

Comprendre l'infiniment petit (3)

Sébastien Descotes-Genon

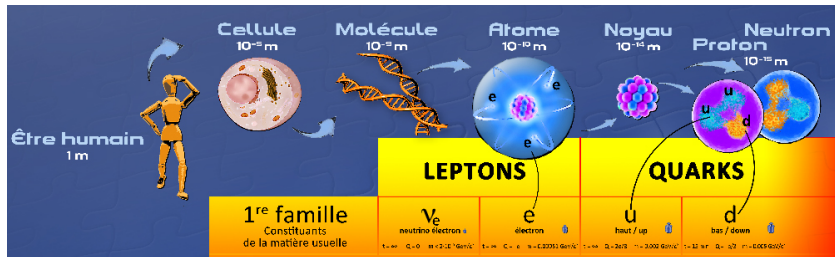
`descotes@th.u-psud.fr`

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

Orsay, 20 juillet 2015



Les briques de l'infiniment petit



	I	II	III		
Quarks	u	c	t	γ	Higgs
	d	s	b	g	
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z	Forces
	e	μ	τ	W	
3 générations					

Propriétés

Diverses propriétés

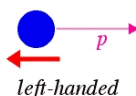
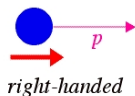
- Masse
- Durée de vie
- Sensibilité aux interactions (charge électrique, couleur...)
- Spin: $1/2$ pour matière ($u, d, e \dots$), 1 pour interactions ($\gamma, g \dots$)

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

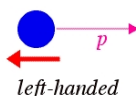
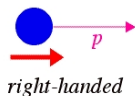
- Pour spin $1/2$ massif, dépend du référentiel
 \implies Cousine mieux définie (identique pour $m = 0$): la chiralité

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



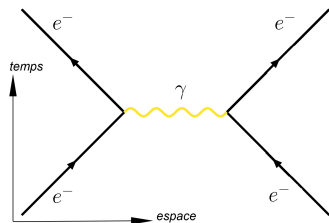
- Pour spin 1/2
hélicités gauche et droite

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

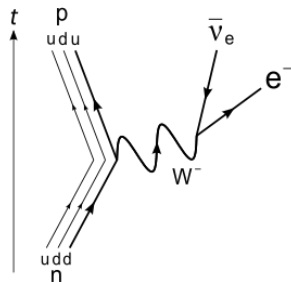
Polarisation: Cousine de l'hélicité pour spin 1

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

Interaction électromagnétique, interaction faible

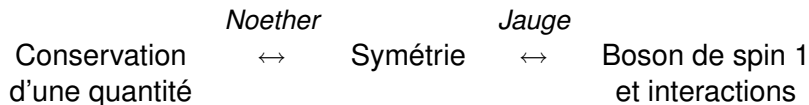


- Portée infinie
- Interaction à distance, capable de créer états liés
- ... via un photon virtuel
- Médiateur de masse nulle (stable), neutre élect.



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

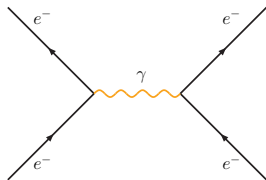
Les symétries



Les symétries

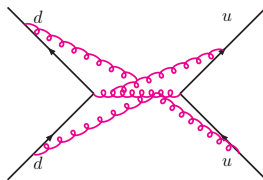
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	\leftrightarrow	Symétrie	\leftrightarrow	Boson de spin 1 et interactions

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



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

Interaction forte
Couleur
Redéfinition de couleur
Gluons (colorés)

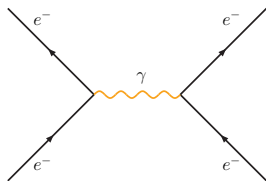


$V(r) \sim r$ (quark confinés)

Les symétries

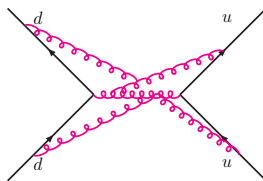
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	\leftrightarrow	Symétrie	\leftrightarrow	Boson de spin 1 et interactions

Electromagnétisme
Charge électrique
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)

Quid de l'interaction faible ?

