# Le boson de Higgs

#### G. Moultaka

Laboratoire Charles Coulomb, CNRS & Université de Montpellier

Assosiences, Toulouse le 26 Février 2020

c'est qui Higgs?



c'est qui Higgs?

Satyendra Nath BOSE (1894-1974)

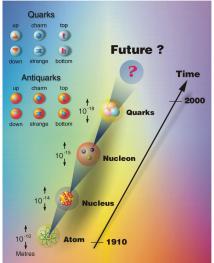


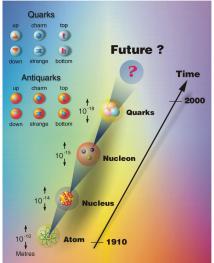
Satyendra Nath BOSE (1894-1974)

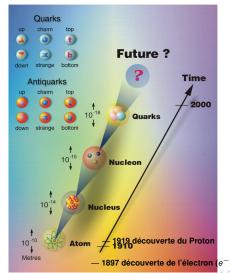
c'est qui Higgs?

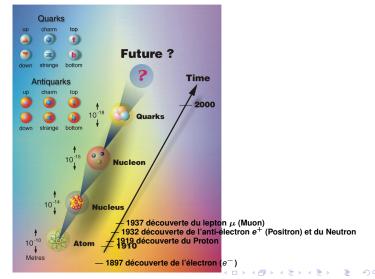


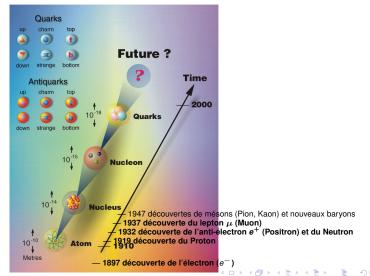
Peter HIGGS (1929-...)

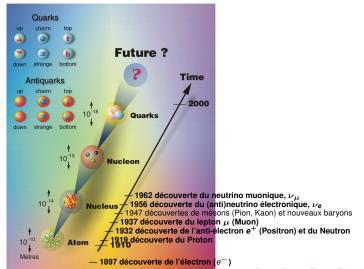


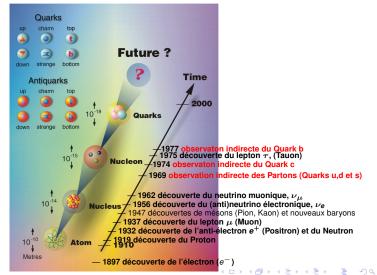


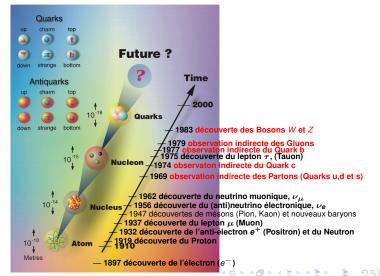


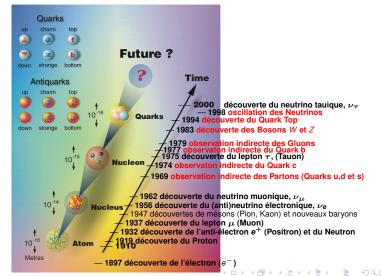


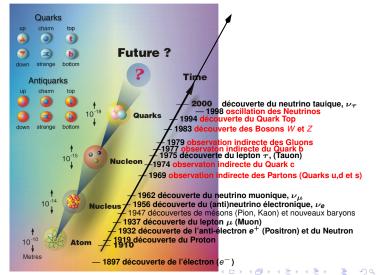


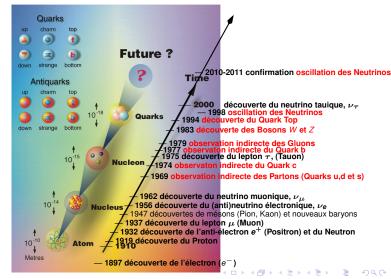


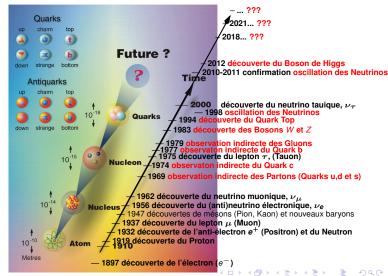




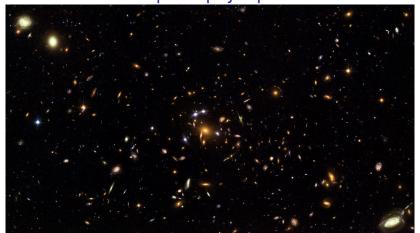


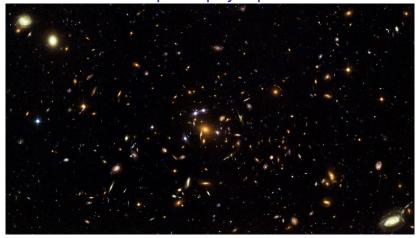






- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance < 10<sup>-16</sup> - 10<sup>-19</sup> - (10<sup>-35</sup>) mètres ... [physique des particules]
- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance > 10<sup>19</sup> - 10<sup>22</sup> - 10<sup>26</sup> mètres... [cosmologie]





amas de galaxie, SDSS J1004+4112

- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance < 10<sup>-16</sup> - 10<sup>-19</sup> - (10<sup>-35</sup>) mètres ... [physique des particules]
- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance > 10<sup>19</sup> - 10<sup>22</sup> - 10<sup>26</sup> mètres ... [cosmologie]

- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance < 10<sup>-16</sup> - 10<sup>-19</sup> - (10<sup>-35</sup>) mètres ... [physique des particules]
- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance > 10<sup>19</sup> - 10<sup>22</sup> - 10<sup>26</sup> mètres ... [cosmologie]

liens entre les deux!?

- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance < 10<sup>-16</sup> - 10<sup>-19</sup> - (10<sup>-35</sup>) mètres ... [physique des particules]
- ▶ lois et phénomènes se produisant à des échelles de distance > 10<sup>19</sup> - 10<sup>22</sup> - 10<sup>26</sup> mètres ... [cosmologie]

liens entre les deux!?

Modèle Standard de la physique des particules

? ‡?

Modèle Standard de la cosmologie



#### physique des particules

- 1 quatre interactions 'fondamentales': ont- elles une origine commune? bien qu'ayant des portées spatiales très différentes? (ex. portée infinie comparée à 10<sup>-18</sup> m!)
- 2 origine des masses des particules "élémentaires" ?
- 3,4... plusieurs autres questions esthétiques, spécifiques au Modèle Standard...

outils → la Relativité restreinte & la Mécanique Quantique concepts centraux → Symétrie & brisure spontanée de symétrie

#### physique des particules

- 1 quatre interactions 'fondamentales': ont- elles une origine commune? bien qu'ayant des portées spatiales très différentes? (ex. portée infinie comparée à 10<sup>-18</sup> m!)
- 2 origine des masses des particules "élémentaires" :
- 3,4... plusieurs autres questions esthétiques, spécifiques au Modèle Standard...

outils → la Relativité restreinte & la Mécanique Quantique concepts centraux → Symétrie & brisure spontanée de symétrie

- physique des particules
  - 1 quatre interactions 'fondamentales': ont- elles une origine commune? bien qu'ayant des portées spatiales très différentes? (ex. portée infinie comparée à 10<sup>-18</sup> m!)
  - 2 origine des masses des particules "élémentaires" ?
  - 3,4... plusieurs autres questions esthétiques, spécifiques au Modèle Standard...

outils → la Relativité restreinte & la Mécanique Quantique concepts centraux → Symétrie & brisure spontanée de symétrie

- physique des particules
  - 1 quatre interactions 'fondamentales': ont- elles une origine commune? bien qu'ayant des portées spatiales très différentes? (ex. portée infinie comparée à 10<sup>-18</sup> m!)
  - 2 origine des masses des particules "élémentaires" ?
  - 3,4... plusieurs autres questions esthétiques, spécifiques au Modèle Standard...

outils → la Relativité restreinte & la Mécanique Quantique concepts centraux → Symétrie & brisure spontanée de symétrie

- physique des particules
  - 1 quatre interactions 'fondamentales': ont- elles une origine commune? bien qu'ayant des portées spatiales très différentes? (ex. portée infinie comparée à 10<sup>-18</sup> m!)
  - 2 origine des masses des particules "élémentaires" ?
  - 3,4... plusieurs autres questions esthétiques, spécifiques au Modèle Standard...

outils → la Relativité restreinte & la Mécanique Quantique concepts centraux → Symétrie & brisure spontanée de symétrie

- physique des particules
  - 1 quatre interactions 'fondamentales': ont- elles une origine commune? bien qu'ayant des portées spatiales très différentes? (ex. portée infinie comparée à 10<sup>-18</sup> m!)
  - 2 origine des masses des particules "élémentaires" ?
  - 3,4... plusieurs autres questions esthétiques, spécifiques au Modèle Standard...

outils → la Relativité restreinte & la Mécanique Quantique concepts centraux → Symétrie & brisure spontanée de symétrie

- physique des particules
  - 1 quatre interactions 'fondamentales': ont- elles une origine commune? bien qu'ayant des portées spatiales très différentes? (ex. portée infinie comparée à 10<sup>-18</sup> m!)
  - 2 origine des masses des particules "élémentaires" ?
  - 3,4... plusieurs autres questions esthétiques, spécifiques au Modèle Standard...

outils → la Relativité restreinte & la Mécanique Quantique concepts centraux → Symétrie & brisure spontanée de symétrie

# Les particules et les champs

$\sim 4.7 \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	
173 — 174 <i>GeV / c</i> <sup>2</sup>	
$4 - 5  GeV/c^2$	

 $1~{\rm GeV}/c^2=10^3~{\rm MeV}/c^2=10^6~{\rm keV}/c^2=10^9~{\rm eV}/c^2=1.7827\times 10^{-24}~{\rm grammes}$ 

# Les particules et les champs

Les Leptons	masse	charge élec.	spin
electron	$(0.5109989461 \pm 0.0000000031) \times 10^{-3}  GeV/c^2$	-1	1/2
muon	$(105.6583745 \pm 0.0000024) \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	-1	1/2
tau	$(1.77686 \pm 0.00012) \ GeV/c^2$	-1	1/2
neutrinos e, $\mu, \tau$	,> 0,	0	1/2

