

# Les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions à l'heure du démarrage du Grand Collisionneur Hadronique (LHC) du CERN

## Cours de l'école doctorale de physique de Grenoble



Johann Collot



Laboratoire de Physique Subatomique  
et de Cosmologie de Grenoble

CNRS/IN2P3 - Université Joseph Fourier  
Grenoble Institut National Polytechnique

# Avant-propos

Ces cours sont destinés à des étudiants ayant un niveau de Master 1 en physique, sans connaissance particulière en physique subatomique. Ils constituent une introduction phénoménologique au programme de physique principal du LHC.

Les objectifs de la construction de la théorie standard sont brièvement énoncés de manière simplifiée dans une première partie qui est accessible à tous. Les interactions et les particules élémentaires y sont introduites en partant de leurs symétries recherchées ( $U(1)$ ,  $SU(2)$  et  $SU(3)$ ) .

On rappelle ensuite les notions utiles de relativité restreinte, de cinématique, de sections efficaces de collisions, de théorie relativiste des champs.

À partir des symétries  $U(1)$ ,  $SU(2)$  et  $SU(3)$ , on construit alors le modèle standard des interactions des particules élémentaires sous sa forme covariante la plus compacte.

Ce cours aborde alors une brève analyse du contenu phénoménologique électrofaible du modèle standard. Il se poursuit par un court exposé du traitement des masses des particules élémentaires et se termine par quelques résultats expérimentaux concernant les bosons d'interaction et le boson de Higgs.

# Il suffit de peu pour faire un monde !

- La musique : 7 notes et 2 altérations
  - classées sur des portées selon leurs fréquences
  - liées en accords
- L'Univers physique : 12 particules élémentaires et 4 interactions
  - classées dans des multiplets
  - systèmes liés (noyaux, atomes, molécules, cristaux, formations cosmiques ... )

# Spin Isotopique : Isospin

$A=1$     ● neutron  $Q=0$     ● proton  $Q=|e|$      $m_{\text{proton}} / m_{\text{neutron}} = 0,9986 \approx 1$

un même objet (*nucléon*) qui «tourne» sur lui-même dans un espace «abstrait»  
 (espace de spin isotopique) avec deux possibilités de spin ( $\frac{1}{2}$  et  $-\frac{1}{2}$ )  
 isotopique - Proton  $I = \frac{1}{2}$  , Neutron  $I = -\frac{1}{2}$

$A=2$     ●●     ${}^2_1\text{H}$      $I=0$

$A=3$     ●●●     ${}^3_1\text{H}$      $I = -\frac{1}{2}$     ●●●     ${}^3_2\text{H}_e$      $I = \frac{1}{2}$      $m_{{}^3_1\text{H}} / m_{{}^3_2\text{H}_e} \sim 1$

$A=4$     ●●●●     ${}^4_1\text{H}$      $I = -1$     ●●●●     ${}^4_2\text{H}_e$      $I = 0$     ●●●●     ${}^4_3\text{L}_i$      $I = 1$

$$m_{{}^4_1\text{H}} : m_{{}^4_2\text{H}_e} : m_{{}^4_3\text{L}_i} = 1,006 : 1 : 1,005$$

# Les particules élémentaires et leurs interactions

Boson  $Z^0$   $Q = 0$   
isospin = 0

neutrino  
 $Q = 0$   
isospin =  $1/2$

Boson  $W^+$   $Q = |e|$ , isospin = 1

électron  
 $Q = -|e|$ , isospin =  $-1/2$

Boson  $W^-$   
 $Q = -|e|$   
isospin = -1

photon  
 $Q = 0$

● Boson  $W^+$ , neutrino  $\rightarrow$  électron

● Boson  $Z^0$ , neutrino  $\rightarrow$  neutrino, électron  $\rightarrow$  électron

● Boson  $W^-$ , électron  $\rightarrow$  neutrino

○ photon, électron  $\rightarrow$  électron

**Interaction électromagnétique**

**Interaction faible**

# Les particules élémentaires et leurs interactions

Boson  $Z^0$   $Q = 0$   
isospin = 0

quark u (up)  
 $Q = 2/3 |e|$   
isospin =  $1/2$

Boson  $W^+$   $Q = |e|$ , isospin = 1

quark d (down),  $q = -1/3 |e|$ , isospin =  $-1/2$

photon  
 $Q = 0$

Boson  $W^-$   
 $Q = -|e|$   
isospin = -1

● Boson  $W^+$ , quark u  $\rightarrow$  quark d

● Boson  $Z^0$ , quark u  $\rightarrow$  quark u ; quark d  $\rightarrow$  quark d