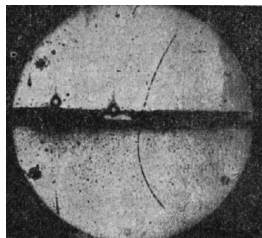


J'espère. . . qu'un jour, vous trouverez qu'après tout, ce n'est pas aussi horrible que ça en a l'air.

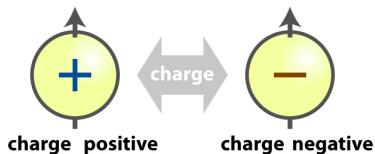
Richard Feynman (1918-1988)

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

Conjugaison de charge et parité

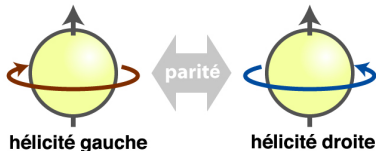


Conjugaison de charge C
particules \leftrightarrow antiparticules
(\sim conjugaison complexe)



Parité P

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



Symétries obéies par QED et QCD !

L'expérience de Mme Wu

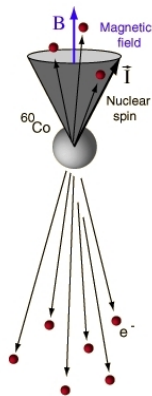


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration β du cobalt



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



L'expérience de Mme Wu

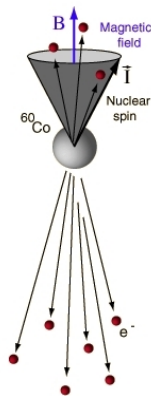


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration β 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)

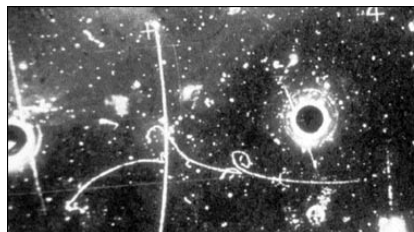
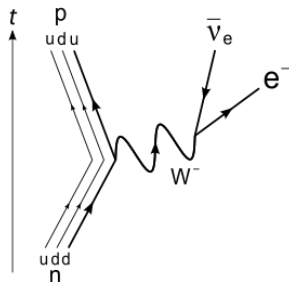
\implies si P était une bonne symétrie, l'émission devrait être isotrope !

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

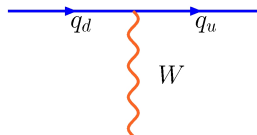
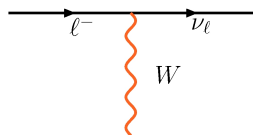
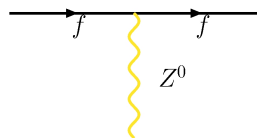
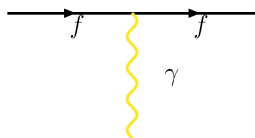


Processus faibles neutres

- $\nu_\mu(p) + N(q) \rightarrow \nu_\mu(p') + N(q')$
- 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	γ	H
	d	s	b	g	
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z	
	e	μ	τ	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}^μ 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 σ^j

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

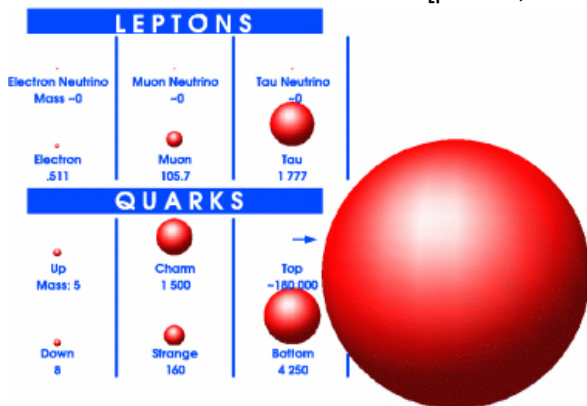
- Symétrie de jauge: bosons médiateurs de **masse nulle**
(e.g. photon), donc forcément de portée infinie !

