

# Comprendre l'infiniment petit (3)

Sébastien Descotes-Genon

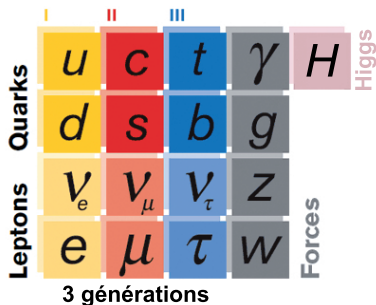
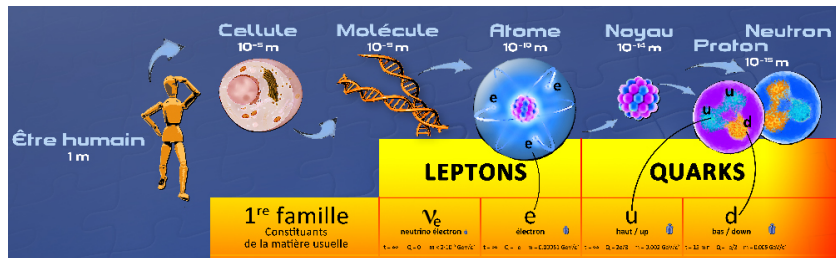
`descotes@th.u-psud.fr`

Laboratoire de Physique Théorique  
CNRS & Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

Orsay, 20 juillet 2016



# Les briques de l'infiniment petit



# Propriétés

## Diverses propriétés

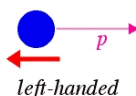
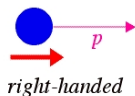
- Masse
- Durée de vie
- Sensibilité aux interactions (charge électrique, couleur...)
- Spin:  $1/2$  pour matière ( $u, d, e \dots$ ),  $1$  pour interactions ( $\gamma, g \dots$ )

# Propriétés

## Diverses propriétés

- Masse
- Durée de vie
- Sensibilité aux interactions (charge électrique, couleur...)
- Spin: 1/2 pour matière ( $u, d, e \dots$ ), 1 pour interactions ( $\gamma, g \dots$ )

## Hélicité: Projection du spin sur l'impulsion



- Pour spin 1/2  
hélicités gauche et droite

- Pour spin 1/2 massif, dépend du référentiel  
⇒ Cousine mieux définie (identique pour  $m = 0$ ): la chiralité

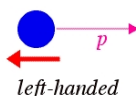
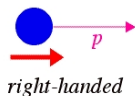


# Propriétés

## Diverses propriétés

- Masse
- Durée de vie
- Sensibilité aux interactions (charge électrique, couleur...)
- Spin: 1/2 pour matière ( $u, d, e \dots$ ), 1 pour interactions ( $\gamma, g \dots$ )

## Hélicité: Projection du spin sur l'impulsion



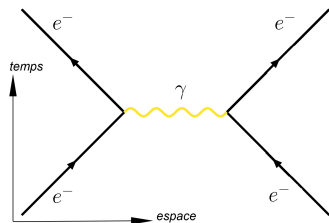
- Pour spin 1/2  
hélicités gauche et droite

- Pour spin 1/2 massif, dépend du référentiel  
⇒ Cousine mieux définie (identique pour  $m = 0$ ): la chiralité

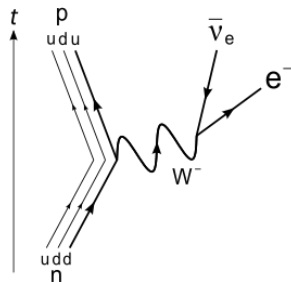
## Polarisation: Cousine de l'hélicité pour spin 1

- 2 polarisations pour particule de masse nulle (photon)
- 3 polarisations pour particule massive

# Interaction électromagnétique, interaction faible

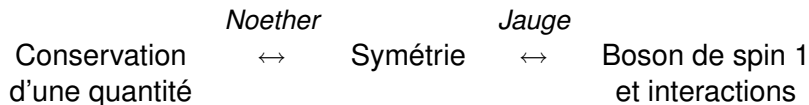


- Portée infinie
- Interaction à distance, capable de créer états liés
- ... via un photon virtuel
- Médiateur de masse nulle (stable), neutre élect.



- Portée très courte
- Désintégration, en particulier désintégration  $\beta$
- ... via un boson  $W^\pm$  virtuel
- Médiateur lourd (instable), chargé électriquement

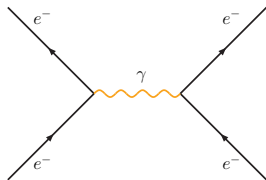
# Les symétries



# Les symétries

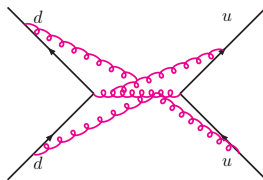
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	$\leftrightarrow$	Symétrie	$\leftrightarrow$	Boson de spin 1 et interactions

Electromagnétisme  
Charge électrique  
Redéfinition de phase  
Photon (neutre électr.)