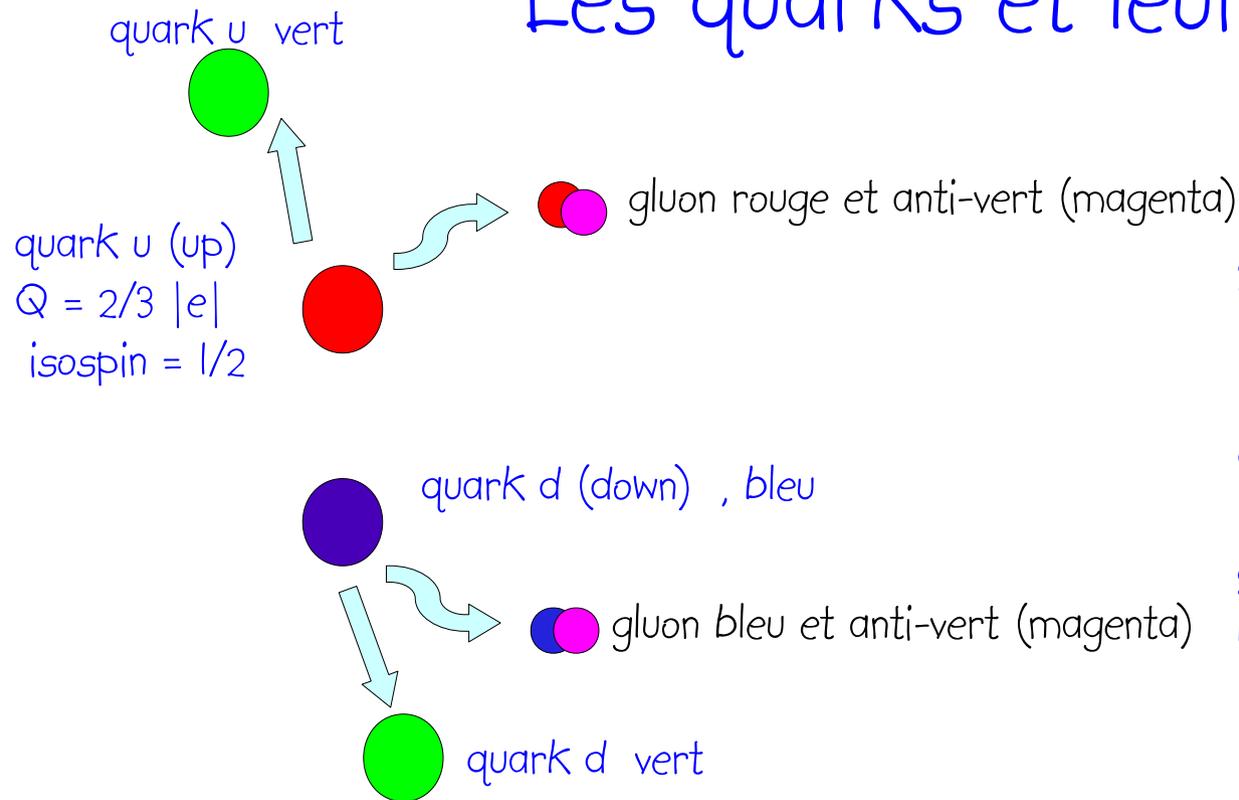
● Boson  $W^-$ , quark d  $\rightarrow$  quark u

## Interaction faible

○ photon, quark u  $\rightarrow$  quark u ; quark d  $\rightarrow$  quark d

## Interaction électromagnétique

# Les quarks et leurs couleurs



3 couleurs quantiques :  
rouge, bleu, vert

quarks sont unicolores

gluons sont bicolores ou blancs (somme de couleurs)

gluon rouge et anti-vert (magenta)

gluon rouge et anti-bleu (jaune)

gluon bleu et anti-vert (magenta)

gluon bleu et anti-rouge (cyan)

gluon vert et anti-bleu (jaune)

gluon vert et anti-rouge (cyan)

gluon blanc 1

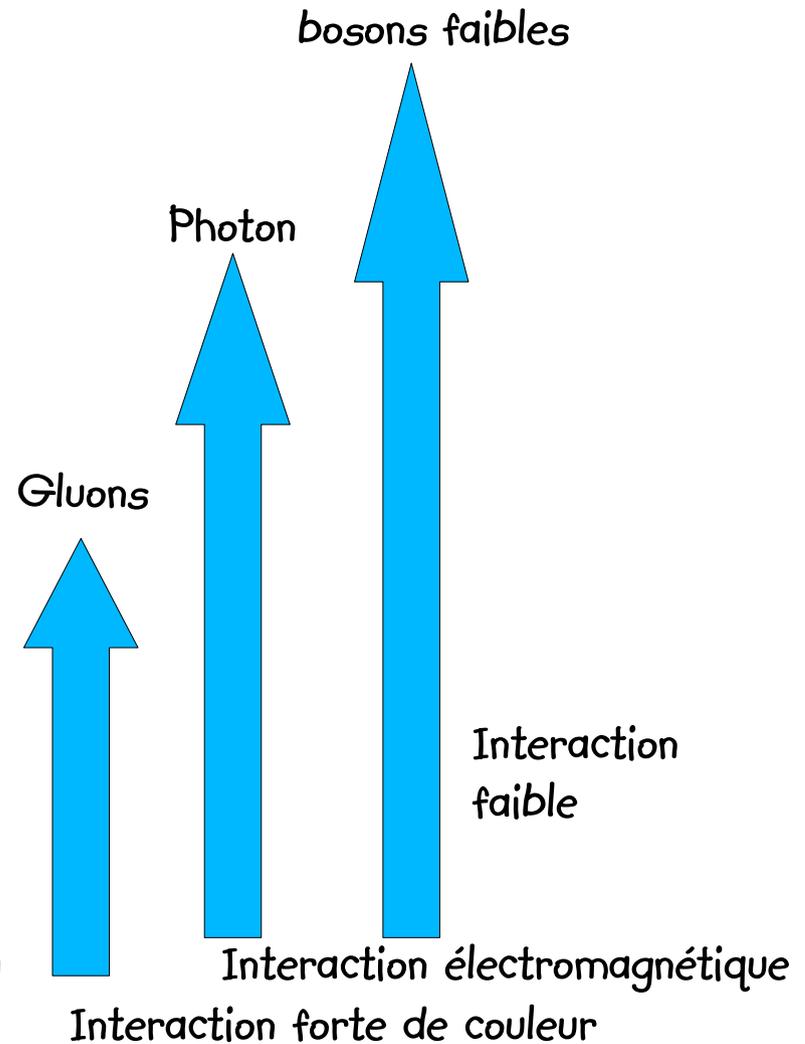
gluon blanc 2

**Interaction forte de couleur**

# Les composants élémentaires

l  
e  
p  
t  
o  
n  
s  
  
q  
u  
a  
r  
k  
s

	neutrino électronique	neutrino muonique	neutrino tau
$Q = 0$ isospin = 1/2			
$Q = - e $ isospin = -1/2			
	électron	muon	tau
$Q = 2/3  e $ isospin = 1/2	quark up 	quark charmé 	quark top 
$q = -1/3  e $ isospin = -1/2	quark down 	quark étrange 	quark beau 