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 $\simeq 1 \text{ GeV}$]



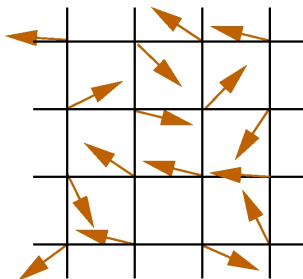
- Symétries essentielles pour bâtir les termes d'interactions
- Mais trop "puissantes" vis à vis des états physiques

Symétries et asymétries

le boson de Higgs

Une analogie de la matière condensée

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

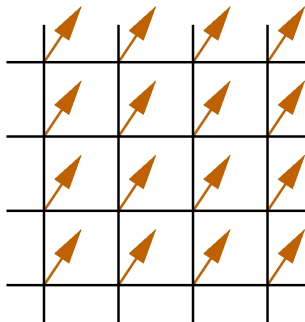


Interaction entre deux spins $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$
invariant sous des rotations

Pas d'ordre ni de direction privilégiée

Brisure spontanée de symétrie

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



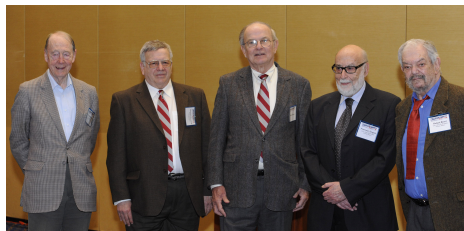
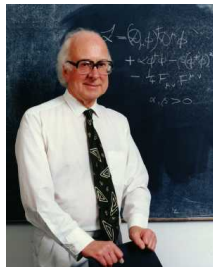
Direction privilégiée pour les états
alors que les interactions ne privilégient aucune direction

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
- Reponsable de la brisure de la symétrie électrofaible $\langle 0 | \phi | 0 \rangle \neq 0$
- Juste assez pour réintroduire les masses

Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec ϕ 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 σ^i

Tfs de ϕ choisies pour que tous les termes se tf de façon identique

Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec ϕ 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 σ^i

Tfs de ϕ choisies pour que tous les termes se tf de façon identique

- Higgs ϕ avec $\langle 0|\phi|0\rangle = v \neq 0$, responsable
brisure de symétrie électrofaible
- Interaction avec $\phi \equiv$ terme de 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 ϕ de spin 0**

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

avec les matrices de Pauli σ^i

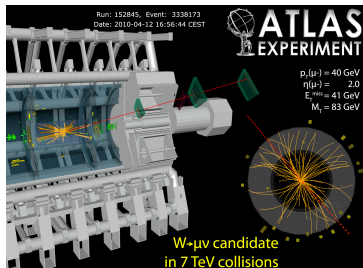
Tfs de ϕ choisies pour que tous les termes se tf de façon identique

- Higgs ϕ avec $\langle 0|\phi|0\rangle = v \neq 0$, responsable brisure de symétrie électrofaible
- Interaction avec $\phi \equiv$ terme de 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

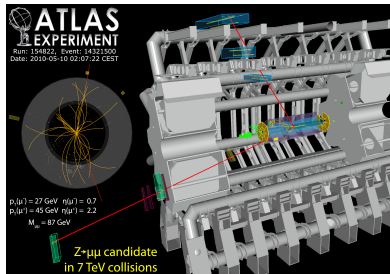


Des bosons de jauge massifs

- W^+ , W^- et Z^0 bosons médiateurs, sans masse, 2 polarisations
- ϕ 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