$V(r) \sim 1/r$  (atomes)

Interaction forte  
Couleur  
Redéfinition de couleur  
Gluons (colorés)

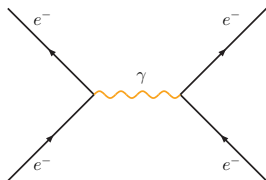


$V(r) \sim r$  (quark confinés)

# Les symétries

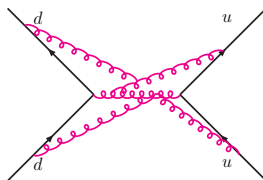
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	$\leftrightarrow$	Symétrie	$\leftrightarrow$	Boson de spin 1 et interactions

Electromagnétisme  
Charge électrique  
Redefinition de phase  
Photon (neutre électr.)



$V(r) \sim 1/r$  (atomes)

Interaction forte  
Couleur  
Redefinition de couleur  
Gluons (colorés)



$V(r) \sim r$  (quark confinés)

Quid de l'interaction faible ?

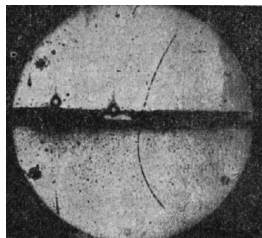


*J'espère. . . qu'un jour, vous trouverez qu'après tout, ce n'est pas aussi horrible que ça en a l'air.*

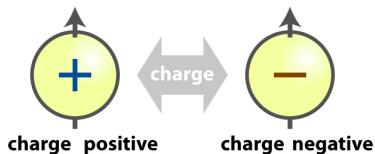
Richard Feynman (1918-1988)

De droite à gauche  
et de gauche à droite  
le Modèle Standard

# Conjugaison de charge et parité

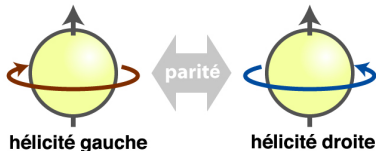


Conjugaison de charge  $C$   
particules  $\leftrightarrow$  antiparticules  
( $\sim$  conjugaison complexe)



Parité  $P$

$$x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$$



Symétries obéies par QED et QCD !



# L'expérience de Mme Wu

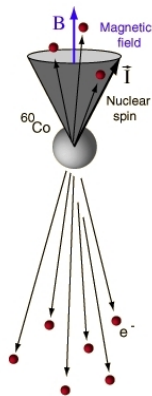


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration  $\beta$  du cobalt



émet  $e^{-}$  préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin



# L'expérience de Mme Wu

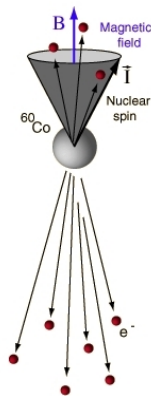


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration  $\beta$  du cobalt



émet  $e^{-}$  préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin



$P$  reverse l'impulsion d' $e^{-}$  (vecteur)

mais pas le spin du noyau (pseudovecteur)

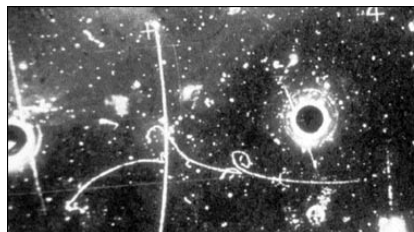
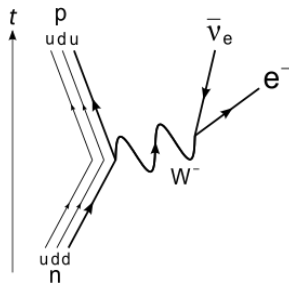
$\implies$  si  $P$  était une bonne symétrie, l'émission devrait être isotrope !

Des investigations plus poussées montrent que  
l'interaction faible ne respecte ni  $P$  ni  $C$

# Quelques observations

## Processus faibles chargés

- Changent le type de quark en jeu (saveur)  $d \rightarrow ue^- \bar{\nu}_e$
- Médiateur chargé  $W^\pm$
- Ne satisfait pas  $P$  : seulement des fermions gauches
- Portée subnucléaire

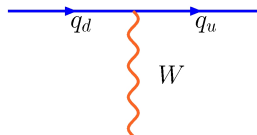
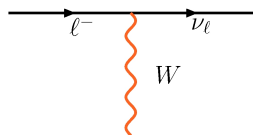
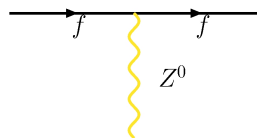
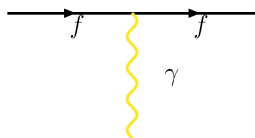


## Processus faibles neutres

- $\nu_\mu(p) + e^-(q) \rightarrow \nu_\mu(p') + e^-(q')$
- Médiateur neutre  $Z^0$
- Pas de changement du type de quark
- Portée subnucléaire

Une théorie des interactions faibles ?

# Quelques interactions des bosons faibles



- Photon inclus car bosons  $W^\pm$  chargés électriquement
- Des interactions neutres (photon,  $Z^0$ )
- Des interactions chargées ( $W^\pm$ )
- Faisant intervenir à la fois les quarks et les leptons  
(y compris les neutrinos !)