# Composants élémentaires de la matière

**10<sup>8</sup> m** : TERRE

**1 m** : OBJET

**10<sup>-8</sup> m** : CRISTAL

**10<sup>-10</sup> m** : ATOME

**10<sup>-14</sup> m** : NOYAU ATOMIQUE

**10<sup>-16</sup> m** : PROTON / NEUTRON

**10<sup>-17</sup> m** : MATIÈRE

	1 <sup>re</sup> famille	2 <sup>e</sup> famille	3 <sup>e</sup> famille
<b>LEPTONS</b>	<b>e</b> électron <i>m<sub>e</sub> = 9.109 × 10<sup>-31</sup> kg</i> <i>q = -1.602 × 10<sup>-19</sup> C</i>	<b>μ</b> muon <i>m<sub>μ</sub> = 1.88 × 10<sup>-28</sup> kg</i> <i>q = -1.602 × 10<sup>-19</sup> C</i>	<b>τ</b> tauon <i>m<sub>τ</sub> = 3.16 × 10<sup>-27</sup> kg</i> <i>q = -1.602 × 10<sup>-19</sup> C</i>
	<b>ν<sub>e</sub></b> neutrino électronique <i>m<sub>ν<sub>e</sub></sub> &lt; 10<sup>-36</sup> kg</i> <i>q = 0</i>	<b>ν<sub>μ</sub></b> neutrino muonique <i>m<sub>ν<sub>μ</sub></sub> &lt; 10<sup>-36</sup> kg</i> <i>q = 0</i>	<b>ν<sub>τ</sub></b> neutrino tauique <i>m<sub>ν<sub>τ</sub></sub> &lt; 10<sup>-36</sup> kg</i> <i>q = 0</i>
<b>QUARKS</b>	<b>u</b> haut / up <i>m<sub>u</sub> = 2.27 × 10<sup>-28</sup> kg</i> <i>q = 2/3 e</i>	<b>c</b> charm / charme <i>m<sub>c</sub> = 1.67 × 10<sup>-27</sup> kg</i> <i>q = 2/3 e</i>	<b>t</b> top <i>m<sub>t</sub> = 1.75 × 10<sup>-25</sup> kg</i> <i>q = 2/3 e</i>
	<b>d</b> bas / down <i>m<sub>d</sub> = 2.27 × 10<sup>-28</sup> kg</i> <i>q = 1/3 e</i>	<b>s</b> strange / étrange <i>m<sub>s</sub> = 2.27 × 10<sup>-28</sup> kg</i> <i>q = 1/3 e</i>	<b>b</b> beauty / beauté <i>m<sub>b</sub> = 4.18 × 10<sup>-27</sup> kg</i> <i>q = 1/3 e</i>

À chaque particule correspond une antiparticule aux propriétés opposées. La charge électrique d'une antiparticule est l'opposé de la particule correspondante.

Les 4 forces fondamentales sont indépendantes du fonctionnement de la matière et des états.

- formation de l'étoile causée par la gravitation,
- réaction de fusion nucléaire avec l'interaction faible et forte,
- production de la vie à l'échelle moléculaire.

Les 4 particules de la première famille sont présentes dans la matière qui constitue la Terre et les autres corps célestes.

## Les interactions fondamentales

Il existe des PARTICULES ASSOCIÉES aux interactions fondamentales permettant leur propagation.

<b>Gravitation</b> Attraction universelle, planètes, galaxies. <b>GRAVITON ?</b>
<b>Interaction faible</b> Désintégrations radioactives. <b>Z<sup>0</sup>, W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup></b>
<b>Interaction électromagnétique</b> Électricité, magnétisme, cohésion de l'atome et du cristal, chimie. <b>PHOTON</b>
<b>Interaction forte</b> Cohésion des protons et des neutrons. <b>GLUON</b>

## Three Generations of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z<sup>0</sup></b> weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	±1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force
				Bosons (Forces)

Pour plus d'infos sur les propriétés des particules : <http://pdg.lbl.gov/>

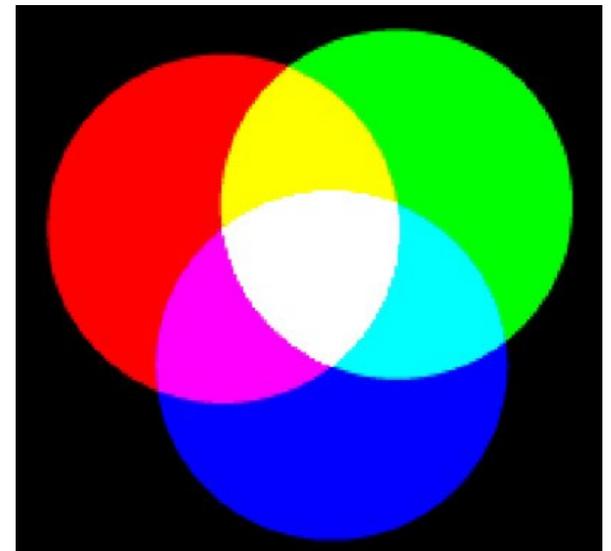
# Hadrons

Ce sont tous les systèmes liés formés de quarks et d'anti-quarks. Les hadrons ne sont pas colorés : On dit que ce sont des singlets de couleur. Ils sont blancs .

On peut montrer que seuls les systèmes formés d'un quark et d'un antiquark (  $q\bar{q}$  ) ou de trois quarks (  $qqq$  ) respectent ce principe.

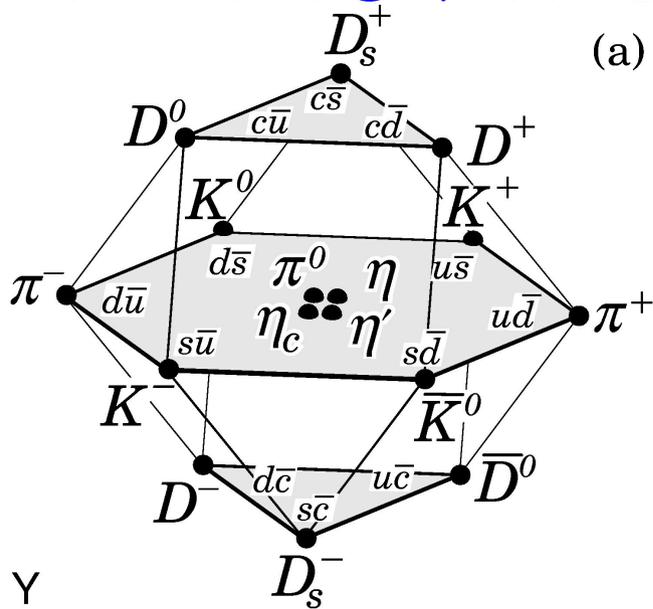
Cette situation est analogue à ce que l'on obtient dans la synthèse additive des couleurs de lumière, où le blanc est obtenu par ajout des trois couleurs primaires (RBV) ou par mélange de l'une de ces couleurs et de sa couleur complémentaire (V et M , R et C , B et J).