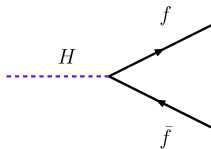
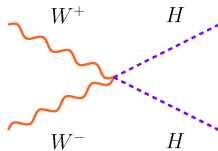
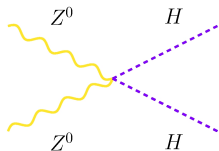
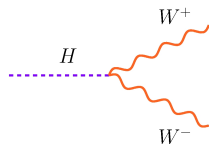
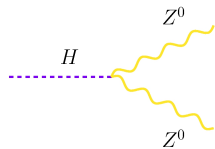
$$W \rightarrow \mu\nu$$



$$Z \rightarrow \mu\mu$$

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

Quelques interactions du Higgs

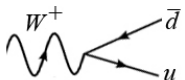


Un drôle de mélange



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

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

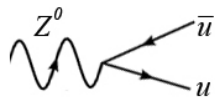


$$W^+ \rightarrow u\bar{d}, c\bar{s}, t\bar{b}$$

	I	II	III		
Quarks	u	c	t	γ	H
	d	s	b	g	
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z	Forces
	e	μ	τ	W	
3 générations					

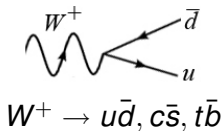
Higgs

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	γ	H
	d	s	b	g	
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z	Forces
	e	μ	τ	W	
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)

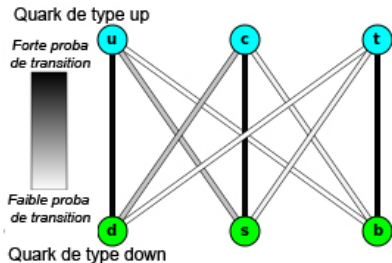
pour conserver la normalisation des états

L'asymétrie entre particule et antiparticule



- Même rotation pour particule et antiparticule
⇒ rotation s'élimine pour $Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s} \dots$
(idem pour γ 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 γ et gluons)

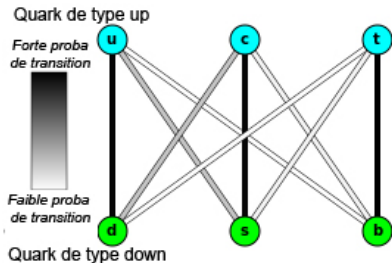
- Mais pour $W^+ \rightarrow u\bar{d}$, la matrice V reste !
décrite par **CKM**, Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

- V presque diagonale (mais pas tout à fait !), avec partie imaginaire, source d'**asymétrie entre matière et antimatière**

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

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

L'asymétrie entre particule et antiparticule

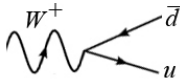


- Même rotation pour particule et antiparticule \Rightarrow rotation s'élimine pour $Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s} \dots$ (idem pour γ et gluons)
- Mais pour $W^+ \rightarrow u\bar{d}$, la matrice V reste ! décrite par **CKM**, Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

- V presque diagonale (mais pas tout à fait !), avec partie imaginaire, source d'**asymétrie entre matière et antimatière**



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

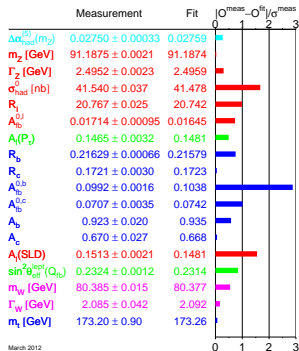


$$A(W^+ \rightarrow u\bar{d}) \propto V_{ud}^*$$

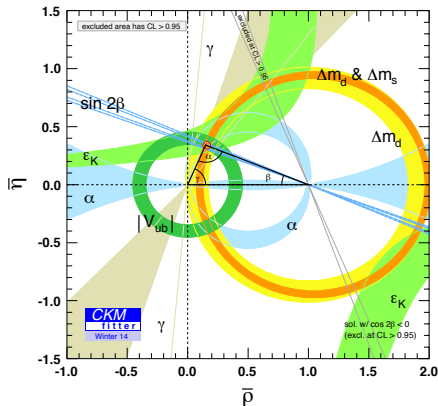
... un problème similaire se pose avec les neutrinos