# Une idée à moitié bonne

	I	II	III		
Quarks	$u$	$c$	$t$	$\gamma$	$H$
	$d$	$s$	$b$	$g$	
Leptons	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	$Z$	
	$e$	$\mu$	$\tau$	$W$	
	3 générations			Forces	Higgs

- Séparer hélicités [chiralités] gauche et droite
- Mettre les gauches en doublets ( $\sim$  isospin généralisé)

$$\psi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L,$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

- Eq. de Dirac libre invariante sous  $\psi_L \rightarrow U_L \psi_L$ ,  $\psi_R \rightarrow \psi_R$
- Promue en transformation locale, avec dérivées covariantes

$$D_\mu \psi_L = (\partial_\mu - ig_W \vec{W}_\mu \vec{\sigma}) \psi_L \rightarrow U_L(x) D_\mu \psi_L, \quad D_\mu \psi_R = \partial_\mu \psi_R \rightarrow D_\mu \psi_R$$

- $\vec{W}^\mu$  correspond aux **3 bosons de l'interaction faible** qui couplent aux **fermions gauches**

# Une idée à moitié mauvaise aussi

- Equation de Dirac libre couple gauche et droite via **la masse**

$$(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi = 0 \implies \begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - m\psi_R = 0 & \bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}) \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - m\psi_L = 0 & \sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}) \end{cases}$$

avec les matrices de Pauli  $\sigma^j$

invariante sous  $\psi_L \rightarrow U_L \psi_L, \psi_R \rightarrow \psi_R$  seulement si  **$m = 0$**

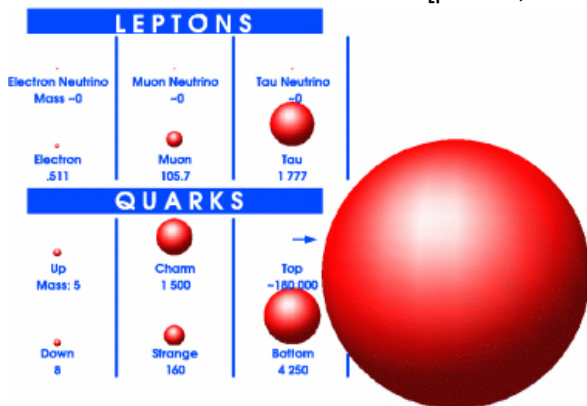
- Symétrie de jauge: bosons médiateurs de **masse nulle**  
(e.g. photon), donc forcément de portée infinie !

Une théorie de l'interaction faible parfaite...  
pour des fermions et des bosons de masse nulle !

## Et de la masse, il y en a...

- Masses des fermions très différentes (et pas négligeables !)
- $M_W = 80.4 \text{ GeV}$ ,  $M_Z = 91.2 \text{ GeV}$ ,  $M_\gamma = M_g = 0$

[proton, neutron  $\simeq 1 \text{ GeV}$ ]



- Symétries essentielles pour bâtir les termes d'interactions
- Mais trop "puissantes" vis à vis des états physiques

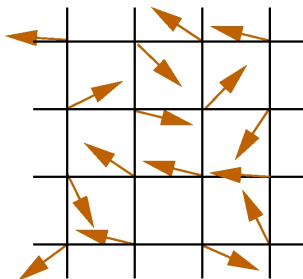
# Symétries et asymétries

## le boson de Higgs



# Une analogie de la matière condensée

Un aimant (ferromagnétique) au-dessus de la température de Curie

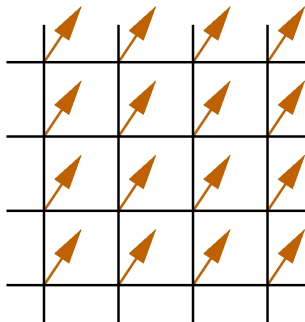


Interaction entre deux spins  $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$   
invariant sous des rotations

Pas d'ordre ni de direction privilégiée

## Brisure spontanée de symétrie

En-dessous de la temp. de Curie: aimantation spontanée  $\langle \sum_j \vec{S}_j \rangle \neq \vec{0}$



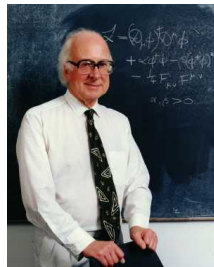
Direction privilégiée pour les états  
alors que les interactions ne privilégient aucune direction

### Brisure spontanée de symétrie

Symétrie des interactions (ici rotation)  
n'est pas explicite au niveau des états

# Retour à la physique des particules

- Application de cette idée pour l'interaction faible proposée par Peter Higgs en 1962
- Mais aussi par R. Brout + F. Englert et G. Guralnik + C.R. Hagen + T. Kibble
- Brisure spontanée d'une symétrie **locale**



- Un champ de Higgs  $\phi$
- Etat fondamental  $|0\rangle$
- Brisure de la symétrie électrofaible  $\langle 0|\phi|0\rangle \neq 0$
- Juste assez pour réintroduire les masses dans le spectre

# Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec  $\phi$  de spin 0**

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - \lambda \phi \psi_R = 0 & \bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}) \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - \lambda \tilde{\phi} \psi_L = 0 & \sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}) \end{cases}$$

avec les matrices de Pauli  $\sigma^i$

$\phi$  tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

# Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec  $\phi$  de spin 0**

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - \lambda \phi \psi_R = 0 & \bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}) \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - \lambda \tilde{\phi} \psi_L = 0 & \sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}) \end{cases}$$

avec les matrices de Pauli  $\sigma^i$

$\phi$  tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

- Higgs  $\phi$  avec  $\langle 0 | \phi | 0 \rangle = v \neq 0$

# Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec interaction avec  $\phi$  de spin 0