Les systèmes  $q\bar{q}$  sont les mésons ,  
les systèmes  $qqq$  sont les baryons.

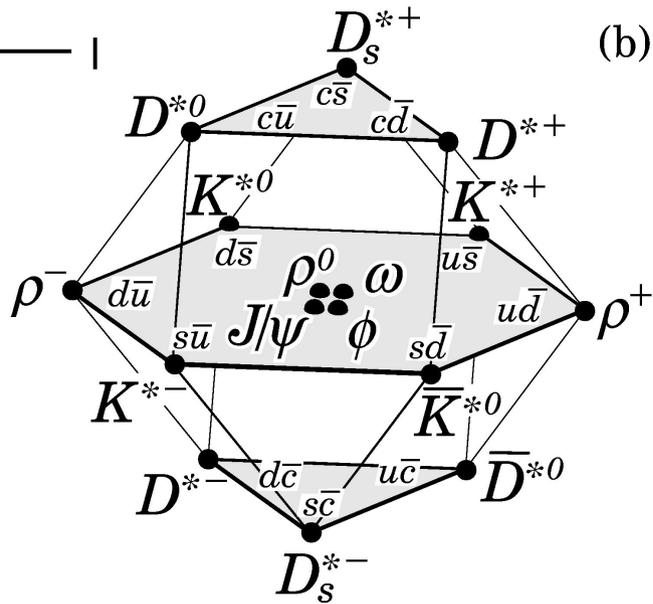


# Hadrons formés des quarks u,d,s,c

Spin 0  
mésons  
scalaires

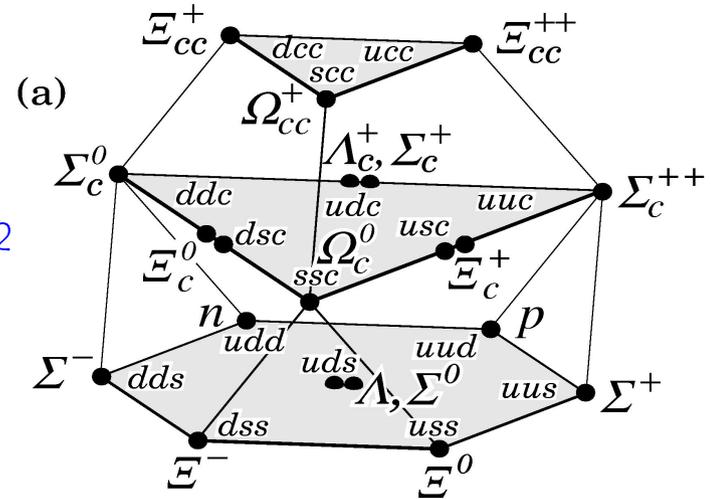


Spin 1  
mésons  
vecteurs

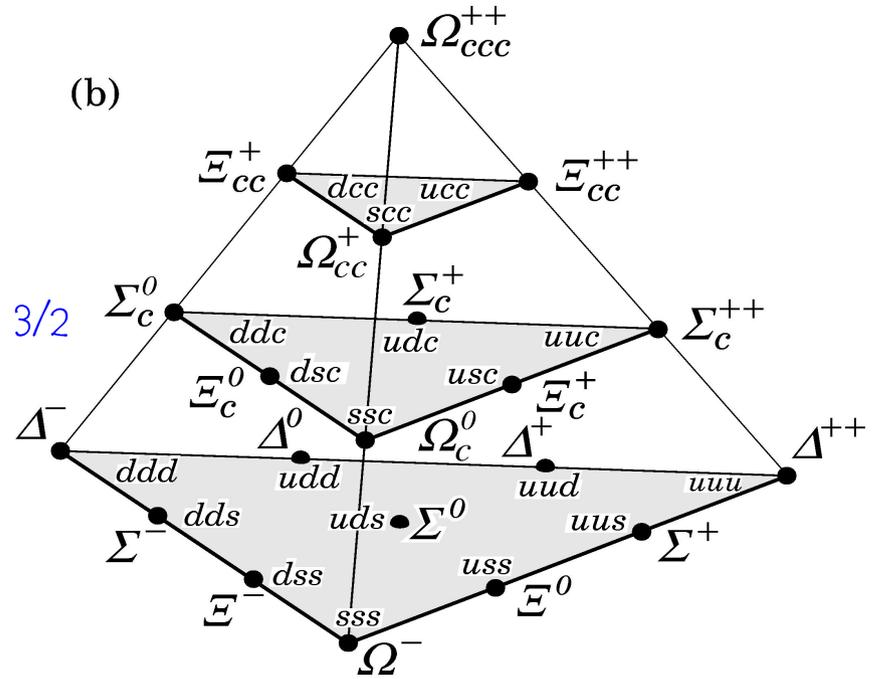


Mésons

spin = 1/2



spin = 3/2



Baryons

Si ces 4 quarks avaient la même masse, et à condition de négliger l'interaction électromagnétique, les propriétés (masse, spin ...) de ces hadrons par multiplet seraient identiques.