De la théorie à l'expérience pousser le Modèle Standard aux limites

Les tests de la théorie électrofaible

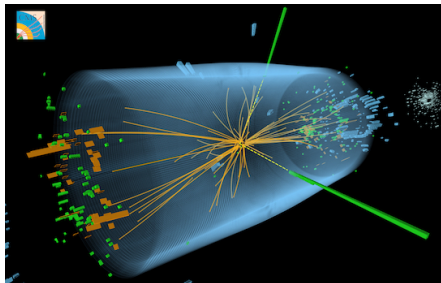


Propriétés du W et Z
(tests de précision électrofaible)
LEP (1990-2000)



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

Et le boson de Higgs ?



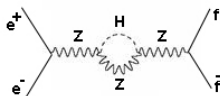
Une nouvelle particule a été observée. . .
et plus on l'étudie, plus elle ressemble au boson de Higgs !

La longue marche vers le Higgs

- Brout, Englert, Higgs (1964): Une théorie cohérente de l'interaction faible si on ajoute un boson supplémentaire

La longue marche vers le Higgs

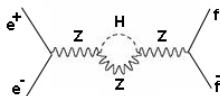
- Brout, Englert, Higgs (1964): Une théorie cohérente de l'interaction faible si on ajoute un boson supplémentaire



- LEP (1990-2000)
 - Pas produit: $M_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2$ (95% CL)
 - $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ mesuré sensibilité au boson de Higgs via des effets quantiques
 $M_H = 129^{+74}_{-49} \text{ GeV}/c^2$

La longue marche vers le Higgs

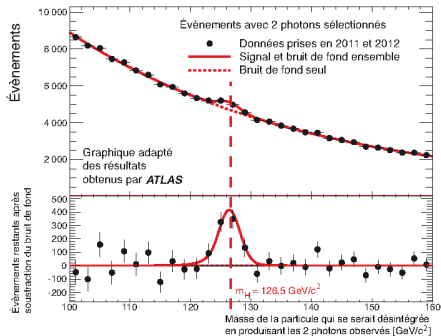
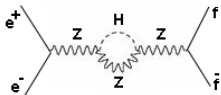
- Brout, Englert, Higgs (1964): Une théorie cohérente de l'interaction faible si on ajoute un boson supplémentaire



- LEP (1990-2000)
 - Pas produit: $M_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2$ (95% CL)
 - $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ mesuré sensibilité au boson de Higgs via des effets quantiques
 $M_H = 129^{+74}_{-49} \text{ GeV}/c^2$
- Tevatron (2011): Assez de statistique pour exclure [100-103] et [147-195] GeV/c^2

La longue marche vers le Higgs

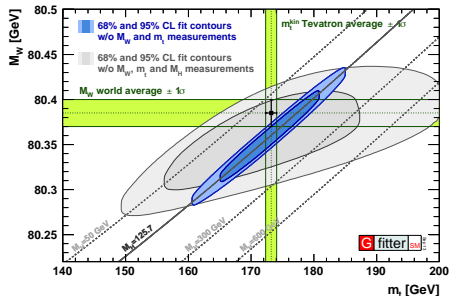
- Brout, Englert, Higgs (1964): Une théorie cohérente de l'interaction faible si on ajoute un boson supplémentaire



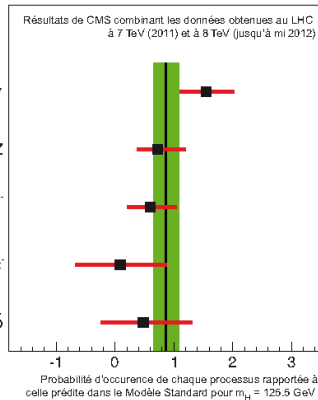
- LEP (1990-2000)
 - Pas produit: $M_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2$ (95% CL)
 - $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ mesuré sensibilité au boson de Higgs via des effets quantiques
 $M_H = 129^{+74}_{-49} \text{ GeV}/c^2$
- Tevatron (2011): Assez de statistique pour exclure [100-103] et [147-195] GeV/c^2