$\sim 4.7 \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	
173 — 174 GeV/c <sup>2</sup>	
$4 - 5  GeV/c^2$	

 $1 \text{ GeV}/c^2 = 10^3 \text{ MeV}/c^2 = 10^6 \text{ keV}/c^2 = 10^9 \text{ eV}/c^2 = 1.7827 \times 10^{-24} \text{ grammes}$ 

# Les particules et les champs

Les Leptons	masse	charge élec.	spin
electron	$(0.5109989461 \pm 0.0000000031) \times 10^{-3}  GeV/c^2$	-1	1/2
muon	$(105.6583745 \pm 0.0000024) \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	-1	1/2
tau	$(1.77686 \pm 0.00012) \ GeV/c^2$	-1	1/2
neutrinos e, $\mu, \tau$	,> 0,	0	1/2

Les Quarks	masse	charge élec.	spin
<i>u</i> "up"	$\sim 2.2 \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	$+\frac{2}{3}$	1/2
d "down"	$\sim$ 4.7 $\times$ 10 <sup>-3</sup> GeV/ $c^2$	$-\frac{1}{3}$	1/2
c "charmé"	$\sim$ 1.27 GeV/ $c^2$	$+\frac{2}{3}$	1/2
s "étrange"	$\sim$ .96 $GeV/c^2$	$-\frac{1}{3}$	1/2
t "top"	173 — 174 GeV/c <sup>2</sup>	$+\frac{2}{3}$	1 2
b "bottom"	4 – 5 <i>GeV/c</i> <sup>2</sup>	$-\frac{1}{3}$	1/2

 $1 \text{ GeV}/c^2 = 10^3 \text{ MeV}/c^2 = 10^6 \text{ keV}/c^2 = 10^9 \text{ eV}/c^2 = 1.7827 \times 10^{-24} \text{ grammes}$ 

### Les particules et les champs

Les Leptons	masse	charge élec.	spin
electron	$(0.5109989461 \pm 0.0000000031) \times 10^{-3}  GeV/c^2$	-1	1/2
muon	$(105.6583745 \pm 0.0000024) \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	-1	1/2
tau	$(1.77686 \pm 0.00012) \ GeV/c^2$	-1	1/2
neutrinos e, $\mu, \tau$	,> 0,	0	1/2

Les Quarks	masse	charge élec.	spin
<i>u</i> "up"	$\sim 2.2 \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	$+\frac{2}{3}$	1/2
d "down"	$\sim$ 4.7 $\times$ 10 <sup>-3</sup> GeV/ $c^2$	$-\frac{1}{3}$	1/2
c "charmé"	$\sim$ 1.27 GeV/ $c^2$	$+\frac{2}{3}$	1/2
s "étrange"	$\sim$ .96 $GeV/c^2$	$-\frac{1}{3}$	1/2
t "top"	173 — 174 GeV/c <sup>2</sup>	$+\frac{2}{3}$	1 2
b "bottom"	4 – 5 <i>GeV/c</i> <sup>2</sup>	$-\frac{1}{3}$	1/2

les Bosons de Jauge	masse	charge élec.	spin
le photon	0 (< 10 <sup>-18</sup> eV)	$0 (< 10^{-35})$	1
les gluons	0	0	1
le boson Z <sup>0</sup>	91.1876 ± 0.0021 GeV/c <sup>2</sup>	0	1
les bosons W <sup>±</sup>	$80.385 \pm 0.015  GeV/c^2$	±1	1

 $1 \text{ GeV}/c^2 = 10^3 \text{ MeV}/c^2 = 10^6 \text{ keV}/c^2 = 10^9 \text{ eV}/c^2 = 1.7827 \times 10^{-24} \text{ grammes}$ 

### Les particules et les champs

Les Leptons	masse	charge élec.	spin
electron	$(0.5109989461 \pm 0.0000000031) \times 10^{-3}  GeV/c^2$	-1	1/2
muon	$(105.6583745 \pm 0.0000024) \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	-1	1/2
tau	$(1.77686 \pm 0.00012) \ GeV/c^2$	-1	1/2
neutrinos e, $\mu,  au$	,> 0,	0	1/2

Les Quarks	masse	charge élec.	spin
<i>u</i> "up"	$\sim 2.2 \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	$+\frac{2}{3}$	1/2
d "down"	$\sim 4.7 \times 10^{-3} \; GeV/c^2$	$-\frac{1}{3}$	1/2
c "charmé"	$\sim$ 1.27 GeV/ $c^2$	$+\frac{2}{3}$	1/2
s "étrange"	$\sim$ .96 $GeV/c^2$	$-\frac{1}{3}$	1/2
t "top"	173 — 174 GeV/c <sup>2</sup>	$+\frac{2}{3}$	1/2
b "bottom"	4 – 5 <i>GeV/c</i> <sup>2</sup>	$-\frac{1}{3}$	1/2

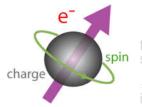
les Bosons de Jauge	masse	charge élec.	spin
le photon	0 (< 10 <sup>-18</sup> eV)	$0 (< 10^{-35})$	1
les gluons	0	0	1
le boson Z <sup>0</sup>	91.1876 ± 0.0021 GeV/c <sup>2</sup>	0	1
les bosons W <sup>±</sup>	$80.385 \pm 0.015~GeV/c^2$	±1	1

	masse	charge élec.	spin
le Boson de Higgs	125.09 $\pm$ 0.24 $GeV/c^2$	0	0

 $1 \text{ GeV}/c^2 = 10^3 \text{ MeV}/c^2 = 10^6 \text{ keV}/c^2 = 10^9 \text{ eV}/c^2 = 1.7827 \times 10^{-24} \text{ grammes}$ 

### La charge électrique, on "sait" ce que c'est,

...et le spin?



tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

en fait il ne pivote PAS dans l'espace!

Îe spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$  on appelle *bosons* les particules de spin  $0, 1, 2, \dots$ 





tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

en fait il ne pivote PAS dans l'espace! le spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, ...$ on appelle *bosons* les particules de spin 0, 1, 2, ...



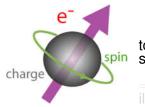


tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

en fait il ne pivote PAS dans l'espace! le spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, ...$ on appelle *bosons* les particules de spin 0, 1, 2, ...





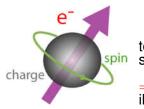
tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

e spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ 

on appelle bosons les particules de spin 0, 1, 2, .



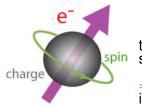


tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

en fait il ne pivote PAS dans l'espace! Île spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$  on appelle *bosons* les particules de spin  $0, 1, 2, \dots$ 





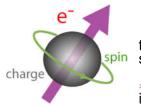
tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

### en fait il ne pivote PAS dans l'espace!

Île spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$  on appelle *bosons* les particules de spin  $0, 1, 2, \dots$ 





tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

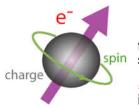
⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

en fait il ne pivote PAS dans l'espace!

le spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* 

on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$  on appelle *bosons* les particules de spin  $0, 1, 2, \dots$ 





tout se passe comme si l'électron pivotait sur lui-même comme une toupie...

⇒ en présence d'un champ magnétique il se comporte comme un petit aimant

en fait il ne pivote PAS dans l'espace! Île spin, (comme la charge électrique et d'autres charges) est un attribut intrinsèque: *un nombre (quantique) interne* on appelle *fermions* les particules de spin  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, ...$  on appelle *bosons* les particules de spin 0, 1, 2, ...



### Les quatre interactions fondamentales

les leptons & quark	

## Les quatre interactions fondamentales

Nom	particules la subissant	charge	véhiculée par
électromagnétique	particules chargées	charge électrique	le photon
faible	les leptons & quark	charge faible	les bosons $Z^0$ et $W^{\pm}$
forte	les quarks	couleur	les 8 Gluons
gravitationnelle	toutes	masse	le Graviton (?)

## Les quatre interactions fondamentales

Nom	particules la subissant	charge	véhiculée par
électromagnétique	particules chargées	charge électrique	le photon
faible	les leptons & quark	charge faible	les bosons $Z^0$ et $W^\pm$
forte	les quarks	couleur	les 8 Gluons
gravitationnelle	toutes	masse	le Graviton (?)

Nom	portée	intensités relatives (à basse énergie)
électromagnétique	infinie	10 <sup>-2</sup>
faible	10 <sup>-18</sup> mètres	10 <sup>-5</sup>
forte	10 <sup>-15</sup> mètres	1
gravitationnelle	infinie	10 <sup>-39</sup>



"interaction Tennis" longue portée (balle, 60 grammes)



"interaction Tennis" longue portée (balle, 60 grammes)



"interaction Basket" courte portée (balle d'entrainement, 1.4 Kg)

#### interaction électromagnétique



masse du photon,  $\emph{m}_{\gamma}=0$   $\Rightarrow$  portée infinie

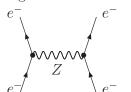
#### interaction électromagnétique



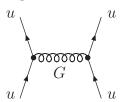
masse du photon,  $m_{\gamma} = 0$   $\Rightarrow$  portée infinie

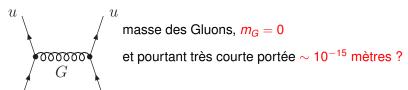
#### interaction faible

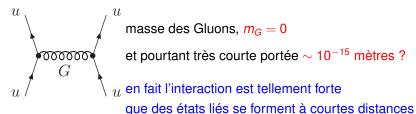
échange d'un Boson faible

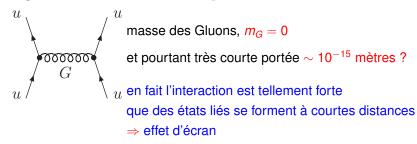


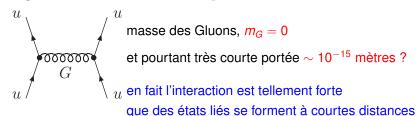
masse du Boson  $Z^0$ ,  $m_Z \simeq 91 {\rm GeV}/c^2$  $\Rightarrow$  portée très courte  $\sim 10^{-18}$  mètres





