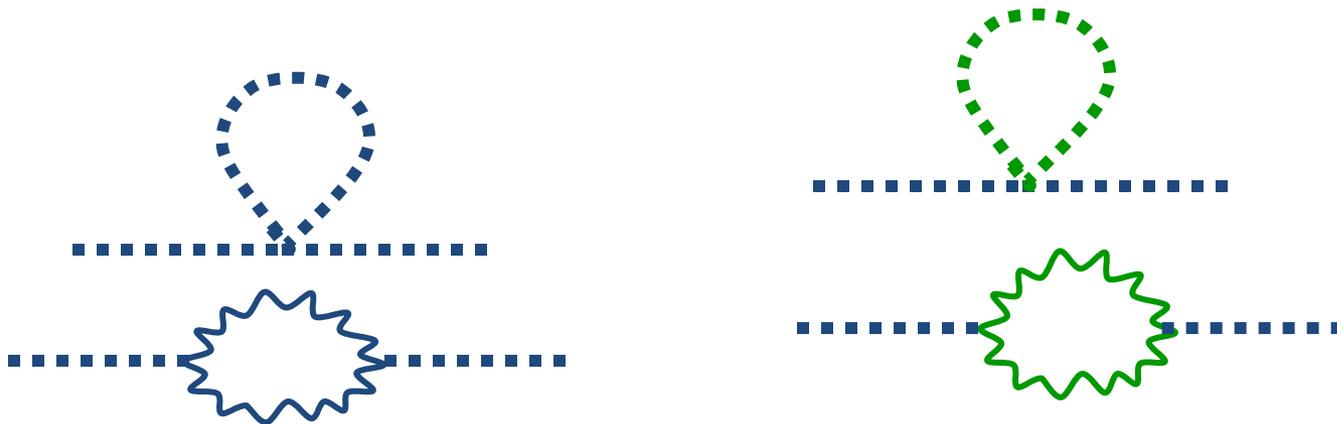
– Échec de la théorie SU(5)

- Pas de désintégration de proton observée malgré de longues recherches qui auraient du aboutir si la durée de vie prédite avait été réelle. D'après le résultat de ces recherches, la durée de vie du proton est supérieure à 10^{32} années.
- Après **les mesures de précisions** faites au LEP et à HERA, l'évolution des constantes courantes a été mesurée avec précision, et il apparaît qu'elles **ne convergent pas bien à l'énergie attendue par la théorie SU(5)**



– Boson de Higgs et problème de hiérarchie

- Un problème d'ordre théorique, **appelé problème de la hiérarchie de masse**, met aussi en difficulté la théorie SU(5) en liaison avec la masse du (des) boson(s) de Higgs. Dans le cadre d'une théorie renormalisable la masse d'un boson de Higgs est renormalisée au travers des diagrammes de "self-énergie" qui **divergent quadratiquement**. Si on a deux mécanismes de Higgs intervenant à des énergies très différentes (10^{15}GeV et 10^2GeV), il semble très difficile d'éviter que les deux bosons de Higgs soient tous les deux très lourds (10^{15}GeV)
- On ne peut obtenir un boson de Higgs léger et un lourd qu'au prix **d'ajustements fins** ("*fine tuning*") qui rendent la théorie très peu crédible



- **Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)**
 - La supersymétrie (SUSY), est une nouvelle symétrie qui a été inventée pour résoudre certains problèmes de la **quantification de la gravitation**
 - Elle rassemble bosons et fermions au sein de **supermultiplets**
 - Elle unifie symétries internes et symétries d'espace-temps: **le carré d'une transformation de supersymétrie est le générateur des translations d'espace-temps**
 - Comme les particules du MS ne se regroupent pas en supermultiplets, il faut imaginer, si supersymétrie il y a, qu'elle est brisée de telle sorte que chaque particule du MS ait un **partenaire de l'autre statistique**, qui n'aurait pas encore été découvert.
 - Le modèle standard supersymétrique minimal est une **extension supersymétrique du MS**
 - Redonnant tous les acquis du MS
 - Comportant une **brisure de SUSY à quelques centaines de GeV** (i.e. avec des partenaires à découvrir à de telles masses)