# Unités naturelles

$$[E] \text{ en GeV} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$[d] \text{ en fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

$$\hbar = 6,582 \cdot 10^{-22} \text{ MeV s}$$

$$\hbar c = 197,3 \text{ MeV fm}$$

$$(\hbar c)^2 = 0,389 \text{ GeV}^{-2} \text{ mb}$$

$$c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$$

$$k = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$$

$$1 \text{ b (barn)} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Dans un contexte relativiste et quantique, il apparaît naturel de fixer les deux constantes qui caractérisent ces domaines ( $c$  et  $\hbar$ ) à 1 pour simplifier les formules et éviter les erreurs

$$\hbar = 1 = \text{J} \cdot \text{s} \quad , \text{ action sans unité} \quad \text{donc} \quad [t] = [E]^{-1} = \text{GeV}^{-1}$$

$$c = 1 \quad , \text{ vitesse sans unité} \quad \text{donc} \quad [d] = [t] = [E]^{-1} = \text{GeV}^{-1}$$

La vitesse d'une particule est alors  $v/c = \beta$  (entre -1 et 1)

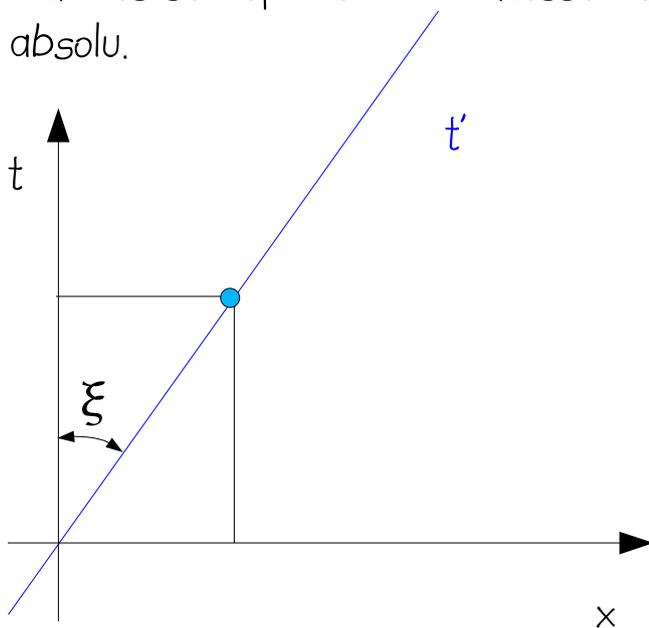
Pour revenir au système habituel, il suffit d'utiliser  $\hbar c$ ,  $c$  et  $\hbar$  en produit ou division.

exercice : convertir  $G_N = 6,6742 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$  en unités naturelles

# Relativité restreinte

Ce qui est important en relativité, c'est ce qui est absolu !

Toutes les particules se déplacent à la vitesse de la lumière ( $\beta=1$ ) mais dans l'espace-temps ! Ceci constitue un absolu.



$(0,x,t)$  forme un repère inertiel ou galiléen (non accéléré).

Ligne d'univers d'une particule libre qui se propage à  $\beta=1$  sur la ligne en question.

Théorème de Pythagore généralisé :

$$(ds)^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

Dans l'espace-temps de Minkowski, celui de la relativité restreinte :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$(t')^2 = t^2 - x^2 = t^2 - (\beta t)^2 = (1 - \beta^2)t^2 \Rightarrow t = \gamma t' \text{ et } x = \beta \gamma t' \text{ avec } \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Ou encore :  $t = ch(\xi)t'$  et  $x = sh(\xi)t'$  avec  $ch(\xi) = \gamma$  et  $sh(\xi) = \gamma\beta$

$$\beta = \tanh(\xi)$$

$\xi$  est la rapidité, qui n'est pas un absolu !

Pour une particule sans masse, un photon,  $t=x$  donc  $t' = 0$  partout sur la ligne d'univers et  $\xi$  est infinie

# Relativité restreinte

Pour deux rapidités :  $\xi_1$  et  $\xi_2$  qui décrivent dans deux repères la même particule,

$$\begin{pmatrix} t_1 \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(\xi_1) & sh(\xi_1) \\ sh(\xi_1) & ch(\xi_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t' \\ 0 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t_2 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(\xi_2) & sh(\xi_2) \\ sh(\xi_2) & ch(\xi_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t' \\ 0 \end{pmatrix}$$

alors :  $\begin{pmatrix} t_1 \\ x_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(\xi) & sh(\xi) \\ sh(\xi) & ch(\xi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_2 \\ x_2 \end{pmatrix}$  avec  $\xi = \xi_1 - \xi_2$  C'est la transformation de Lorentz spéciale entre  $(t_1, x_1)$  et  $(t_2, x_2)$

vitesse relative entre les repères :  $\beta_r = \tanh(\xi) = \frac{\beta_1 - \beta_2}{1 - \beta_1 \beta_2}$  Si  $\beta_1 = 1$  alors  $\beta_r = 1$  quel que soit  $\beta_2$ .

$t' = \sqrt{t_1^2 - x_1^2} = \sqrt{t_2^2 - x_2^2}$  est appelé le temps propre et c'est un absolu relativiste !

Le mouvement absolu est la combinaison du mouvement dans l'espace et du déplacement dans le temps. Il se fait toujours à la vitesse de la lumière .

Pour un photon qui se déplace toujours à  $\beta=1$ , la rapidité est infinie donc  $x=t$  quel que soit le repère dans lequel il est observé. Son temps propre est donc nul !

# Relativité restreinte

Quadri-vecteurs contravariants :  $Q^\mu$

$$x^\mu = (t, \vec{r}) = (t, x, y, z) \quad \text{d'un événement}$$

$$P^\mu = (E, \vec{p}) \quad \text{énergie-quantité de mouvement}$$

$$A^\mu = (V, \vec{A}) \quad \text{potentiel électromagnétique}$$

$$J^\mu = (\rho, \vec{J}) \quad \text{densité-courant}$$

$$\gamma^\mu = (\gamma^0, \vec{\gamma}) \quad \text{matrices de Dirac}$$

$$\partial^\mu = \left( \frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right) \quad \text{opérateurs de dérivation}$$

Quadri-vecteurs covariants :  $Q_\mu = g_{\mu\nu} Q^\nu$

Conservation de la norme et du produit  
des quadri-vecteurs :

$$Q^2 = Q^0 - (\vec{Q})^2 = Q_\mu Q^\mu = g_{\mu\nu} Q^\mu Q^\nu = cte \quad \text{D'un repère inertiel à un autre.}$$

$$Q_1 \cdot Q_2 = (Q_1)_\mu (Q_2)^\mu = (Q_1)_0 (Q_2)_0 - \vec{Q}_1 \cdot \vec{Q}_2 = cte$$

# Relativité restreinte

Concernant l'énergie et la quantité de mouvement :

L'énergie absolue (où l'énergie totale observée au repos d'une particule isolée) que l'on appelle la masse d'une particule s'obtient par :

$$m^2 = P^2 = E^2 - p^2 \Rightarrow E^2 = p^2 + m^2$$

On a également :

$$\begin{pmatrix} E \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(\xi) & sh(\xi) \\ sh(\xi) & ch(\xi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{donc} \quad E = \gamma m \quad p = \gamma \beta m$$

et 
$$\beta = \frac{x}{t} = \frac{p}{E}$$

La masse d'une particule est une constante absolue.