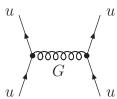








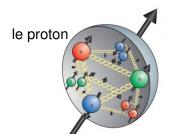
échange d'un Gluon entre deux quarks u



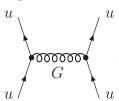
masse des Gluons,  $m_G = 0$ 

et pourtant très courte portée  $\sim 10^{-15}$  mètres ?

u en fait l'interaction est tellement forte
 que des états liés se forment à courtes distances
 ⇒ effet d'écran



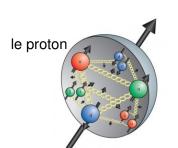
échange d'un Gluon entre deux quarks u



masse des Gluons,  $m_G = 0$ 

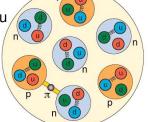
et pourtant très courte portée  $\sim 10^{-15}$  mètres ?

u en fait l'interaction est tellement forte que des états liés se forment à courtes distances



un noyau

⇒ effet d'écran



### Large Hadron Collider

### Large Hadron Collider

LHC

### Large Hadron Collider

**LHC** 

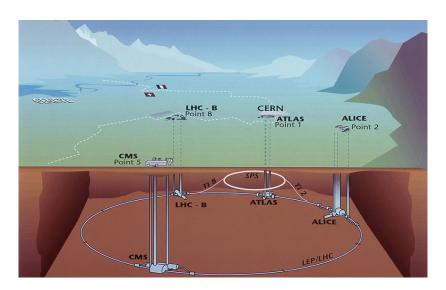
la machine de tous les superlatifs

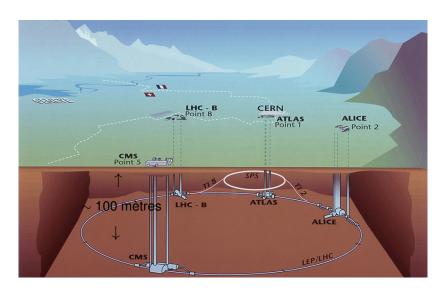


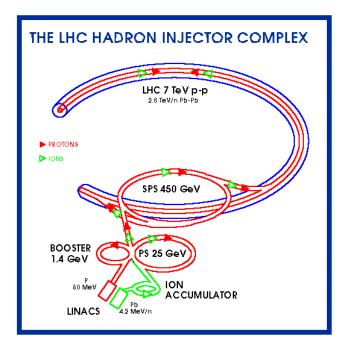












### le tunnel



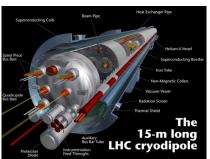
3.8 mètres de largeur

### le tunnel



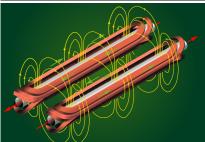
3.8 mètres de largeur

#### le tube



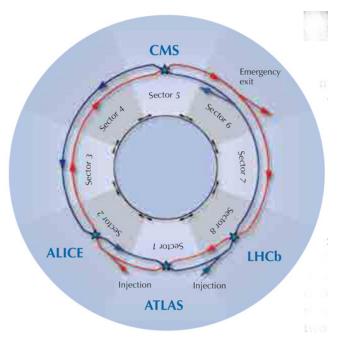
1232 dipoles magnétiques

 $\sim$  16 m et 35 tonnes chacun



bobines supraconductrices en niobium-titanium à 1.9 K  $B \le 8.33$  tesla

→ force de 400 tonnes/mètre!!



#### chaque faisceau contient 2808 paquets de 100 milliards de protons chacun

espacés de  $\sim$  33 ns

20 vraies collisions entre 200 milliards de protons ightarrow 600 millions de collisions/seconde

chaque faisceau contient 2808 paquets de 100 milliards de protons chacun espacés de  $\sim 33~\rm ns$ 

20 vraies collisions entre 200 milliards de protons → 600 millions de collisions/seconde

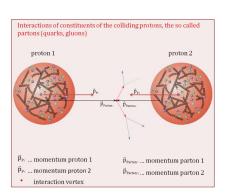
chaque faisceau contient 2808 paquets de 100 milliards de protons chacun espacés de  $\sim$  33 ns

20 vraies collisions entre 200 milliards de protons ightarrow 600 millions de collisions/seconde

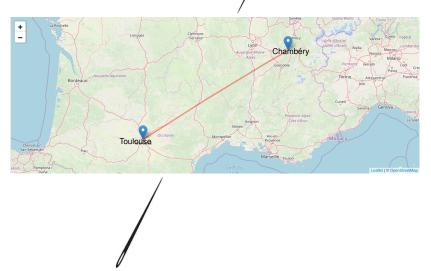
chaque faisceau contient 2808 paquets de 100 milliards de protons chacun espacés de  $\sim 33~\rm ns$ 

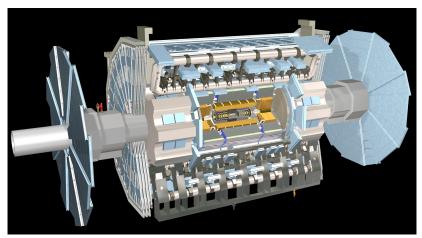
20 vraies collisions entre 200 milliards de protons → 600 millions de collisions/seconde

#### chaque collision:

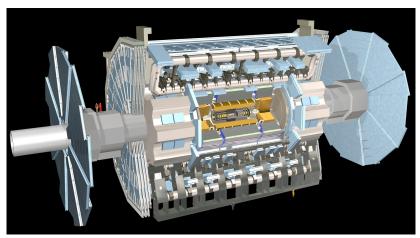


vitesse des protons 99.9997828 % c  $\rightarrow$  99.9999991 % c, énergie 3 à 7 TeV... collimation des paquets: longueur 80mm, larguer 16  $\mu$ m...

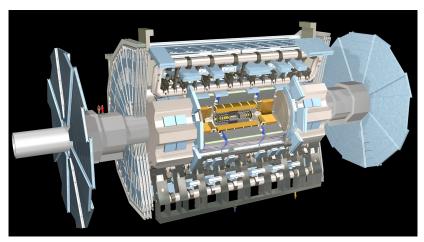




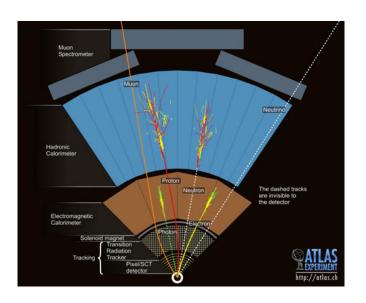
longueur:45 m, diamètre: 25 m, poids: 7000 tonnes collaboration de 2800 à 3000 physiciens, 175 instituts 38 pays, pendant  $\sim$  20 ans.

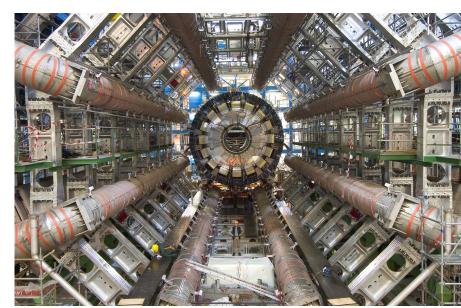


longueur:45 m, diamètre: 25 m, poids: 7000 tonnes collaboration de 2800 à 3000 physiciens, 175 instituts 38 pays pendant ~ 20 ans.

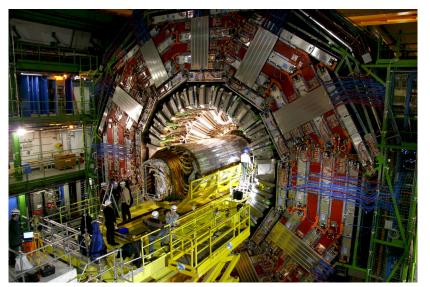


longueur:45 m, diamètre: 25 m, poids: 7000 tonnes collaboration de 2800 à 3000 physiciens, 175 instituts 38 pays, pendant  $\sim$  20 ans.



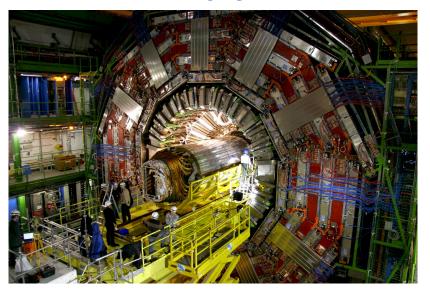


### **CMS**



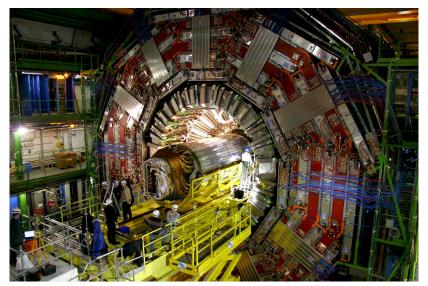
longueur:21,6 m, diamètre: 15 m, poids: 12500 tonnes collaboration de  $\sim$  3600 physiciens, 183 instituts 38 pays

### **CMS**



longueur:21,6 m, diamètre: 15 m, poids: 12500 tonnes collaboration de  $\sim$  3600 physiciens, 183 instituts 38 pays

### CMS



longueur:21,6 m, diamètre: 15 m, poids: 12500 tonnes collaboration de  $\sim$  3600 physiciens, 183 instituts 38 pays.