Fermions du MS	Bosons du MS	Partenaire boson	Partenaire fermion
lepton		slepton	
quark		squark	
	gluons		gluinos
	W,Z		Wino,Zino
	photon		photino
	Higgs		Higgsino

- Le MSSM pourrait corriger les défauts de la théorie SU(5)
 - Avec SUSY brisée entre 500 et 1000 GeV, **on peut faire converger exactement les trois constantes de couplage**
 - **Le problème de la hiérarchie de masse des bosons de Higgs serait résolu**: dans un diagramme de self-énergie, par exemple, les boucles de bosons et de fermions ont des contributions de signes différents qui se compensent de telle sorte que les divergences quadratiques à l'origine du problème de la hiérarchie disparaissent
 - Dans une théorie de jauge avec SUSY, **les champs de Higgs et le potentiel du mécanisme de Higgs sont contraints**, alors que dans une théorie sans SUSY, ils sont complètement ad hoc.
 - Les partenaires supersymétriques neutres les plus légers (les "**neutralinos**") seraient des particules stables, n'interagissant que très faiblement: **ce sont des candidats tout trouvés pour résoudre le problème cosmologique de la matière noire.**
 - **La théorie dite des supercordes, meilleure candidate pour fournir une théorie quantique de la gravitation implique inévitablement la supersymétrie...**
 - Jusqu'à présent, la recherche de la supersymétrie n'a donné aucun résultat au LHC. C'est peut-être dû au fait qu'il n'a fonctionné qu'à la moitié de son énergie nominale.

Masse des neutrinos et grande unification

- Les masses des neutrinos ne sont pas nulles ; elles sont inférieures de plusieurs ordres de grandeurs à celles des autres fermions, ce qui suggère que si on voulait l'appliquer aux neutrinos, en supposant qu'existent des neutrinos droits, le mécanisme de Higgs ne serait pas suffisant et qu'il faudrait y introduire une nouvelle échelle de masse (ou d'énergie).
- Avec des neutrinos droits, on peut produire des neutrinos de Majorana (identiques à leur antiparticule). Etant identiques à leurs antiparticules, les neutrinos de Majorana doivent être complètement neutres, c'est-à-dire ne porter aucune charge.
- Or, dans le modèle standard, les neutrinos ne sont pas complètement neutres : ils sont porteurs d'un nombre « leptonique » caractéristique de leur espèce : ainsi, le neutrino de l'électron a un nombre « électronique » égal à +1, celui associé au muon a un nombre « muonique » égal +1 et le neutrino associé au tauon un nombre « tauonique » égal à +1. Pour qu'existe un neutrino de Majorana d'une masse M_{Majorana} , il faut qu'à une énergie de l'ordre de cette masse, son nombre « leptonique » ne soit pas conservé.

- Or, d'après les théories dites de grande unification on s'attend à ce qu'à une énergie très élevée E_{GUT} , de l'ordre de 10^{15} à 10^{16} GeV, intervienne l'unification des interactions forte et électrofaible rassemblant quarks et leptons dans des mêmes familles, et donc impliquant **une non conservation et du nombre « baryonique » (égal à 1/3 pour les quarks -1/3 pour les antiquarks et à 0 pour les leptons) et du nombre « leptonique » (égal à +1 pour les leptons, -1 pour les antileptons et à 0 pour les quarks).**
- l'hypothèse de neutrinos de Majorana, en faisant intervenir une échelle d'énergie $M_{\text{Majorana}} c^2 \approx E_{\text{GUT}}$, semble ouvrir une nouvelle fenêtre vers la physique de la grande unification
- en effet le mélange(impliqué par la théorie quantique) de neutrinos de Dirac de masse M_{Dirac} (de l'ordre de grandeur des masses des fermions chargés du modèle standard) et de Majorana de masse M_{Majorana} (de l'ordre de grandeur de E_{GUT}/c^2) pourrait conduire à deux types de neutrinos massifs :
 - Les uns, légers, ceux du modèle standard, auraient des masses de l'ordre de grandeur de M_{Dirac} ($M_{\text{Dirac}}/M_{\text{Majorana}}$) compatible avec le résultat des expériences d'oscillations.
 - Les autres, lourds, ceux de la grande unification, auraient des masses de l'ordre de grandeur de M_{Majorana} .
- On appelle **effet de bascule** ce mécanisme dans lequel plus la masse des neutrinos du modèle standard est basse plus est élevée celle des neutrinos de la grande unification.