- LHC (2012): Higgs produit et observé $M_H \simeq 125 \text{ GeV}/c^2$

Un Higgs très Modèle Standard



$M_H \simeq 125 \text{ GeV}/c^2$
 en bon accord avec
 mesures du LEP sur W et Z



Couplages du Higgs
 aux autres particules
 en bon accord avec
 Modèle Standard

De la masse oui, mais pas de toute la masse

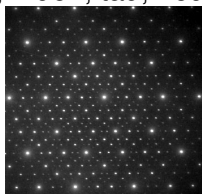
Boson de Higgs responsable de la masse des particules

De la masse oui, mais pas de toute la masse

Boson de Higgs responsable de la masse des particules élémentaires

Élémentaire

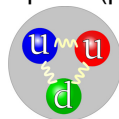
électron, muon, tau, neutrinos. . .



Masse = Higgs (100%)

Composite

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



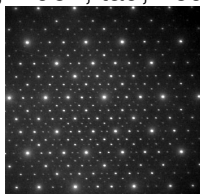
Masse des quarks (Higgs, $\sim 1\%$) +
E de "liaison" (inter. forte, $\sim 99\%$)

De la masse oui, mais pas de toute la masse

Boson de Higgs responsable de la masse des particules élémentaires

Élémentaire

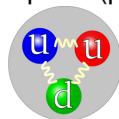
électron, muon, tau, neutrinos...



Masse = Higgs (100%)

Composite

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



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

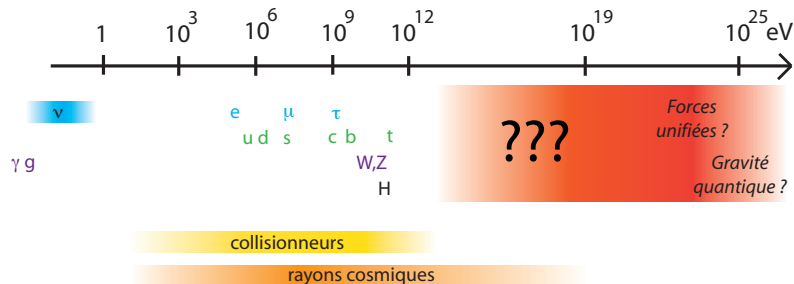
Energie de liaison : $M_{\text{composite}} = \sum m_{\text{constituants}} - E_{\text{liaison}}$

- 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)

Quelques questions en suspens

Au-delà du Modèle Standard

- 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 ?

De nouveaux alliés

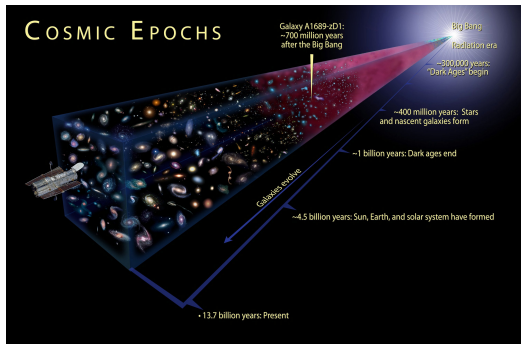
Dans les accélérateurs, produire de nouvelles particules

- 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 ($E = 2m_X c^2$) [haute E]
- processus avec ces particules comme intermédiaires [basse E]



D'autres voies vers les très hautes énergies ?