# chambres de contrôle ATLAS



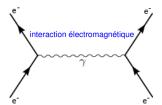
### chambres de contrôle

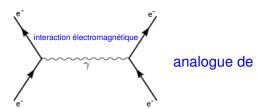
CMS



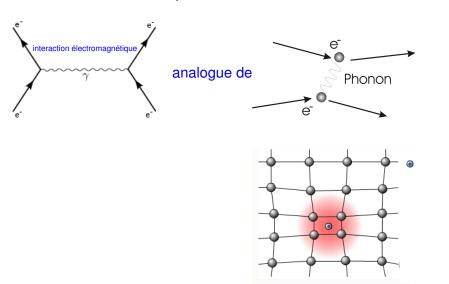
#### préliminaires

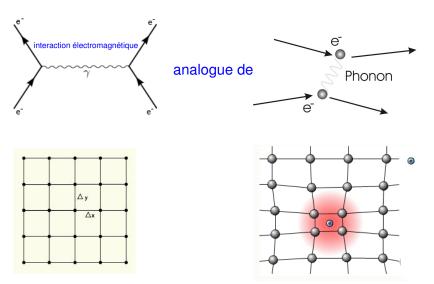
interaction électromagnétique

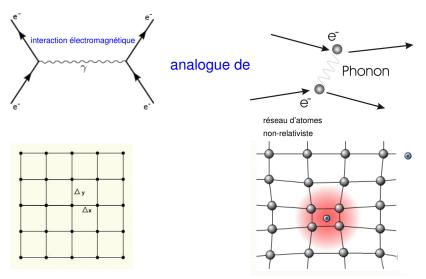


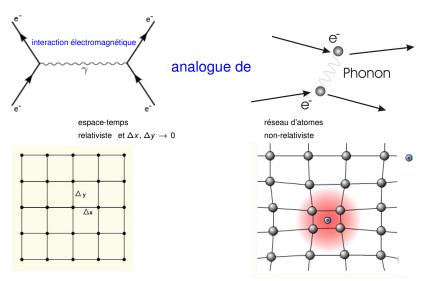


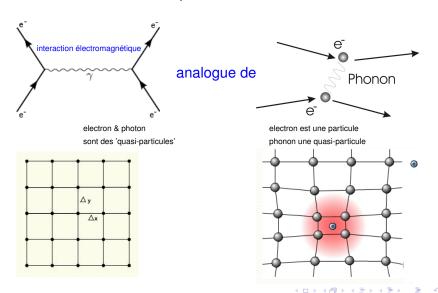










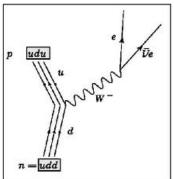


préliminaires

désintégration beta,  $n 
ightarrow p + e^- + \bar{
u}_e$ 

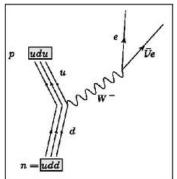
#### préliminaires

désintégration beta,  $n 
ightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ 



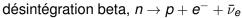
#### préliminaires

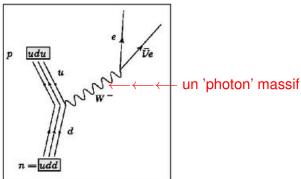
désintégration beta,  $n 
ightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ 



interaction faible, très courte portée,  $\sim 10^{-16} \text{cm}$ 

#### préliminaires

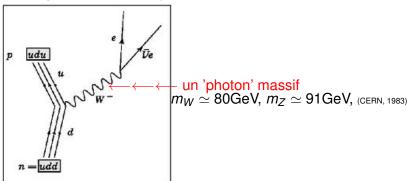




interaction faible, très courte portée,  $\sim 10^{-16} \text{cm}$ 

#### préliminaires

désintégration beta,  $n o p + e^- + \bar{\nu}_e$ 

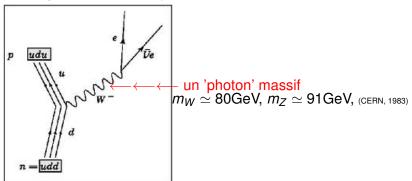


interaction faible, très courte portée,  $\sim 10^{-16} \text{cm}$ 

# un problème théorique

### préliminaires

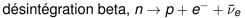
désintégration beta,  $n o p + e^- + \bar{\nu}_e$ 

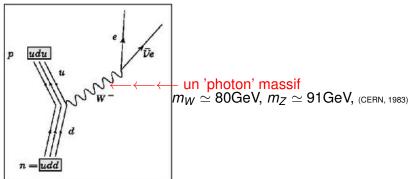


interaction faible, très courte portée,  $\sim 10^{-16} cm$  la théorie décrit très bien ces phénomènes à basse énergie

# un problème théorique

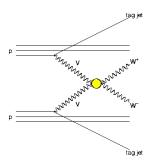
### préliminaires





interaction faible, très courte portée,  $\sim 10^{-16} \text{cm}$  la théorie décrit très bien ces phénomènes à basse énergie mais un problème grave apparaît si on monte en énergie!





...de bosons de spin 1, massifs?

$$W,Z \longrightarrow W,Z \longrightarrow W,Z \longrightarrow W,Z \longrightarrow W$$

$$W,Z \longrightarrow W,Z \longrightarrow W$$

$$W \longrightarrow W,Z \longrightarrow W$$

$$Z,W \longrightarrow Z,W \longrightarrow Z,W$$

$$Z,W \longrightarrow$$

 $E \gg M_V \Rightarrow$  Violation d'unitarité  $\Leftrightarrow$  probabilité > 1 !!

...de bosons de spin 1, massifs?

 $E \gg M_V \Rightarrow$  Violation d'unitarité  $\Leftrightarrow$  probabilité > 1 !!

...de bosons de spin 1, massifs?

 $E \gg M_V \Rightarrow \text{Violation d'unitarité} \Leftrightarrow \text{probabilité} > 1 !!$ 

...de bosons de spin 1, massifs?

⇒ symétries de jauge (Yang-Mills massif)



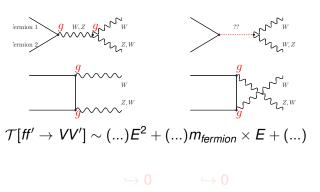
 $\Rightarrow$  postuler un état intermédiaire supplémentaire de spin 0, électriquement neutre et couplage  $\sim M_V$ 

 $\Rightarrow$  postuler un état intermédiaire supplémentaire de spin 0, électriquement neutre et couplage  $\sim M_V$ 

$$T[VV' \rightarrow VV'] \sim (...) \frac{E^4}{M_V^4} + (...) \frac{E^2}{M_V^2} + (...)$$

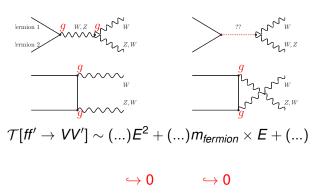
### Annihilation de fermions...

 $\Rightarrow$  postuler un état intermédiaire de spin 0, électriquement neutre et couplage  $\sim m_{fermion}$ 



### Annihilation de fermions...

 $\Rightarrow$  postuler un état intermédiaire de spin 0, électriquement neutre et couplage  $\sim m_{fermion}$ 



# la contrainte d'unitarité + la 'simplicité' ↓ un boson scalaire neutre avec couplages bien définis

seule sa masse est théoriquement inconnue mais  $\lesssim \mathcal{O}(1$ teraelectronvolt)

nous l'appellerons '*boson de Higgs', bien qu'on devrait l'appeler...* 

# la contrainte d'unitarité + la 'simplicité' ↓ un boson scalaire neutre avec couplages bien définis

seule sa masse est théoriquement inconnue mais  $\lesssim \mathcal{O}(\text{1teraelectronvolt})$ 

nous l'appellerons 'boson de Higgs', bien qu'on devrait l'appeler...

# la contrainte d'unitarité + la 'simplicité' ↓ un boson scalaire neutre avec couplages bien définis

seule sa masse est théoriquement inconnue mais  $\lesssim \mathcal{O}(\text{1teraelectronvolt})$ 

nous l'appellerons 'boson de Higgs', bien qu'on devrait l'appeler...

le boson de Englert-Higgs

le boson de Englert-Higgs ou le boson de Brout-Englert-Higgs le boson de Englert-Higgs ou le boson de Brout-Englert-Higgs ou le boson de Brout-Englert-Higgs-Kibble le boson de Englert-Higgs ou le boson de Brout-Englert-Higgs ou le boson de Brout-Englert-Higgs-Kibble ou le boson de Brout-Englert-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble le boson de Englert-Higgs ou le boson de Brout-Englert-Higgs ou le boson de Brout-Englert-Higgs-Kibble ou le boson de Brout-Englert-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble ou la particule de Bose de Brout-Englert-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble Unifie les interactions électromagnétique et faible

Unifie les interactions électromagnétique et faible et donne aux particules élémentaires *leurs masses*,



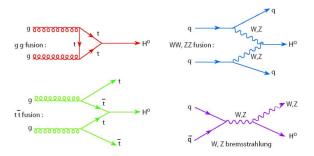


résistance au mouvement ⇒ masse

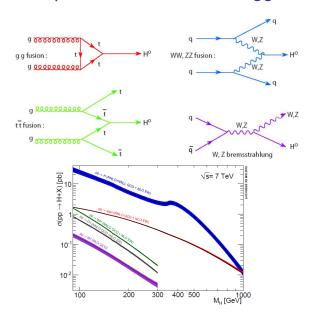


# comment produire le boson de Higgs au LHC?

# comment produire le boson de Higgs au LHC?



# comment produire le boson de Higgs au LHC?

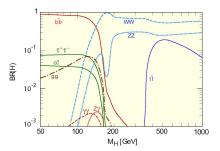


# comment détecter le boson de Higgs au LHC?

il se désintègre en particules connues, à des taux connus

# comment détecter le boson de Higgs au LHC?

il se désintègre en particules connues, à des taux connus



### La découverte!

### EUROPEAN ORGANISATION FOR NUCLEAR RESEARCH (CERN)





CERN-PH-EP-2012-218 Submitted to: Physics Letters B

### Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC

The ATLAS Collaboration

#### Abstract

A search for the Standard Model Higgs boson in proton-proton collisions with the TLAS detector at the LLG is presented. The distances used correspond to investigated unknowless of approximately 4.8 fb  $^{-1}$  Colliseded at  $_{\rm H}^2 - 78149$  2011 and 5.8 fb  $^{+1}$  at  $_{\rm H}^2 - 8749$  in 2012 Lindvidual searches in the characteristic  $_{\rm H}^2 - 78149$  2011 and 5.8 fb  $^{+1}$  at  $_{\rm H}^2 - 8749$  in 2012 Lindvidual searches in the minimal proton of the search of the searc

#### EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH (CERN)



# Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC

The CMS Collaboration\*

#### Abstract

Results are presented from searches for the standard model Higgs boson in protoproton collisions at  $y_0^2 = 7$  and 8 FeV in the CMS experiment at the LHC, using data samples corresponding to integrated luminosities of up to 5.1 fb<sup>-1</sup> at 74W and 5.3 fb<sup>-1</sup> at 8 FeV. The search is performed in five decay modes,  $\gamma_1^2$  ZeV,  $\gamma_2^2$ ,  $\gamma_3^2$  ZeV,  $\gamma_4^2$ , and 5b. An excess of events is observed above the expected background, a local significance of 5.0 standard deviations, at a most near 125 GeV, signifigate the production of a new particle. The expected significance for a standard model Higgs boson of that mass is 5.8 standard deviations, the excess is most significant in the two decays which the second control of the control of

This paper is dedicated to the memory of our colleagues who worked on CMS but have since passed away.