Le **boson de Higgs**

- Brisure de la symétrie électrofaible
 - Mécanisme par lequel les constituants de la matière et les bosons intermédiaires sont devenus massifs
 - Épreuve de vérité pour l'ensemble de la théorie quantique des champs
- La brisure de la symétrie matière – antimatière
 - Le **plasma de quarks et de gluons**, formation des protons et des neutrons
 - Recherche de **toute nouvelle physique au-delà du modèle standard** (supersymétrie, dimensions cachées, matière noire, ...)

L'émergence des masses...et du temps propre

- En mécanique classique, la masse précède l'énergie: il n'y a pas d'énergie sans masse (énergie cinétique d'une particule massive)
- En relativité restreinte, l'énergie précède logiquement la masse: il y a de l'énergie sans masse; il n'y a pas de masse sans énergie
- En cosmogonie scientifique, l'énergie précède temporellement la masse: dans l'histoire de l'Univers, il y a eu une époque où aucune particule n'avait de masse.
- **En l'absence de masse, le temps propre s'arrête**

Les défis du LHC

- **Énergie maximum** (7 TeV) dans le tunnel du LEP= champ de 8,2 tesla
- **Aimants supraconducteurs**; Installation cryogénique à 1,9 K (endroit le plus froid de l'univers)
- Collisionneur proton – proton= chaque aimant doit avoir les **deux polarités** à quelques centimètres de distance (forces magnétiques énormes)
- Très haute **luminosité**: beaucoup de paquets (2808), beaucoup de protons par paquet (100 milliards), petite taille transverse (10 μ m)
- **Un milliard d'interactions par seconde**
- Tri des événements potentiellement intéressants, énormes flux d'information, **grilles de calculs**
- Résistance aux radiations