La masse d'un photon est nulle car voyageant à  $\beta=1$  pour tout repère inertiel, son énergie et sa quantité de mouvement sont identiques.

Énergie cinétique  $K$  :  $E = m + K$ , donc :  $K = m (\gamma - 1)$  et  $p = \sqrt{K (K + 2m)}$

# Cinématique des réactions et des désintégrations

En relativité, la quantité de mouvement totale et l'énergie totale sont toujours conservées quelle que soit la nature du choc (élastique ou inélastique) ou de la désintégration.

Ceci se traduit par la conservation du quadri-vecteur total énergie-quantité de mouvement .

Dans un même référentiel inertiel, le carré de la norme du quadri-vecteur énergie-quantité de mouvement reste constant au cours du choc ou de la désintégration.

Tout produit de deux quadri-vecteurs énergie-quantité de mouvement de deux particules est invariant dans un changement de référentiel inertiel.

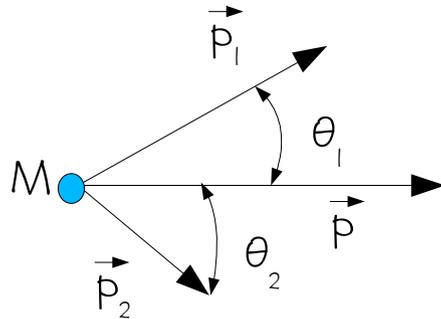
Exercice : calculer l'énergie totale d'un muon émis dans la désintégration d'un pion dans le référentiel lié au pion en considérant que le neutrino émis peut être considéré comme une particule de masse nulle :

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

# Exercice

Une particule neutre de masse  $M$  possédant une quantité de mouvement  $p$  se désintègre en une paire  $e^+e^-$ .

Déterminer l'expression de  $p_1$ ,  $p_2$  et  $\cos\theta_2$  si l'on connaît l'angle  $\theta_1$  selon lequel est émis l'électron. On supposera que  $M \gg m_e$  et par conséquent que l'électron et le positron peuvent être supposés de masse nulle.



Analyser la solution pour  $\theta_1 = 0$  et pour  $\theta_1 = 90^\circ$ .

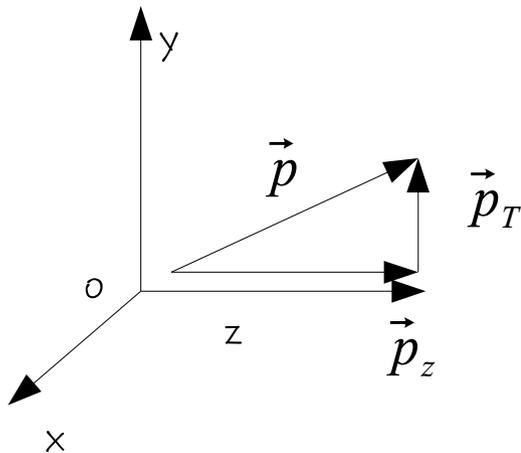
Peut-on résoudre ce système si on ne connaît pas  $\theta_1$  ?

Montrer que l'émission a lieu avec un angle d'ouverture ( $\theta = \theta_1 + \theta_2$ ) minimal et déterminer l'expression de cet angle minimal.

# Cinématique

Dans un repère cartésien lié au référentiel inertiel R on choisit de placer l'axe  $(o,z)$  dans une direction particulière : celle d'un faisceau de particules qui va entrer en collision.

La masse transverse  $m_T$  d'une particule de masse  $m$  (qui pourrait être produite lors de collisions) est définie à partir de la projection orthogonale à  $(o,z)$  de sa quantité de mouvement par la relation suivante :



$$m_T^2 = m^2 + p_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2$$

$$m_T^2 = E^2 - p_z^2$$

$$P = (E = m_T ch \xi, p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, p_z = m_T sh \xi)$$

$$\xi = \tanh^{-1}(\beta_z) = \tanh^{-1}(p_z/E) = \ln\left(\frac{E + p_z}{m_T}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

La rapidité  $\xi$  de la particule  $m$  varie de  $-\infty$  à  $+\infty$

Dans un autre référentiel  $R^*$  qui se déplace par rapport à R selon  $(o,z)$  à la vitesse constante  $\beta_r$ , on peut

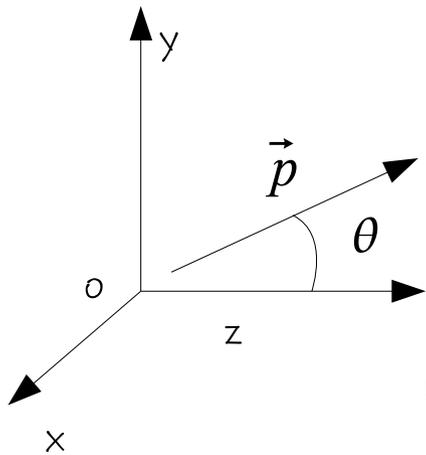
montrer que :  $\xi^* = \xi - \xi_r$  et donc :  $d\xi^* = d\xi$

# Cinématique

Si la particule est ultra-relativiste :  $E \approx p$  et  $m_T = E_T \approx p_T$

$$\xi = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) \approx \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^2 \theta/2}\right) = -\ln(\tan(\theta/2)) = \eta$$

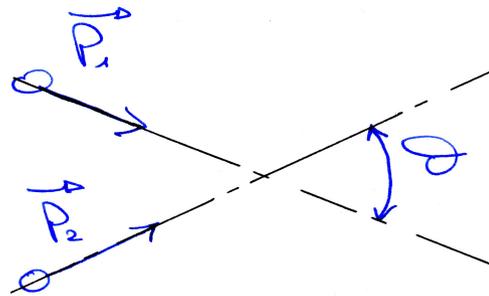
$\eta$  est appelée la *pseudo-rapidité*



$$\sinh \eta = \cot \theta$$

$$\cosh \eta = 1/\sin \theta$$

$$\tanh \eta = \cos \theta$$



Énergie totale dans le centre de masse de la réaction (là où se juge le seuil d'une réaction).