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - \lambda v \psi_R = 0 \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - \lambda v \psi_L = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} \bar{\sigma}^\mu &= (1, -\vec{\sigma}) \\ \sigma^\mu &= (1, \vec{\sigma}) \end{aligned}$$

avec les matrices de Pauli  $\sigma^i$

$\phi$  tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

- Higgs  $\phi$  avec  $\langle 0|\phi|0\rangle = v \neq 0$
- A basse énergie, seulement fondamental  $v$



# Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec  $\phi$  de spin 0**

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - m\psi_R = 0 \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - m\psi_L = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} \bar{\sigma}^\mu &= (1, -\vec{\sigma}) \\ \sigma^\mu &= (1, \vec{\sigma}) \end{aligned}$$

avec les matrices de Pauli  $\sigma^i$

$\phi$  tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

- Higgs  $\phi$  avec  $\langle 0|\phi|0\rangle = v \neq 0$
- A basse énergie, seulement fondamental  $v$
- Interaction avec  $\phi \equiv$  masse  $m = \lambda v$ ,  
d'autant plus intense que le fermion est  
lourd ( $t$  et  $b$  !)



# Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec  $\phi$  de spin 0**

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - m\psi_R = 0 \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - m\psi_L = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} \bar{\sigma}^\mu &= (1, -\vec{\sigma}) \\ \sigma^\mu &= (1, \vec{\sigma}) \end{aligned}$$

avec les matrices de Pauli  $\sigma^i$

$\phi$  tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

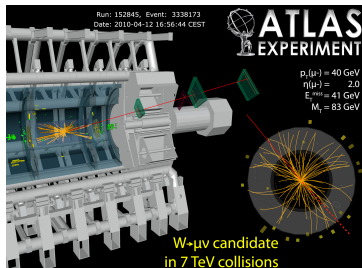
- Higgs  $\phi$  avec  $\langle 0|\phi|0\rangle = v \neq 0$
- A basse énergie, seulement fondamental  $v$
- Interaction avec  $\phi \equiv$  masse  $m = \lambda v$ , d'autant plus intense que le fermion est lourd ( $t$  et  $b$  !)
- Analogie: propagation lumière dans milieu
  - $c_{\text{milieu}} \neq c_{\text{vide}}$  (indice de réfraction)
  - pourtant équations relativistes (Maxwell)
  - interaction de la lumière avec environnement lors de la propagation



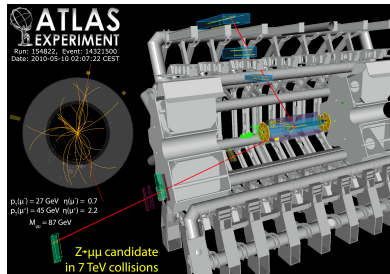


# Des bosons de jauge massifs

- $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$  bosons médiateurs, sans masse, 2 polarisations
- $\phi$  fournit à chacun une polarisation supplémentaire
- ... ce qui permet d'avoir  $W$  et  $Z$  massifs
- reste un degré de liberté, une particule, le boson de Higgs



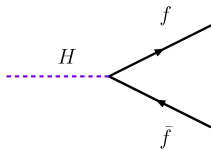
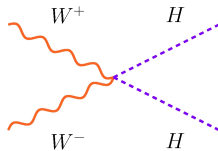
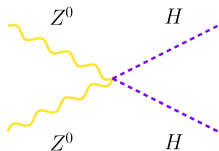
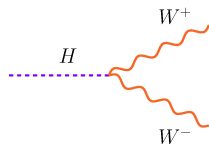
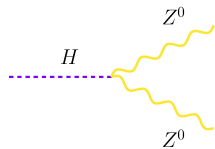
$$W \rightarrow \mu\nu$$



$$Z \rightarrow \mu\mu$$

Mécanisme de Higgs ( $W$ ,  $Z$  deviennent massifs)  
 $\neq$  Boson Higgs (ce qui reste ensuite)

# Quelques interactions du Higgs



# De la masse oui, mais pas de toute la masse

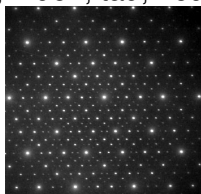
*Boson de Higgs responsable de la masse des particules*

# De la masse oui, mais pas de toute la masse

*Boson de Higgs responsable de la masse des particules élémentaires*

## Élémentaire

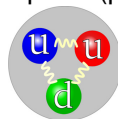
électron, muon, tau, neutrinos. . .



Masse = Higgs (100%)

## Composite

3 quarks (proton, neutron. . .)  
ou quark+antiquark (pion, kaon. . .)



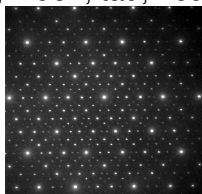
Masse des quarks (Higgs,  $\sim 1\%$ ) +  
E de "liaison" (inter. forte,  $\sim 99\%$ )

# De la masse oui, mais pas de toute la masse

*Boson de Higgs responsable de la masse des particules élémentaires*

## Élémentaire

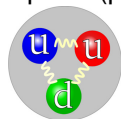
électron, muon, tau, neutrinos...