In recognition of their many contributions to the achievement of this observation.

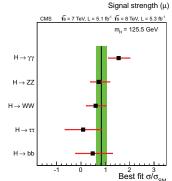




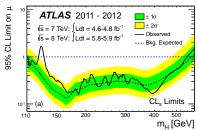
Submitted to Physics Letters B

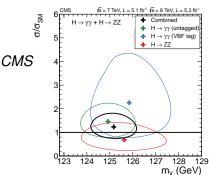
# La découverte!

#### 



## La découverte!







La supraconductivité pour découvrir...la supraconductivité

### Le mécanisme de Brout-Englert/Higgs/Guralnik-Hagen-Kibble

...ou la lutte contre un théorème général!

### Le mécanisme de Brout-Englert/Higgs/Guralnik-Hagen-Kibble

...ou la lutte contre un théorème général!

- Invariance sous une symétrie continue  $\Rightarrow$  courant conservé,  $\partial^{\mu}J_{\mu}^{a}(\vec{x},t)=0$
- ► charges conservées (si bien définies)  $Q^a = \int_{V \to \infty} d^3 \vec{x} \ J_0^a(\vec{x}, t), \ dQ^a/dt = 0$
- génèrent les transformations,  $\delta^a \phi \sim [Q^a, \phi]$
- ▶ brisure spontanée:  $Q^a|0\rangle \neq 0 \Leftrightarrow \langle 0|\delta^a\phi|0\rangle \neq 0$
- ► Théorème: brisure spontanée d'une symétrie continue ⇒ particule de masse nulle couplée au courant (en général un boson de spin 0)!
- ► l'invariance de Lorentz et la localité jouent un rôle essentiel... peut on éviter ce théorème?



- Invariance sous une symétrie continue  $\Rightarrow$  courant conservé,  $\partial^{\mu}J_{\mu}^{a}(\vec{x},t)=0$
- ► charges conservées (si bien définies)  $Q^a = \int_{V} d^3\vec{x} J_0^a(\vec{x}, t), dQ^a/dt = 0$
- génèrent les transformations,  $\delta^a \phi \sim [Q^a, \phi]$
- ▶ brisure spontanée:  $Q^a|0\rangle \neq 0 \Leftrightarrow \langle 0|\delta^a\phi|0\rangle \neq 0$
- ► Théorème: brisure spontanée d'une symétrie continue ⇒ particule de masse nulle couplée au courant (en général un boson de spin 0)!
- l'invariance de Lorentz et la localité jouent un rôle essentiel... peut on éviter ce théorème?

- Invariance sous une symétrie continue  $\Rightarrow$  courant conservé,  $\partial^{\mu} J_{\mu}^{a}(\vec{x},t) = 0$
- ► charges conservées (si bien définies)  $Q^a = \int_V d^3\vec{x} J_0^a(\vec{x}, t), dQ^a/dt = 0$
- génèrent les transformations,  $\delta^a \phi \sim [Q^a, \phi]$
- ▶ brisure spontanée:  $Q^a|0\rangle \neq 0 \Leftrightarrow \langle 0|\delta^a\phi|0\rangle \neq 0$
- ► Théorème: brisure spontanée d'une symétrie continue ⇒ particule de masse nulle couplée au courant (en général un boson de spin 0)!
- ► l'invariance de Lorentz et la localité jouent un rôle essentiel... peut on éviter ce théorème?



- Invariance sous une symétrie continue  $\Rightarrow$  courant conservé,  $\partial^{\mu} J_{\mu}^{a}(\vec{x},t) = 0$
- ► charges conservées (si bien définies)  $Q^a = \int_V d^3\vec{x} J_0^a(\vec{x}, t), dQ^a/dt = 0$
- génèrent les transformations,  $\delta^a \phi \sim [Q^a, \phi]$
- ▶ brisure spontanée:  $Q^a|0\rangle \neq 0 \Leftrightarrow \langle 0|\delta^a\phi|0\rangle \neq 0$
- ► Théorème: brisure spontanée d'une symétrie continue ⇒ particule de masse nulle couplée au courant (en général un boson de spin 0)!
- ▶ l'invariance de Lorentz et la localité jouent un rôle essentiel... peut on éviter ce théorème?

- Invariance sous une symétrie continue  $\Rightarrow$  courant conservé,  $\partial^{\mu} J_{\mu}^{a}(\vec{x},t) = 0$
- ► charges conservées (si bien définies)  $Q^a = \int_{V \to \infty} d^3 \vec{x} \ J_0^a(\vec{x}, t), \ dQ^a/dt = 0$
- génèrent les transformations,  $\delta^a \phi \sim [Q^a, \phi]$
- ▶ brisure spontanée:  $Q^a|0\rangle \neq 0 \Leftrightarrow \langle 0|\delta^a\phi|0\rangle \neq 0$
- ► Théorème: brisure spontanée d'une symétrie continue ⇒ particule de masse nulle couplée au courant (en général un boson de spin 0)!
- ► l'invariance de Lorentz et la localité jouent un rôle essentiel... peut on éviter ce théorème?



- Invariance sous une symétrie continue  $\Rightarrow$  courant conservé,  $\partial^{\mu} J_{\mu}^{a}(\vec{x},t) = 0$
- ► charges conservées (si bien définies)  $Q^a = \int_{V \to \infty} d^3\vec{x} \ J_0^a(\vec{x}, t), \ dQ^a/dt = 0$
- génèrent les transformations,  $\delta^a \phi \sim [Q^a, \phi]$
- ▶ brisure spontanée:  $Q^a|0\rangle \neq 0 \Leftrightarrow \langle 0|\delta^a\phi|0\rangle \neq 0$
- ► Théorème: brisure spontanée d'une symétrie continue ⇒ particule de masse nulle couplée au courant (en général un boson de spin 0)!
- ▶ l'invariance de Lorentz et la localité jouent un rôle essentiel... peut on éviter ce théorème?

#### BROKEN SYMMETRIES, MASSLESS PARTICLES AND GAUGE FIELDS

#### P. W. HIGGS

Tait Institute of Mathematical Physics, University of Edinburgh, Scotland

Received 27 July 1964

Recently a number of people have discussed the Goldstone theorem <sup>1</sup>, <sup>2</sup>): that any solution of a Lorentz-invariant theory which violates an internal symmetry operation of that theory must contain a massless scalar particle. Klein and Lee <sup>3</sup>) showed that this theorem does not necessarily apply in non-relativistic theories and implied that their considerations would apply equally well to Lorentz-invariant field theories. Gilbert <sup>4</sup>), how-

ever, gave a proof that the failure of the Goldstone theorem in the nonrelativistic case is of a type which cannot exist when Lorentz invariance is imposed on a theory. The purpose of this note is to show that Gilbert's argument fails for an important class of field theories, that in which the conserved currents are coupled to gauge fields.

Following the procedure used by Gilbert 4), let us consider a theory of two hermitian scalar fields

132

 $\varphi_1(x)$ ,  $\varphi_2(x)$  which is invariant under the phase transformation

$$\varphi_1 \rightarrow \varphi_1 \cos \alpha + \varphi_2 \sin \alpha$$
,  
 $\varphi_2 \rightarrow \varphi_1 \sin \alpha + \varphi_2 \cos \alpha$ . (1)

Then there is a conserved current  $j_{\mu}$  such that

$$i \left[ \int d^3x \, j_0(x), \, \varphi_1(y) \right] = \varphi_2(y).$$
 (2)

We assume that the Lagrangian is such that symmetry is broken by the nonvanishing of the vacuum expectation value of  $\phi_2$ . Goldstone's theorem is proved by showing that the Fourier transform of  $i(\xi_{\mu}k^{2})$ ,  $\phi_{1}(y)$  contains a term  $2\pi(\phi_{2})$ :  $(\psi_{2})$ ,  $\psi_{1}(\psi_{2})$ , where  $k_{\mu}$  is the momentum,

as a consequence of Lorentz-covariance, the conservation law and eq. (2). Klein and Lee 3) avoided this result in the non-

relativistic case by showing that the most general form of this Fourier transform is now, in Gilbert's notation,

F.T. = 
$$k_{\mu} \rho_1(k^2, nk) + n_{\mu} \rho_2(k^2, nk) + C_3 n_{\mu} \delta^4(k)$$
, where  $n_{l\nu}$  which may be taken as (1, 0, 0, 0), (3) picks out a special Lorentz frame. The conversation law then reduces eq. (3) to the less general form

F.T. = 
$$k_{\mu} \delta(k^2) \rho_4(nk) + [h^2 n_{\mu} - k_{\mu}(nk)] \rho_5(k^2, nk) + C_3 n_{\mu} \delta^4(k)$$
. (4)

It turns out, on applying eq. (2), that all three terms in eq. (4) can contribute to  $\langle m_2 \rangle$ . Thus the Goldstone theorem fails if  $\rho_4 = 0$ , which is possible only if the other terms exist. Gilbert's remark that no special timelike vector  $n_i$  is available in a Lorentz-covariant theory appears to rule out this possibility in such a theory.

There is however a class of relativistic field theories in which a vector  $n_{\mu}$  does indeed play a part. This is the class of gauge theories, where an auxiliary unit timelike vector  $n_{\mu}$  must be in-

troduced in order to define a radiation gauge in which the vector gauge fields are well defined operators. Such theories are nevertheless Lorentz-covariant, as has been shown by Schwinger 9. (This has, of course, long been known of the simplest such theory, quantum electrodynamics.) There seems to be no reason why the vector  $n_{H}$  should not appear in the Fourier transform under consideration.