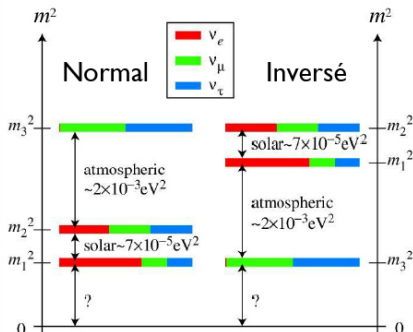
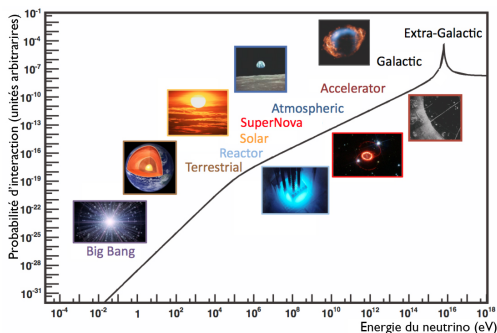
- phénomènes astrophysiques (rayons cosmiques)
- histoire de l'univers (rayonnement de fond cosmologique)

⇒ Observation et non expérience (contrôle des conditions initiales)

Neutrinos

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

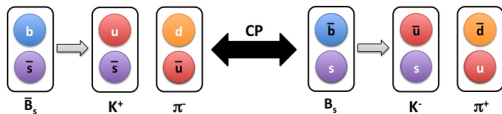
- Neutrinos venant de supernovae, Soleil, rayons cosmiques entrant dans l'atmosphère, réacteurs nucléaires, accélérateurs
- Oscillation de neutrinos avec différents L : différences de masse très faibles, paramètres de mélange
- Echelle de masse ? Propre antiparticule ? Plus de 3 neutrinos ?



L'asymétrie matière-antimatière

Collisionneurs

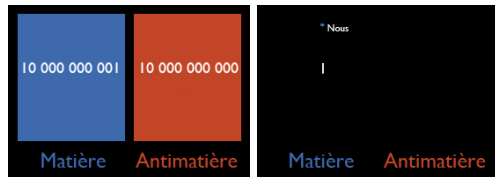
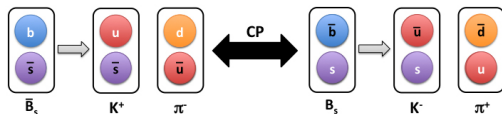
- Comparer probabilités désintégration particule et antiparticule
- Asymétries en accord avec matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa



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

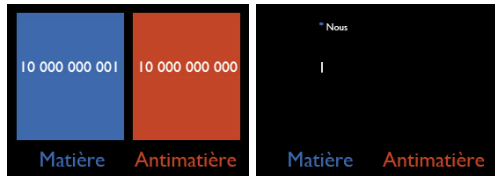
Collisionneurs

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



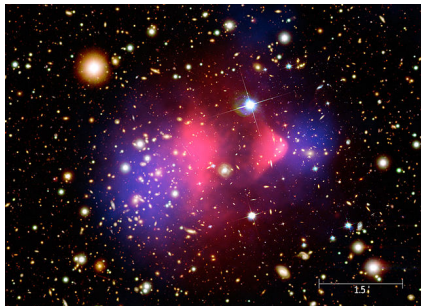
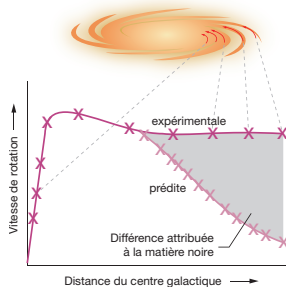
Cosmologie

- 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)

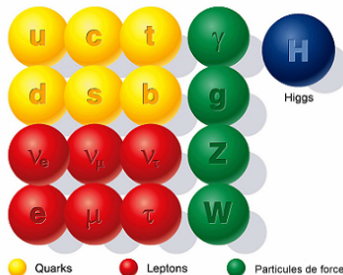
Matière "noire"