Masse = Higgs (100%)

## Composite

3 quarks (proton, neutron...)  
ou quark+antiquark (pion, kaon...)

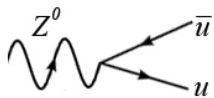


Masse des quarks (Higgs,  $\sim 1\%$ ) +  
E de "liaison" (inter. forte,  $\sim 99\%$ )

Energie de liaison :  $M_{\text{composite}} = \sum m_{\text{constituants}} - E_{\text{liaison}}$

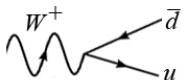
- Atome:  $M_H = m_p + m_e - 13.6 \text{ eV}/c^2$  (1/100 000 000 du tout)
- Noyau:  $M_D = m_p + m_n - 2.2 \cdot 10^6 \text{ eV}/c^2$  (1/1000 du tout)
- Quark:  $M_p = 2m_u + m_d + 0.93 \cdot 10^9 \text{ eV}/c^2$  (99% du tout)

# Un drôle de mélange



$$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}$$

$$Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$$

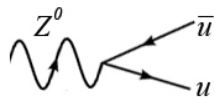


$$W^+ \rightarrow u\bar{d}, c\bar{s}, t\bar{b}$$

	I	II	III		
Quarks	$u$	$c$	$t$	$\gamma$	$H$
	$d$	$s$	$b$	$g$	
Leptons	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	$Z$	Forces
	$e$	$\mu$	$\tau$	$W$	
3 générations					

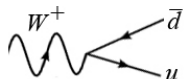
Higgs

# Un drôle de mélange



$$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}$$

$$Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$$



$$W^+ \rightarrow u\bar{d}, c\bar{s}, t\bar{b}$$

	I	II	III		
Quarks	u	c	t	$\gamma$	Higgs
	d	s	b	g	
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	Z	
Leptons	e	$\mu$	$\tau$	W	Forces
3 générations					

En toute généralité (princ. de superposition)  $Z^0 \rightarrow d'\bar{d}'$  et  $W^+ \rightarrow u'\bar{d}'$ , avec  $d'$  combinaison linéaire des membres des 3 familles ( $d, s, b$ )

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{\text{interaction}} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{\text{propagation}} \quad V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

avec  $V$  matrice "de rotation" (unitaire)

pour conserver la normalisation des états

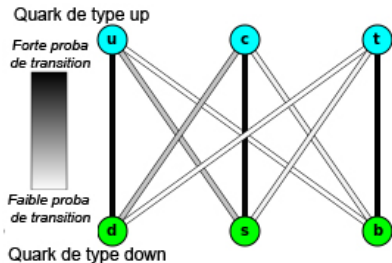
# L'asymétrie entre particule et antiparticule



- Même rotation pour particule et antiparticule  
 $\implies$  rotation s'élimine pour  $Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s} \dots$   
(idem pour  $\gamma$  et gluons)
- Mais pour  $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ , la matrice  $V$  reste !  
décrite par **CKM**, **C**abibbo, **K**obayashi, **M**askawa



# L'asymétrie entre particule et antiparticule



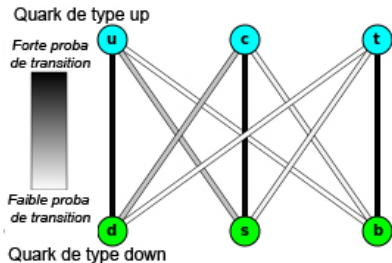
- Même rotation pour particule et antiparticule  $\implies$  rotation s'élimine pour  $Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s} \dots$  (idem pour  $\gamma$  et gluons)
- Mais pour  $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ , la matrice  $V$  reste ! décrite par **CKM**, Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

- $V$  presque diagonale (mais pas tout à fait !), avec partie imaginaire, source d'**asymétrie particule-antiparticule**

$$A(W^- \rightarrow \bar{u}d) \propto V_{ud},$$

$$A(W^+ \rightarrow u\bar{d}) \propto V_{ud}^*$$

# L'asymétrie entre particule et antiparticule

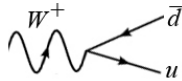


- Même rotation pour particule et antiparticule  $\Rightarrow$  rotation s'élimine pour  $Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s} \dots$  (idem pour  $\gamma$  et gluons)
- Mais pour  $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ , la matrice  $V$  reste ! décrite par **CKM**, Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

- $V$  presque diagonale (mais pas tout à fait !), avec partie imaginaire, source d'**asymétrie particule-antiparticule**



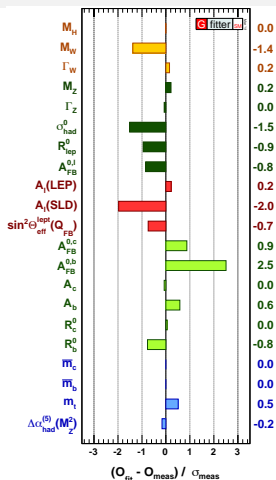
$$A(W^- \rightarrow \bar{u}d) \propto V_{ud},$$