It is characteristic of gauge theories that the conservation laws hold in the strong sense, as a consequence of field equations of the form

$$j^{\mu} = \partial_{\nu} F^{,\mu\nu},$$

$$F_{\mu\nu'} = \partial_{\mu}A_{\nu'} - \partial_{\nu}A_{\mu'} \ . \tag{5}$$

Except in the case of abelian gauge theories, the flields  $A_{ij}$ ,  $F_{\mu\nu}$ , are not simply the gauge field variables  $A_{\mu}$ ,  $F_{\mu\nu}$ , but contain additional terms with combinations of the structure constants of the group as coefficients. Now the structure of the Fourier transform of  $\{(A_{\mu}; k_j), \varphi_1(y)\}$  must be given by eq. (3). Applying eq. (5) to this commutator gives us as the Fourier transform of  $\{(I_{\mu\nu}(k), \varphi_1(y))\}$  the single term

 $[k^2n_{\mu}-k_{\mu}(nk)]\rho(k^2,nk)$ . We have thus exorcised both Goldstone's zero-mass bosons and the "spurion" state (at  $k_{\mu}=0$ ) proposed by Klein and Lee.

In a subsequent note it will be shown, by considering some classical field theories which display broken symmetries, that the introduction of gauge fields may be expected to produce qualitative changes in the nature of the particles described by such theories after quantization.

#### References

1) J. Goldstone, Nuovo Cimento 19 (1961) 154.

 J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. 127 (1962) 965.

 A. Klein and B. W. Lee, Phys. Rev. Letters 12 (1964) 266.

W. Gilbert, Phys. Rev. Letters 12 (1964) 713.
 J. Schwinger, Phys. Rev. 127 (1962) 324.

#### BROKEN SYMMETRIES AND THE MASSES OF GAUGE BOSONS

Peter W. Higgs
Tait Institute of Mathematical Physics, University of Edinburgh, Edinburgh, Scotland
(Received 31 August 1964)

In a recent note1 it was shown that the Goldstone theorem 2 that Lorentz-covariant field theories in which spontaneous breakdown of symmetry under an internal Lie group occurs contain zero-mass particles, fails if and only if the conserved currents associated with the internal group are coupled to gauge fields. The purpose of the present note is to report that, as a consequence of this coupling, the spin-one quanta of some of the gauge fields acquire mass: the longitudinal degrees of freedom of these particles (which would be absent if their mass were zero) go over into the Goldstone bosons when the coupling tends to zero. This phenomenon is just the relativistic analog of the plasmon phenomenon to which Anderson's has drawn attention; that the scalar zero-mass excitations of a superconducting neutral Fermi gas become longitudinal plasmon modes of finite mass when the gas is charged.

The simplest theory which exhibits this behavior is a gauge-invariant version of a model used by Goldstone<sup>8</sup> himself: Two real<sup>8</sup> scalar fields  $\varphi_1, \varphi_2$  and a real vector field  $A_\mu$  interact through the Lagrangian density

$$L = -\frac{1}{4}(\nabla \varphi_1)^2 - \frac{1}{4}(\nabla \varphi_2)^2 - V(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1)$$

where

$$\begin{split} & \nabla_{\mu} \varphi_1 = \partial_{\mu} \varphi_1 - \epsilon A_{\mu} \varphi_2, \\ & \nabla_{\mu} \varphi_2 = \partial_{\mu} \varphi_2 + \epsilon A_{\mu} \varphi_1, \end{split}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$$

e is a dimensionless coupling constant, and hemotric is taken as -+++. Is invariant under simultaneous gauge transformations of the first kind on  $\phi_A$ ;  $\pm v_{\theta}$  and of the second kind on  $A_{\rho}$ . Let us suppose that  $V(\psi_{\theta}^*) = 0$ ,  $V''(\psi_{\theta}^*) > 0$ ; then spontaneous breakdown of U(1) symmetry occurs, the spontaneous preakdown of U(1) symmetry occurs, the constant  $V(\psi_{\theta}^*) = 0$ ,  $V''(\psi_{\theta}^*) > 0$ ; then spontaneous preakdown of V(1) symmetry occurs, the constant V(1) is small quantities governing the propagation of small oscillations of small oscillations.

about the "vacuum" solution  $\varphi_1(x) = 0$ ,  $\varphi_2(x) = \varphi_2$ ;

$$\vartheta^{\mu} \{ \vartheta_{-}(\Delta \varphi_1) - e \varphi_0 A_{-} \} = 0,$$
 (2a)

$$\{\partial^{2} - 4 \varphi_{0}^{2} V^{\prime \prime}(\varphi_{0}^{2})\}(\Delta \varphi_{2}) = 0,$$
 (2b)

$$\partial_{-}F^{\mu\nu} = e \varphi_{0} \{ \partial^{\mu}(\Delta \varphi_{1}) - e \varphi_{0}A_{-} \}.$$
 (21)

Equation (2b) describes waves whose quanta have (bare) mass 
$$2\varphi_0\{V''(\varphi_0^2)\}^{1/2}$$
; Eqs. (2a) and (2c) may be transformed, by the introduction of new

variables  $B_{\mu} = A_{\mu} - (e \varphi_0)^{-1} \delta_{\mu} (\Delta \varphi_1),$ 

$$G_{\mu\nu} = \vartheta_{\mu}B_{\nu} - \vartheta_{\nu}B_{\mu} - F_{\mu\nu}, \tag{3}$$

into the form

$$\partial_{\mu}B^{\mu} = 0$$
,  $\partial_{\nu}G^{\mu\nu} + e^{2}\varphi_{0}^{2}B^{\mu} = 0$ . (4)

Equation (4) describes vector waves whose quanta have (bare) mass  $\sigma_{q0}$ . In the absence of the gauge field coupling (e=0) the situation is quite difference of the state of the state of the second coupling (e=0) the situation is quite difference scalar and vector bosons, respectively. In passing, we note that the right-hand side of (2c) is just the linear approximation to the conserved current: It is linear in the vector potential, considered the second coupling of the presence of the gradient term situation by the presence of the gradient term  $\sigma$ .

When one considers theoretical models in which spontaneous breakdown of symmetry under a semisimple group occurs, one encounters a variety of possible situations corresponding to the various distinct irreducible representations to which the scalar fields may belong; the gauge field always belongs to the adjoint representation.6 The model of the most immediate interest is that in which the scalar fields form an octet under SU(3): Here one finds the possibility of two nonvanishing vacuum expectation values, which may be chosen to be the two Y = 0, I. = 0 members of the octet. There are two massive scalar bosons with just these quantum numbers: the remaining six components of the scalar octet combine with the corresponding components of the gauge-field octet to describe

massive vector bosons. There are two  $I = \frac{1}{2}$ vector doublets, degenerate in mass between Y=±1 but with an electromagnetic mass splitting between  $I_2 = \pm \frac{1}{6}$ , and the  $I_3 = \pm 1$  components of a Y=0, I=1 triplet whose mass is entirely electromagnetic. The two Y = 0, I = 0 gauge fields remain massless: This is associated with the residual unbroken symmetry under the Abelian group generated by Y and  $I_3$ . It may be expected that when a further mechanism (presumably related to the weak interactions) is introduced in order to break Y conservation, one of these gauge fields will acquire mass, leaving the photon as the only massless vector particle. A detailed discussion of these questions will be presented elsewhere.

It is worth noting that an essential feature of the type of theory which has been described in this note is the prediction of incomplete multiplets of scalar and vector bosons. It is to be expected that this feature will appear also in theories in which the symmetry-breaking scalar fields are not elementary dynamic variables but bullinear combinations of Fermi fields. If

In the present note the model is discussed mainly in classical terms, nothing is proved about the equantized theory. It should be understood, therefore, that the conclusions which are presented concerning the masses of particles are conjectures based on the quantization of linearized classical field equations. However, essentially the same conclusions have been reached in-dependently by F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. Lepton and C. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and C. G. F. Englert and R. Brout. Phys. Rev. and R. Brout. Phys. Re

SIn the theory of superconductivity such a term arises from collective excitations of the Fermi gas.

<sup>6</sup>See, for example, S. L. Glashow and M. Gell-Mann, Ann. Phys. (N.Y.) <u>15</u>, 437 (1961).

<sup>1</sup>These are just the parameters which, if the scalar octet interacts with baryons and mesons, lead to the Gell-Mann-Okubo and electromagnetic mass splittings: See S. Coleman and S. L. Glashow, Phys. Rev. <u>134</u>, 18671 (1984).

 $^{4}$ Tentative proposals that incomplete SU(3) octets of social particles exists have been made by a number of people. Such a rôle, as an isolated Y = 1,  $I = \frac{1}{3}$  state, was proposed for the  $\times$  meson (725 MeV) by Y. Nambu and J. J. Sakural, Phys. Rev. Letters 11, 42 (1963). More recently the possibility that the  $\sigma$  meson (385 MeV) may be the Y = I = 0 member of an incomplete octate has been considered by I. M. Rouge, Phys. Rev.

Letters 13, 42 (1964).

In the theory of superconductivity the scalar fields are associated with fermion pairs; the doubly charged excitation responsible for the quantization of magnetic flux is then the surviving member of a U(1) doublet.

P. W. Higgs, to be published.

#### SPLITTING OF THE 70-PLET OF SU(6)

Mirza A. Baqi Bég

The Rockefeller Institute, New York, New York

and

Virendra Singh\*
Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey
(Received 18 September 1964)

1. In a previous note, hereafter called I, we proposed an expression for the mass operator responsible for lifting the degeneracies of spin-

nances. Furthermore, since the  $SU(3) \otimes SU(2)$  content is

**■▶ 4 ■ ▶ ■ り**९0

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>J. Goldstone, Nuovo Cimento 19, 154 (1961);
J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, Phys. Rev. 127, 965 (1962).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>P. W. Anderson, Phys. Rev. <u>130</u>, 439 (1963).