Dans le centre de masse, la quantité de mouvement totale est nulle

$$E_{cm} = \sqrt{s} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2} = \sqrt{(P_{1cm} + P_{2cm})^2} = \sqrt{(E_{1cm} + E_{2cm})^2} \\ = (m_1^2 + m_2^2 + 2 E_1 E_2 (1 - \beta_1 \beta_2 \cos \theta))^{1/2}$$

LHC (pp) :  $E_{cm} = 14 \text{ TeV}$

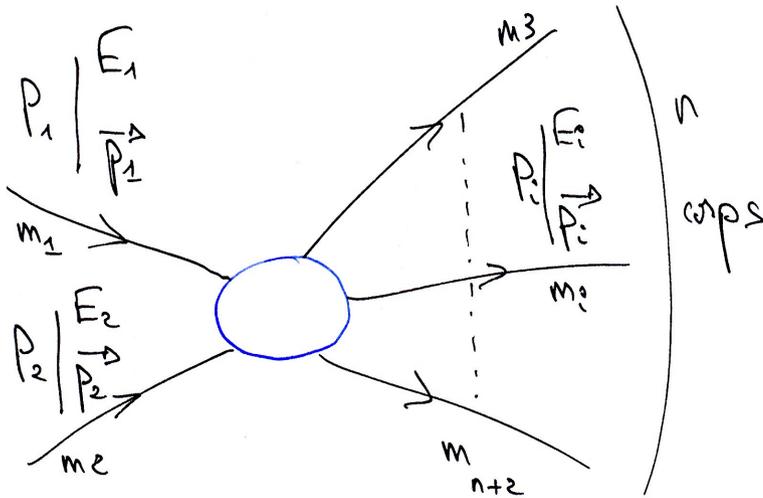
Tevatron (p $\bar{p}$ ) :  $E_{cm} = 1,96 \text{ TeV}$

Sur collisionneur  $\cos \theta = -1$  et en mode ultra-relativiste :  $E_{cm} = 2 \sqrt{E_1 E_2}$

LEP (e $^-$ e $^+$ ) :  $E_{cm} = 209 \text{ GeV}$

# Réaction et section efficace

Deux particules dans la voie d'entrée  
et  $n$  particules dans la voie de sortie

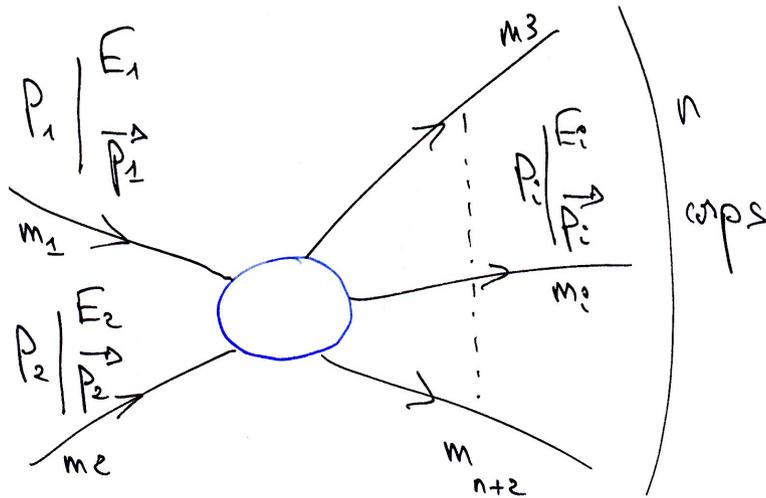


La section efficace est une grandeur physique qui a la dimension d'une surface. Elle est liée à la probabilité d'interaction de deux particules selon une réaction donnée. Géométriquement, elle correspond au disque de même aire, disposé perpendiculairement à la direction de propagation du projectile et centré sur la particule cible lorsque celle-ci est observée à l'arrêt. En d'autres termes, elle représente la surface apparente de la cible pour un projectile donné.

Par convention, la section efficace de réaction de deux particules est définie dans un référentiel où l'une d'entre-elles est au repos. Pour une particule cible et un projectile donnés, elle ne dépend donc que de leur vitesse relative, laquelle est un invariant de Lorentz. Il en découle que la section efficace définie de la sorte est un invariant relativiste.

exo : Montrer que la vitesse relative de deux particules est un invariant relativiste. On prendra soin de bien définir cette vitesse relative à partir de la formule relativiste de composition des vitesses.

# Réaction et section efficace



Le taux horaire de réactions (1+2 → 3 +...) est donné par :

$$\frac{dN(1+2 \rightarrow 3+\dots)}{dt} = \sigma(1+2 \rightarrow 3+\dots) L_{12}$$

Section efficace de la réaction (1+2 → 3+...)

$$[\sigma] = \text{m}^2$$

souvent en barn =  $10^{-28} \text{ m}^2$

ou  $\text{GeV}^{-2}$  en unités naturelles

Luminosité instantanée du collisionneur.