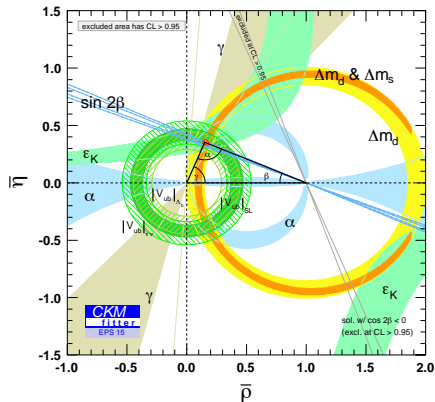
$$A(W^+ \rightarrow u\bar{d}) \propto V_{ud}^*$$

... un problème similaire se pose avec les neutrinos

# Les premiers tests de la théorie électrofaible

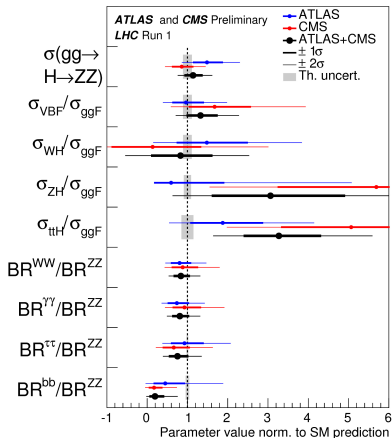
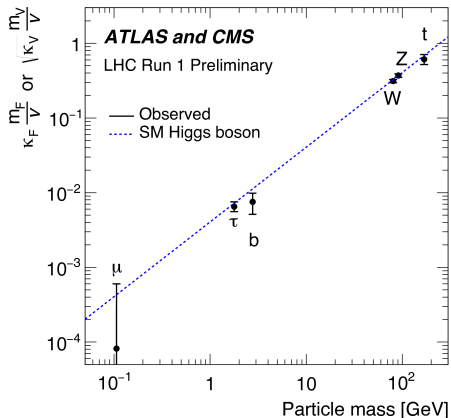


Propriétés du W et Z  
(tests de précision électrofaible)  
LEP (1990-2000)



Asymétrie particule/antiparticule  
(tests de violation de CP)  
Babar, Belle (2000)

# Un Higgs très Modèle Standard

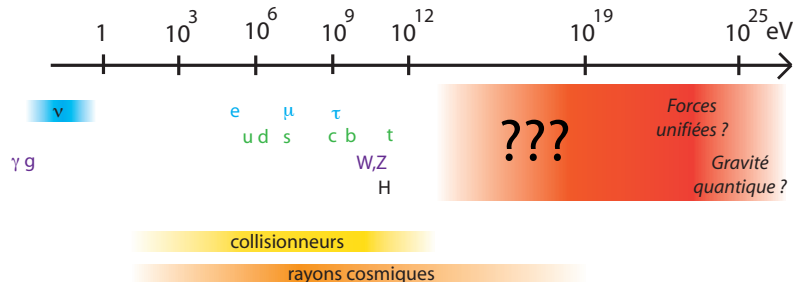


- Géométrie des désintégrations confirme  $H$  scalaire
- Couplages du Higgs aux autres particules prop. à la masse
- Production ( $\sigma$ ) et désintégration ( $Br$ ) OK

# Quelques questions en suspens

# Au-delà du Modèle Standard (1)

- Masse et propriétés du boson de Higgs en parfait accord avec les attentes basées sur les expériences antérieures
- Chaque montée en énergie a donné lieu à des découvertes: sous-structure, nouvelle interaction, nouvelles particules



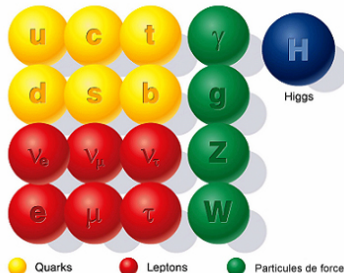
Modèle Standard très efficace, mais pas parfaitement satisfaisant

- Nombreux paramètres (19 !) fixés à des valeurs arbitraires
- Pourquoi trois familles, avec la même structure d'interactions ?
- Pourquoi trois interactions très différentes ? Et la gravitation ?

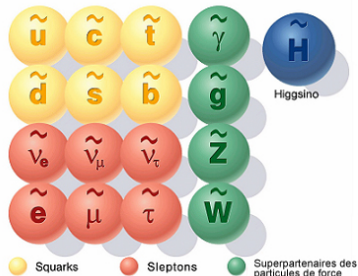
## Au-delà du Modèle Standard (2)

- De nouvelles symétries (limiter le nombre de paramètres ?),
- De nouvelles interactions (cadre plus cohérent ?),
- De nouvelles dimensions (accomoder la gravitation ?)...