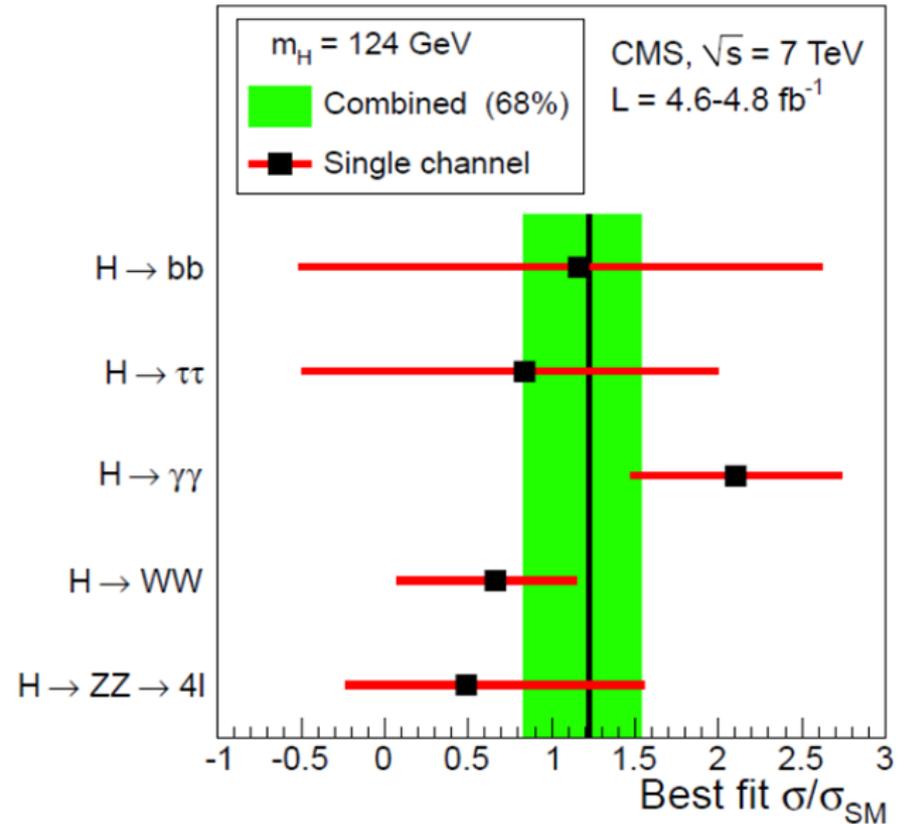
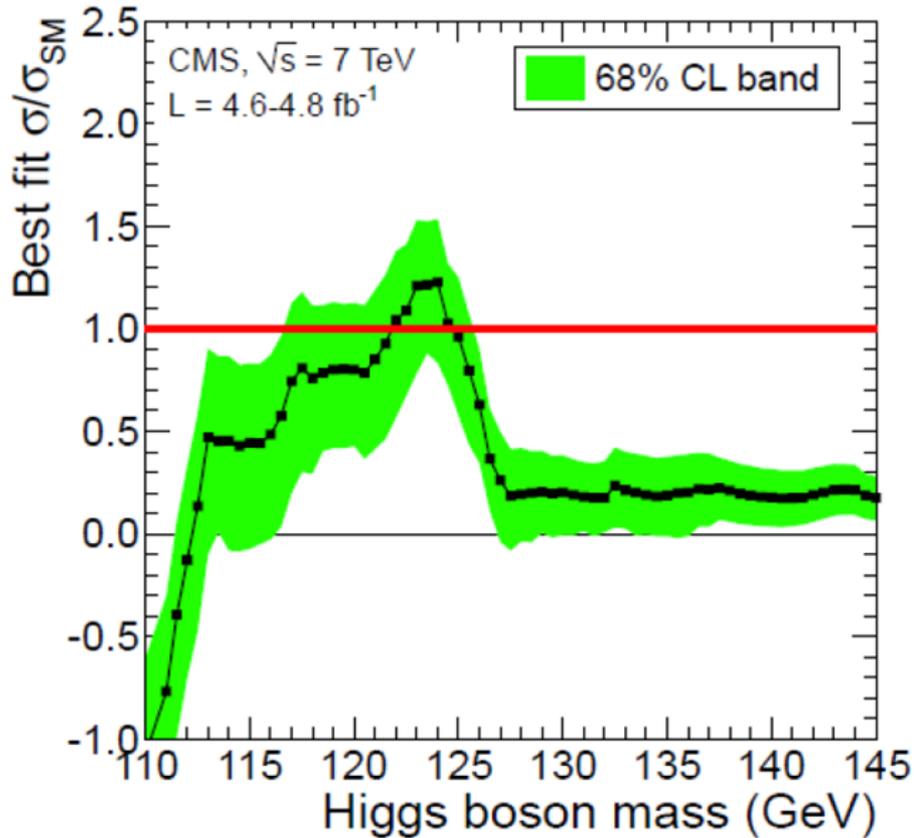
Les débuts du LHC