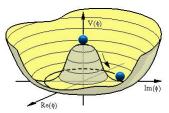
$$\mathcal{L} = -rac{1}{4}F_{\mu
u}F^{\mu
u} + D_{\mu}arphi^{\dagger}D^{\mu}arphi - V(arphi^{\dagger}arphi)$$

$$extbf{\textit{F}}_{\mu
u} \equiv \partial_{\mu} extbf{\textit{A}}_{
u} - \partial_{
u} extbf{\textit{A}}_{\mu}, \quad extbf{\textit{D}}_{\mu}arphi \equiv \partial_{\mu} + extit{\textit{ieA}}_{\mu}arphi$$

 $\mathcal{L}$  est invariant sous la transformation de jauge (Maxwell!)

$$arphi 
ightarrow e^{i\omega(x)}arphi, \;\; A_{\mu} 
ightarrow A_{\mu} - rac{1}{e}\partial_{\mu}\omega(x)$$

supposons 
$$\Rightarrow V'(|\varphi_0|^2) = 0 \& V''(|\varphi_0|^2) > 0$$
 avec  $\varphi_0 \neq 0 \Leftarrow$ 



$$\varphi(x) = \rho(x) e^{i\theta(x)}$$
$$\varphi_0 = v e^{i\theta(x)}$$

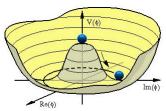
aucun coût énergétique pour changer la phase heta(x) o masse nulle (boson de Goldstone)

$$\varphi = \varphi + \varphi_0$$

$$D_{\mu}\varphi^{\dagger}D^{\mu}\varphi \rightarrow (\rho' + v)^2(\partial_{\mu}\theta + eA_{\mu})(\partial^{\mu}\theta + eA^{\mu})$$
transfo. de Jauge:  $A_{\mu} \rightarrow A_{\mu} - \frac{1}{e}\partial_{\mu}\theta(x) \Rightarrow$  le champ  $\theta$  disparaît!
dans le même temps,  $A_{\mu}$  est devenu massif (Proca)







$$\varphi(x) = \rho(x) e^{i\theta(x)}$$
$$\varphi_0 = v e^{i\theta(x)}$$

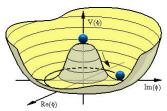
aucun coût énergétique pour changer la phase  $\theta(x) \to \text{masse nulle}$  (boson de Goldstone)

$$\varphi = \varphi' + \varphi_0$$

$$D_{\mu}\varphi^{\dagger}D^{\mu}\varphi \rightarrow (\rho' + v)^2(\partial_{\mu}\theta + eA_{\mu})(\partial^{\mu}\theta + eA^{\mu})$$
transfo. de Jauge:  $A_{\mu} \rightarrow A_{\mu} - \frac{1}{e}\partial_{\mu}\theta(x) \Rightarrow$  le champ  $\theta$  disparaît!! dans le même temps,  $A_{\mu}$  est devenu massif (Proca) et le champ résiduel  $\rho'$ , massif aussi (V), est le boson de Higgs







$$\varphi(x) = \rho(x) e^{i\theta(x)}$$
$$\varphi_0 = v e^{i\theta(x)}$$

aucun coût énergétique pour changer la phase  $\theta(x) \to \text{masse nulle}$ (boson de Goldstone)

$$\varphi = \varphi' + \varphi_0$$

$$D_{\mu}\varphi^{\dagger}D^{\mu}\varphi \rightarrow (\rho' + v)^2(\partial_{\mu}\theta + eA_{\mu})(\partial^{\mu}\theta + eA^{\mu})$$
transfo. de Jauge:  $A_{\mu} \rightarrow A_{\mu} - \frac{1}{e}\partial_{\mu}\theta(x) \Rightarrow$  le champ  $\theta$  disparaît!! dans le même temps,  $A_{\mu}$  est devenu massif (Proca) et le champ résiduel  $\rho'$ , massif aussi (V), est le boson de Higgs

→ analogue relativiste du modèle de Ginsbourg-Landau, ...effet Meissner



Le modèle standard et au-delà

$$e_R^- \left[ v_{e_R} \right] \mathbf{u}_R, \mathbf{d}_R \ \mathbf{u}_R, \mathbf{d}_R \ \mathbf{u}_R, \mathbf{d}_R$$

$$\left( \begin{array}{c} 
u_{\mu} \\ 
\mu^{-} \end{array} \right)_{\mathsf{L}} \quad \left( \begin{array}{c} \mathbf{c} \\ \mathbf{s} \end{array} \right)_{\mathsf{L}} \quad \left( \begin{array}{c} \mathbf{c} \\ \mathbf{s} \end{array} \right)_{\mathsf{L}} \quad \left( \begin{array}{c} \mathbf{c} \\ \mathbf{s} \end{array} \right)_{\mathsf{L}}$$

$$\mu_R^ \nu_{\mu_R}$$
  $\boldsymbol{c}_R, \boldsymbol{s}_R$   $\boldsymbol{c}_R, \boldsymbol{s}_R$   $\boldsymbol{c}_R, \boldsymbol{s}_R$ 

$$au_R^- egin{bmatrix} au_{TR} & at_R, at_R, at_R, at_R, at_R, at_R, at_R \end{aligned}$$

#### $\gamma$ le photon

(boson de jauge, véhicule de l'intéraction électromagnétique)

$$Z^0$$
,  $W^{\pm}$ 

(bosons de jauge, véhicules de l'interaction faible)

$$G^a(a=1,...8)$$

(bosons de jauge véhicules de l'interaction forte)

### H le Boson de Higgs

(génère les masses unitarise l'interaction faible)

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{\mathsf{e}} \\
\mathsf{e}^{-}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}$$

$$e_R^- V_{\theta_R} U_R, d_R U_R, d_R U_R, d_R$$

$$\left( \begin{array}{c} 
u_{\mu} \\ 
\mu^{-} \end{array} \right)_{\mathsf{L}} \quad \left( \begin{array}{c} \mathbf{c} \\ \mathbf{s} \end{array} \right)_{\mathsf{L}} \quad \left( \begin{array}{c} \mathbf{c} \\ \mathbf{s} \end{array} \right)_{\mathsf{L}} \quad \left( \begin{array}{c} \mathbf{c} \\ \mathbf{s} \end{array} \right)_{\mathsf{L}}$$

$$\mu_R^ v_{\mu_R}$$
  $c_R$ ,  $s_R$   $c_R$ ,  $s_R$   $c_R$ ,  $s_R$ 

$$\left( \begin{array}{c} \nu_{\tau} \\ \tau^{-} \end{array} \right)_{L} \quad \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_{L} \quad \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_{L} \quad \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_{L}$$

$$au_R^- egin{bmatrix} au_{TR} & at_R, at_R, at_R, at_R, at_R, at_R, at_R \end{aligned}$$

#### $\gamma$ le photon

(boson de jauge, véhicule de l'intéraction électromagnétique)

$$Z^0$$
,  $W^{\pm}$ 

(bosons de jauge, véhicules de l'interaction faible)

$$G^a(a=1,...8)$$

(bosons de jauge véhicules de l'interaction forte)

### H le Boson de Higgs

(génère les masses unitarise l'interaction faible

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{\mathsf{e}} \\
\mathsf{e}^{-}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}$$

$$e_R^- V_{e_R} U_R, d_R U_R, d_R U_R, d_R$$

$$\mu_R^ \nu_{\mu_R}$$
  $\mathbf{c}_R, \mathbf{s}_R$   $\mathbf{c}_R, \mathbf{s}_R$   $\mathbf{c}_R, \mathbf{s}_R$ 

$$\tau_R^- \left[ \nu_{\tau_R} \right] t_R, b_R t_R, b_R t_R, b_R$$

#### $\gamma$ le photon

(boson de jauge, véhicule de l'intéraction électromagnétique)

$$Z^0$$
,  $W^{\pm}$ 

(bosons de jauge, véhicules de l'interaction faible)

$$G^a(a=1,...8)$$

(bosons de jauge véhicules de l'interaction forte)

#### H le Boson de Higgs

(génère les masses unitarise l'interaction faible

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{e} \\
e^{-}
\end{array}\right)_{L}
\left(\begin{array}{c}
u \\
d
\end{array}\right)_{L}
\left(\begin{array}{c}
u \\
d
\end{array}\right)_{L}
\left(\begin{array}{c}
u \\
d
\end{array}\right)_{L}$$

$$e_R^- \mid \nu_{e_R} \mid \mathbf{u}_R, \mathbf{d}_R \mid \mathbf{u}_R, \mathbf{d}_R \mid \mathbf{u}_R, \mathbf{d}_R$$

$$\mu_R^ \nu_{\mu_R}$$
  $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$ 

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{\tau} \\
\tau^{-}
\end{array}\right)_{L} \quad \left(\begin{array}{c}
t \\
b
\end{array}\right)_{L} \quad \left(\begin{array}{c}
t \\
b
\end{array}\right)_{L} \quad \left(\begin{array}{c}
t \\
b
\end{array}\right)_{L}$$

$$au_R^- au_{ au_R} au_R, au_R au_R, au_R au_R, au_R$$

#### $\gamma$ le photon

(boson de jauge, véhicule de l'intéraction électromagnétique)

$$Z^{0}, W^{\pm}$$

(bosons de jauge, véhicules de l'interaction faible)

$$G^a(a=1,...8)$$

(bosons de jauge véhicules de l'interaction forte)

### H le Boson de Higgs

(génère les masses unitarise l'interaction faible)

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{\mathsf{e}} \\
\mathsf{e}^{-}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}$$

$$e_R^- V_{\theta_R} U_R, d_R U_R, d_R U_R, d_R$$

$$\mu_R^ \nu_{\mu_R}$$
  $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$ 

$$\left( \begin{array}{c} \nu_{\tau} \\ \tau^{-} \end{array} \right)_{L} \quad \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_{L} \quad \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_{L} \quad \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_{L}$$

$$au_R^- egin{array}{c|cccc} au_R & t_R, extbf{b}_R & t_R, extbf{b}_R & t_R, extbf{b}_R \end{array}$$

#### $\gamma$ le photon

(boson de jauge, véhicule de l'intéraction électromagnétique)

$$Z^0, W^{\pm}$$

(bosons de jauge, véhicules de l'interaction faible)

$$G^a(a=1,...8)$$

(bosons de jauge véhicules de l'interaction forte)

### H le Boson de Higgs

(génère les masses unitarise l'interaction faible

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{\mathsf{e}} \\
\mathsf{e}^{-}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}$$

$$e_R^- V_{e_R} U_R, d_R U_R, d_R U_R, d_R$$

$$\mu_R^ \nu_{\mu_R}$$
  $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$ 

$$\left(\begin{array}{c} \nu_{\tau} \\ \tau^{-} \end{array}\right)_{L} \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array}\right)_{L} \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array}\right)_{L} \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array}\right)_{L}$$

$$au_{R}^{-}$$
  $\overline{
u_{ au_{R}}}$   $t_{R}, b_{R}$   $t_{R}, b_{R}$   $t_{R}, b_{R}$ 