**Particules du Modèle Standard**



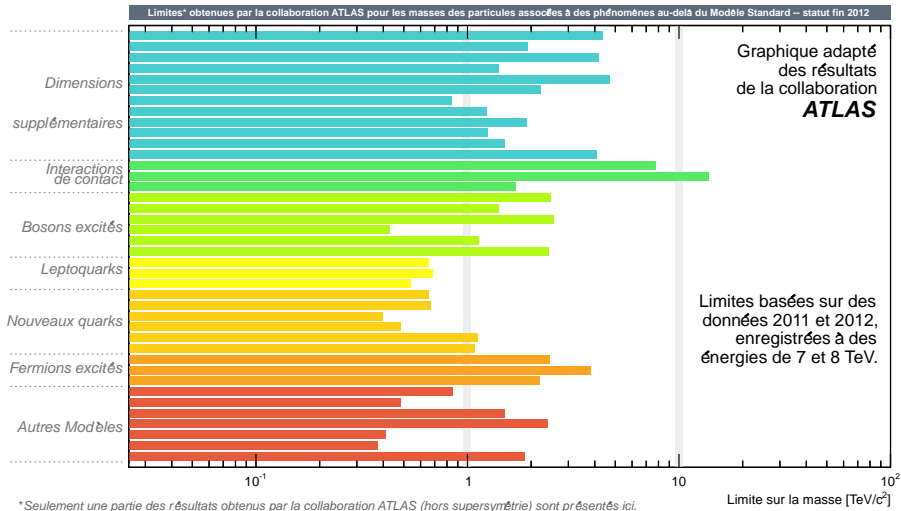
**Particules supersymétriques**



- Ne pas être en désaccord avec les observations antérieures
- Avoir des conséquences observables...

# Ne rien voir, c'est déjà apprendre

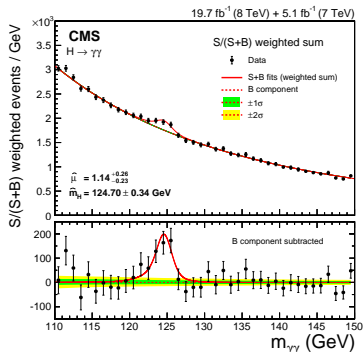
- Produire des paires de nouvelles particules-antiparticules
- Collisions au LHC 8 → 13 TeV – de nouvelles particules ?





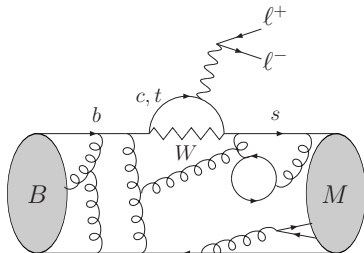
# Deux chemins complémentaires

Voie relativiste:  $E = mc^2$



Collisions avec assez d'énergie  
pour produire directement des  
particules au-delà du MS  
Haute énergie  
Preuve "directe"

Voie quantique:  $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$



Petites déviations venant  
d'états intermédiaires  
avec des particules lourdes  
Haute intensité  
Preuve indirecte

## De nouveaux alliés

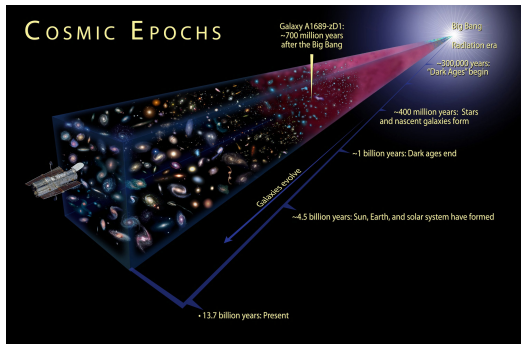
Dans les accélérateurs, produire de nouvelles particules

- production directe particule-antiparticule ( $E = 2m_{\chi}c^2$ ) [haute  $E$ ]
- processus avec ces particules comme intermédiaires [basse  $E$ ]

# De nouveaux alliés

Dans les accélérateurs, produire de nouvelles particules

- production directe particule-antiparticule ( $E = 2m_{\chi}c^2$ ) [haute  $E$ ]
- processus avec ces particules comme intermédiaires [basse  $E$ ]



D'autres voies vers les très hautes énergies ?

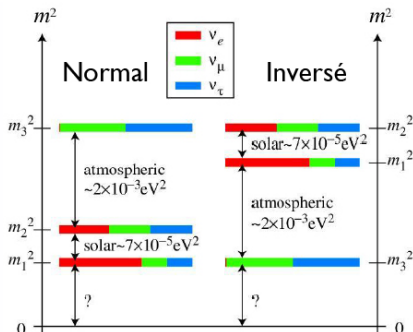
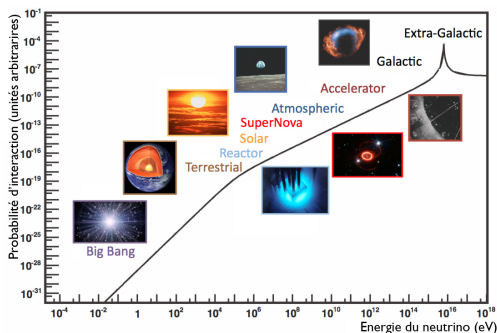
- phénomènes astrophysiques (rayons cosmiques)
- histoire de l'univers (rayonnement de fond cosmologique)

⇒ Observation et non expérience (contrôle des conditions initiales)

# Neutrinos

Particules les moins bien connues du Modèle Standard (avec le Higgs)

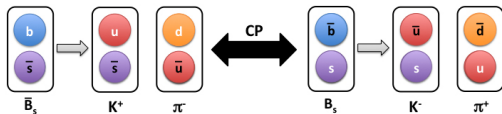
- Neutrinos venant de supernovae, Soleil, rayons cosmiques entrant dans l'atmosphère, réacteurs nucléaires, accélérateurs
- Oscillation de neutrinos avec différents  $L$ : différences de masse très faibles, paramètres de mélange
- Echelle de masse ? Propre antiparticule ? Plus de 3 neutrinos ?