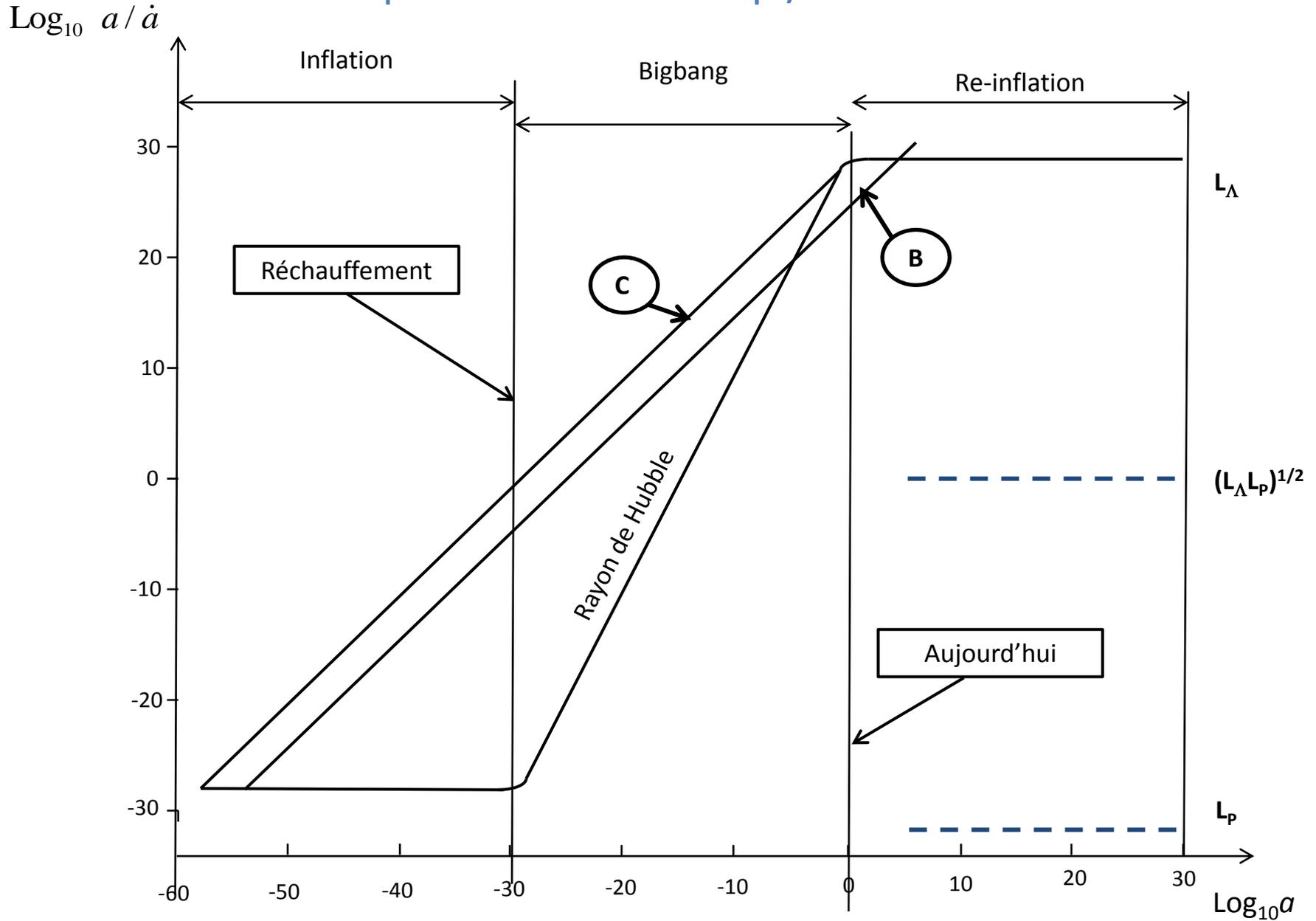
<http://www.lhc-france.fr/>

http://twitter.com/cern_fr

- Inauguration et incident en septembre 2008
 - Inauguration réussie le 10 septembre 2008
 - Grave incident le 19 septembre dû à une connexion électrique défectueuse entre deux aimants
- Réparation et vérification de l'ensemble de l'installation jusqu'au redémarrage le 21 novembre 2009
- Fonctionnement à une énergie moitié de l'énergie nominale (3,5 TeV par faisceau) pendant l'année 2010
 - Énergie prévue atteinte le 19 mars 2010
 - Début du programme de recherche le 30 mars 2010
 - Premiers résultats des expériences de collisions d'ions lourds le 30 novembre 2010
- Premier bilan le 24 mai 2011 à Annecy

<http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1204/1204.2406.pdf>





Vers un dépassement du modèle standard consolidé ?

Dates	Cadre théorique	Gravitation	Électro magnétisme	Interaction faible	Interaction forte
17 ^{ème} siècle	Galilée, Newton	<u>Newton</u>			
19 ^{ème} siècle	Mécanique analytique, thermodynamique statistique		<u>Maxwell</u>		
1895-1898			Rayons X, électron, radioactivité		
1900-1930	Mécanique quantique				
1905-1915	Relativité	<u>Einstein</u>			
1930-1950	Théorie quantique des champs		<u>QED</u>	<u>Fermi</u>	Yukawa
1970-2000	Théories de jauge	<u>Big bang</u>	<u>Théorie électrofaible de Glashow, Salam et Weinberg</u>		<u>QCD</u>
2003- ...	Décohérence, théorie quantique de l'information, Holographie	<u>Cosmologie de la concordance</u>	<u>MSSM ?</u> <u>SCSM?</u> <u>Dimensions cachées?</u>		