#### $\gamma$ le photon

(boson de jauge, véhicule de l'intéraction électromagnétique)

$$Z^0, W^{\pm}$$

(bosons de jauge, véhicules de l'interaction faible)

$$G^a(a=1,...8)$$

(bosons de jauge véhicules de l'interaction forte)

### H le Boson de Higgs

(génère les masses unitarise l'interaction faible)

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{\mathsf{e}} \\
\mathsf{e}^{-}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}
\left(\begin{array}{c}
\mathsf{u} \\
\mathsf{d}
\end{array}\right)_{\mathsf{L}}$$

$$e_R^- \boxed{\nu_{e_R}} u_R, d_R u_R, d_R u_R, d_R$$

$$\left| \left( egin{array}{c} 
u_{\mu} \\ 
\mu^{-} \end{array} 
ight)_{\mathsf{L}} \quad \left( egin{array}{c} 
c \\ 
s \end{array} 
ight)_{\mathsf{L}}$$

$$\mu_R^ \nu_{\mu_R}$$
  $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$   $\mathbf{C}_R, \mathbf{S}_R$ 

$$\left(\begin{array}{c}
\nu_{\tau} \\
\tau^{-}
\end{array}\right)_{L}
\left(\begin{array}{c}
t \\
b
\end{array}\right)_{L}
\left(\begin{array}{c}
t \\
b
\end{array}\right)_{L}
\left(\begin{array}{c}
t \\
b
\end{array}\right)_{L}$$

$$au_R^- \overline{|
u_{ au_R}|} t_R, b_R t_R, b_R t_R, b_R$$

#### $\gamma$ le photon

(boson de jauge, véhicule de l'intéraction électromagnétique)

$$Z^0, W^{\pm}$$

(bosons de jauge, véhicules de l'interaction faible)

$$G^a(a=1,...8)$$

(bosons de jauge véhicules de l'interaction forte)

### H le Boson de Higgs

(génère les masses unitarise l'interaction faible)

Il permet de décrire la plupart des phénomènes de la physique des particules

Il permet de décrire la plupart des phénomènes de la physique des particules

Mais il a quelques défauts

Il permet de décrire la plupart des phénomènes de la physique des particules

Mais il a quelques défauts

La recherche théorique et expérimentale continuent pour découvrir ce qu'il y a au delà de ce modèle

## quelques défauts du Modèle Standard

- Unification électro-faible, forte et...gravitationnelle?
- Origine de la brisure de la symétrie électro-faible?
- "Naturalness" de la masse du scalaire de Higgs?
- Problème de l'hierarchie des échelles de masses
- Trivialité du secteur scalaire de Higgs?
- Plusieurs paramètres libres (19)
- Spectre de masse des particules "élémentaires"
- nbre de familles, nbre de générations
- Origine de la chiralité
- Pourquoi SU(3) × SU(2) × U(1) ?
- le problème de la violation de CP forte
- le problème de la violation de CP faible et origine de la baryogenèse dans l'Univers
- ...pas de candidats à la matière noire
- ...Le problème de la constante cosmologique
- ...qui est l'Inflaton?
- ...origine de l'énergie noire?

Grande Unification? Supersymétrie? Dimensions supplémentaires? ...? (depuis plus de 40 ans)



# quelques défauts du Modèle Standard

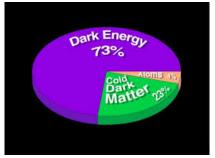
- Unification électro-faible, forte et...gravitationnelle?
- Origine de la brisure de la symétrie électro-faible?
- "Naturalness" de la masse du scalaire de Higgs?
- Problème de l'hierarchie des échelles de masses
- Trivialité du secteur scalaire de Higgs?
- Plusieurs paramètres libres (19)
- Spectre de masse des particules "élémentaires"
- nbre de familles, nbre de générations
- Origine de la chiralité
- Pourquoi SU(3) × SU(2) × U(1) ?
- le problème de la violation de CP forte
- le problème de la violation de CP faible et origine de la baryogenèse dans l'Univers
- ...pas de candidats à la matière noire
- ...Le problème de la constante cosmologique
- ...qui est l'Inflaton?
- ...origine de l'énergie noire?

## Grande Unification? Supersymétrie? Dimensions supplémentaires? ...? (depuis plus de 40 ans)

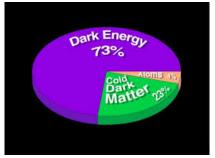


# la physique des particules a t elle des réponses à certaines énigmes cosmologiques?

# la physique des particules a t elle des réponses à certaines énigmes cosmologiques?

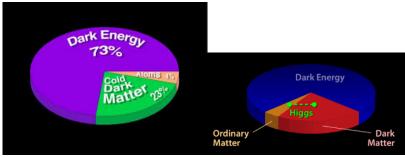


# la physique des particules a t elle des réponses à certaines énigmes cosmologiques?



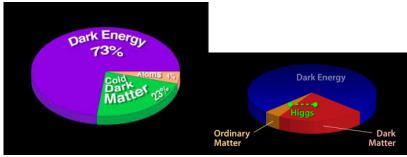
-la matière noire purrait être une nouvelle particule (physique au-delà du modèle standard...?)

# la physique des particules a t elle des réponses à certaines énigmes cosmologiques?



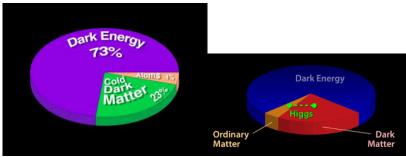
- -la matière noire purrait être une nouvelle particule (physique au-delà du modèle standard...?)
  - -le Higgs pourrait en être le médiateur?

# la physique des particules a t elle des réponses à certaines énigmes cosmologiques?



- -la matière noire purrait être une nouvelle particule (physique au-delà du modèle standard...?)
- -le Higgs pourrait en être le médiateur?
- -la structure du vide quantique ↔ l'énergie noire ?

# la physique des particules a t elle des réponses à certaines énigmes cosmologiques?



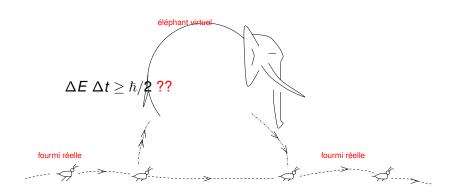
- -la matière noire purrait être une nouvelle particule (physique au-delà du modèle standard...?)
- -le Higgs pourrait en être le médiateur?
- -la structure du vide quantique ↔ l'énergie noire ?
- -le Higgs, couplé non-minimalement à la gravité → l'inflaton?

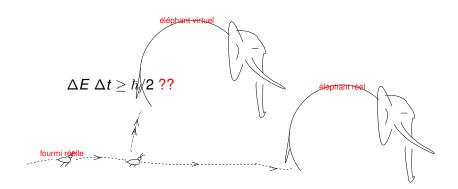




$$\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$$
 ??

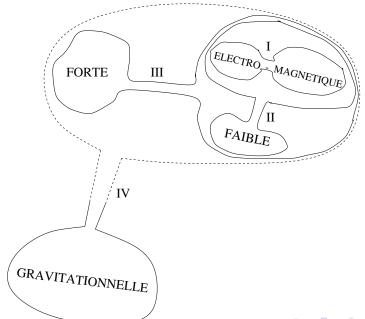






Sur le chemin de l'Unification?

#### Sur le chemin de l'Unification?

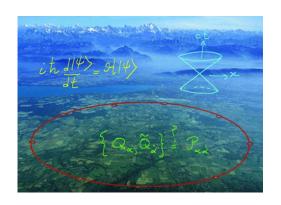


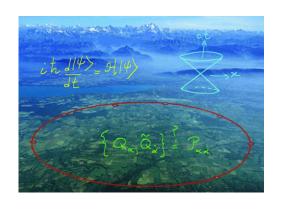
#### Sur le chemin de l'Unification?

"...quand des phénomènes considérés comme dus à des causes différentes étaient réduits à un seul principe, ils étaient presque tout le temps accompagnés par la découverte de phénomènes nouveaux, car une nouvelle approche dans la conception des causes suggère une multitude de nouvelles expériences à essayer et d'explications à vérifier."

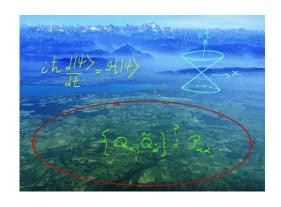


André Marie Ampère (1775-1836)



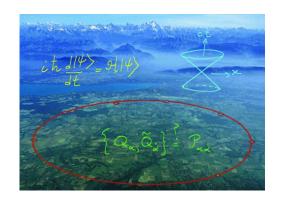


pour le moment...



pour le moment...

RIEN!!



pour le moment...

RIEN!!

mais l'histoire n'est pas finie





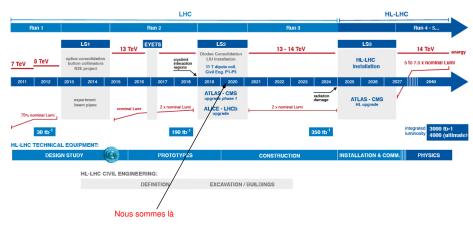


Nous sommes là



#### LHC / HL-LHC Plan





# un clin d'oeil socio-professionnel



## un clin d'oeil socio-professionnel



#### Citations summary

Generated on 2012-09-21

8 papers found, 8 of them citeable (published or arXiv)

Résultats du résumé des citations	Citeable papers	Published only
Total number of papers analyzed:	<u>8</u>	<u>6</u>
Nombre de citations:	5,637	5,636
Moyenne des citations par rapport	704.6	939.3
Répartition des documents par citations		
Renowned papers (500+)	<u>3</u>	3
Famous papers (250-499)	<u>0</u>	0
Very well-known papers (100-249)	<u>1</u>	<u>1</u>
Well-known papers (50-99)	<u>0</u>	0
Known papers (10-49)	1	1
Less known papers (1-9)	2	1
Unknown papers (0)	<u>1</u>	<u>0</u>
h <sub>HEP</sub> index [2]	5	5

1 sur 2 21/09/2012 08

#### JE VOUS REMERCIE POUR VOTRE ATTENTION