# L'asymétrie matière-antimatière

## Collisionneurs

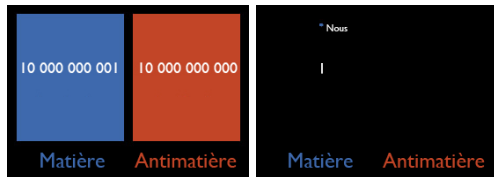
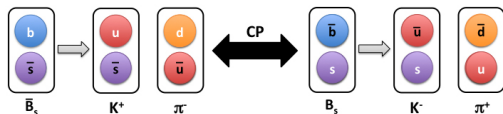
- Comparer probabilités désintégration particule et antiparticule
- Asymétries en accord avec matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa



# L'asymétrie matière-antimatière

## Collisionneurs

- Comparer probabilités désintégration particule et antiparticule
- Asymétries en accord avec matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa



## Cosmologie

- Big bang:  $E \leftrightarrow$  particule + antiparticule
- Disparition de l'un au détriment de l'autre
- Asymétrie beaucoup trop large pour CKM !

# L'asymétrie matière-antimatière

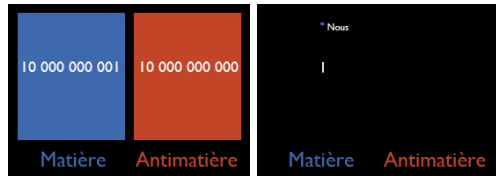
## Collisionneurs

- Comparer probabilités désintégration particule et antiparticule
- Asymétries en accord avec matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa



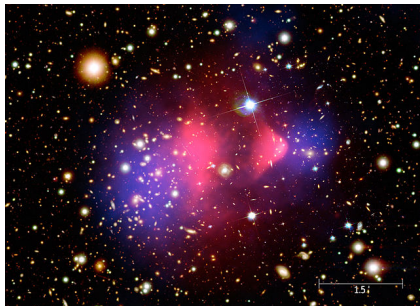
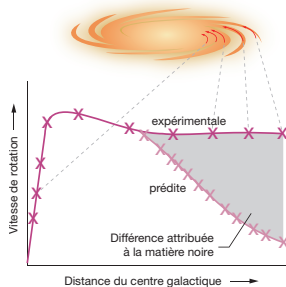
## Cosmologie

- Big bang:  $E \leftrightarrow$  particule + antiparticule
- Disparition de l'un au détriment de l'autre
- Asymétrie beaucoup trop large pour CKM !



Nouveaux mécanismes d'asymétrie à des énergies plus élevées ?

# Matière noire et nouvelle physique



En se basant sur les lois de la gravitation, pas assez de matière visible

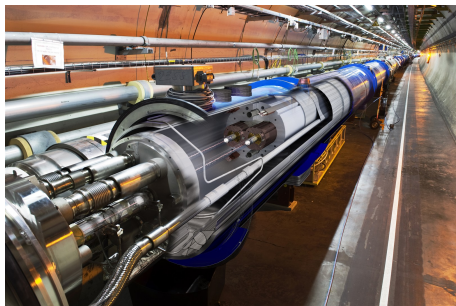
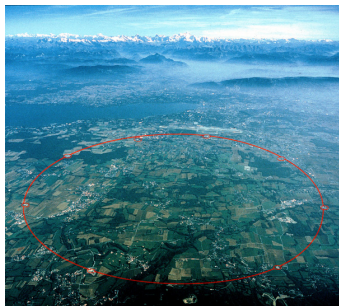
- Pour expliquer la dynamique des grandes structures (galaxies. . .)
- Pour décrire l'évolution de l'Univers (ray. de fond cosmologique)

## Matière "noire"

- lourde, stable, neutre, interagissant peu avec son environnement, hormis par interaction gravitationnelle (halos ? filaments ?)
- particule nouvelle  $\chi$ , hors du Modèle Standard ?



## En conclusion (1)



Une partie des réponses se trouvera certainement au CERN,  
pour les expérimentateurs comme pour les théoriciens !

## En conclusion (2)



*Nous n'avons pas à dire à la Nature ce qu'elle doit être. . . Elle aura toujours une meilleure imagination que nous.*

Richard Feynman (1918-1988)

# Un peu de bibliographie/webographie

## Livres/revues

- Revue Elementaire

<http://elementaire.web.lal.in2p3.fr>

- *Physique des particules*, Luc Marleau

[http://feynman.phy.ulaval.ca/marleau/int1/fr/marleau\\_ppnotes.pdf](http://feynman.phy.ulaval.ca/marleau/int1/fr/marleau_ppnotes.pdf)

- *Lumière et matière - Une étrange histoire*, R. Feynman
- *Quantum Field Theory in a Nutshell*, A. Zee

## Blogs scientifiques

- <http://resonances.blogspot.fr>
- [http://www.science20.com/quantum\\_diaries\\_survivor](http://www.science20.com/quantum_diaries_survivor)
- <http://profmattstrassler.com>
- <http://backreaction.blogspot.fr>