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

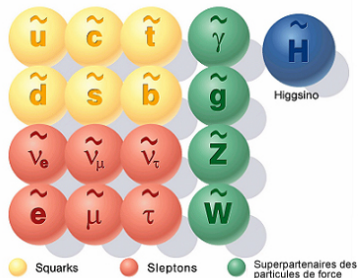
Au-delà du Modèle Standard

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

Particules du Modèle Standard



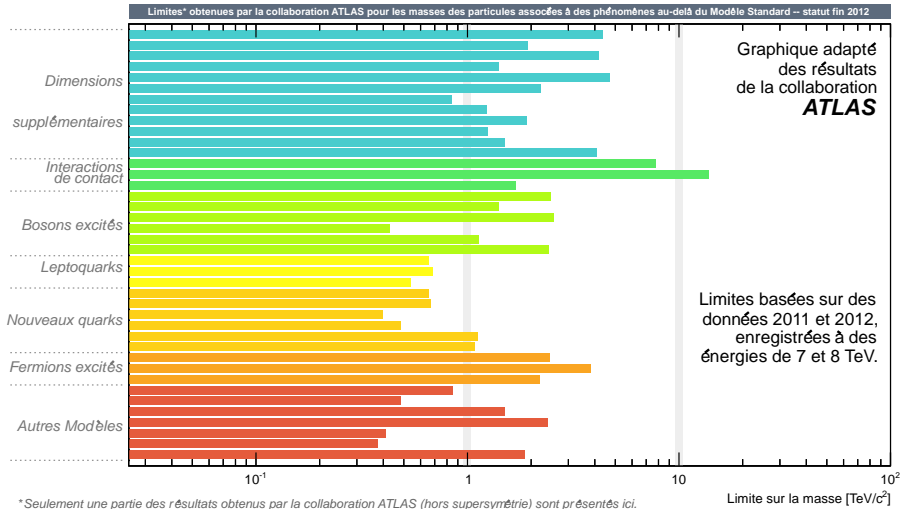
Particules supersymétriques



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

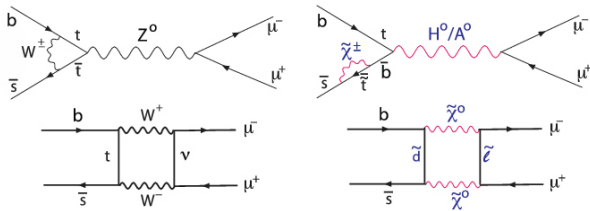
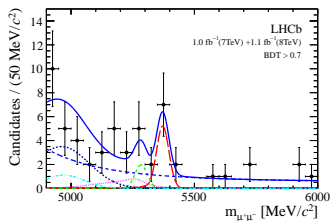
Ne rien voir, c'est déjà apprendre (1)

- Produire des paires de nouvelles particules-antiparticules
- Collisions au LHC 8 → 14 TeV – de nouvelles particules ?

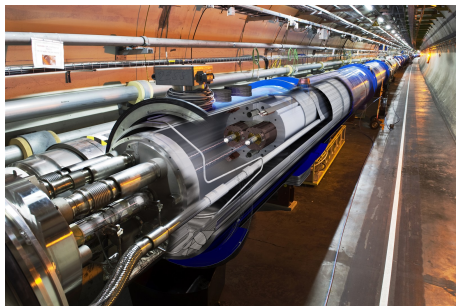
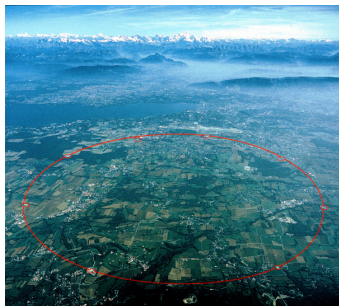


Ne rien voir, c'est déjà apprendre (2)

- Sensibilité quantique à des particules virtuelles lourdes
- Phénomènes rares plus sensibles à de nouvelles particules
- Plus de statistique avec le prochain run – des déviations ?



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

- *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://profmattstrassler.com>
- <http://backreaction.blogspot.fr>