Elle exprime le nombre de croisements de particules 1 et 2 par unité de surface et par seconde .

$$[L] = \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$$

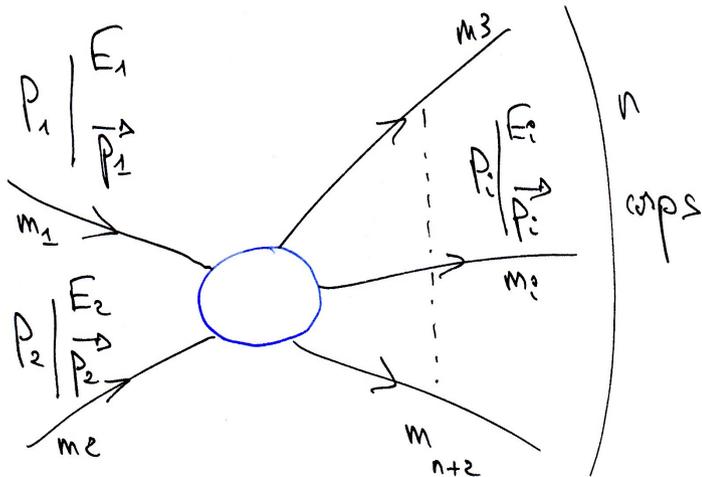
Souvent en  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Exemple (LHC) : Luminosité nominale  $L_{pp} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

$\sigma(p+p \rightarrow W+X) = 140 \text{ nb}$  appelée production inclusive de bosons W

$$\frac{dN}{dt} = 1400 \text{ W inclusifs s}^{-1}$$

# Réaction et section efficace



Section efficace différentielle : production de  $n$  particules avec des quadri-vecteurs énergie-quantité de mouvement donnés

Élément de matrice invariant par transformation de Lorentz.

Donné par les règles de Feynman et la théorie des interactions.

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |M|^2}{4 \sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} d\Phi_n(P = P_1 + P_2; P_3, \dots, P_{n+2})$$

$$d\Phi_n(P; P_3, \dots, P_{n+2}) = \delta^4(P - \sum_{i=1}^n P_{i+2}) \prod_{i=3}^{n+2} \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

Élément invariant de volume de l'espace de phase à  $3n$  dimensions. Compte le nombre d'états accessibles pour la cinématique donnée

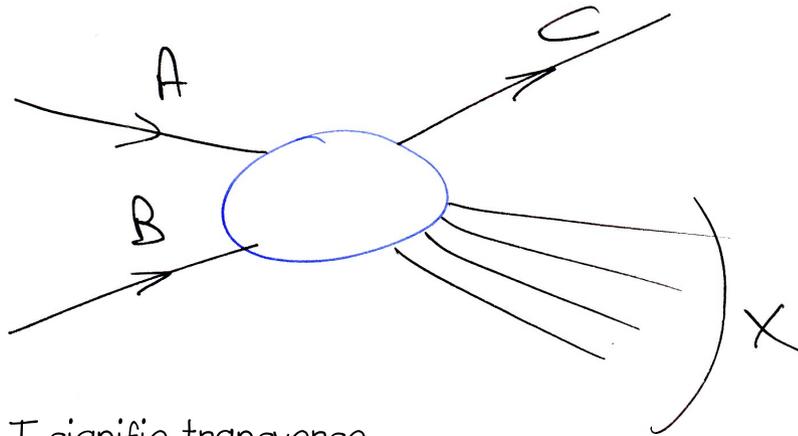
où :  $(P_i = (E_i, \vec{p}_i); i = 1, n+2)$

$\delta^4(P - \sum_{i=1}^n P_{i+2})$  impose la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement totales donc du quadri-vecteur total

et :  $\sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - m_1^2 m_2^2} = \sqrt{(P_{1cm} \cdot P_{2cm})^2 - m_1^2 m_2^2} = p_{cm} E_{cm}$

exo : montrer cette dernière relation

# Réactions inclusives



Seule la particule C est détectée dans la voie de sortie .

Ici T signifie transverse

$$d^3 p_C = p_{CT} dp_{CT} d\Phi_C dp_{Cz}$$

avec :

$$dp_{Cz} = m_{CT} \cosh \xi_C d\xi_C = E_C d\xi_C$$

Section efficace différentielle invariante

$\Phi_C, \xi_C, p_{CT}$  sont les variables naturelles de mesure des réactions inclusives sur un collisionneur

$d\xi, p_T, dp_T, \Phi$  et  $d\Phi$  sont les mêmes dans tout référentiel inertiel se déplaçant selon (0,z) l'axe de la collision.

$$E_C \frac{d^3 \sigma}{d^3 p_C} = \frac{d^3 \sigma}{d\Phi_C d\xi_C p_{CT} dp_{CT}}$$

quantité de mouvement transverse de C

rapidité de C (ou pseudo-rapidité si C est ultra-relativiste)

Angle azimutal de C

# Théorie quantique et relativiste des champs

Le champ est une entité présente en tout point de l'espace-temps qui renseigne sur la présence et les propriétés des objets physiques qui le peuplent. Il permet de modéliser un espace-temps pouvant comporter un nombre infini d'objets.

C'est un opérateur quantique ou plutôt un réseau d'opérateurs qui évolue dans le temps et dans l'espace.

En formalisme Lagrangien :

Densité lagrangienne d'un champ  $\varphi(x^\mu)$

$$L(\varphi(x^\mu), \partial_\mu \varphi(x^\mu))$$

densité hamiltonienne

$$H = \frac{\partial \varphi}{\partial t} \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} - L$$

Lagrangien de  $\varphi(x^\mu)$  qui ne dépend plus que du temps

$$L(t) = \int_V L(\varphi(x^\mu), \partial_\mu \varphi(x^\mu)) d^3 \vec{x}$$

énergie

$$E = \int_V H d^3 \vec{x}$$

Équations du «mouvement» du champ sont obtenues en appliquant le principe de moindre action :

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} \int_V L(\varphi(x^\mu), \partial_\mu \varphi(x^\mu)) d^4 x$$

$$\delta S = 0 \Rightarrow \frac{\partial L}{\partial \varphi} - \partial_\mu \left( \frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \varphi)} \right) = 0 \quad \text{Équations d'Euler-Lagrange}$$

Du fait des propriétés de l'espace-temps, on impose l'invariance de la densité lagrangienne lors de toute transformation du groupe de Poincaré restreint : translations en temps et dans l'espace, rotations spatiales et les transformations de Lorentz. Il en découle la conservation de l'énergie totale, de la quantité de mouvement totale et du moment cinétique total au cours du mouvement<sup>26</sup>

# Exemple classique : équations de Maxwell

$A^\mu = (V, \vec{A})$     potentiel électromagnétique (appelé champ électromagnétique)

$J^\mu = (\rho, \vec{J})$     courant source     $\vec{E} = -\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$      $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$

$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$     tenseur antisymétrique de champ

$L = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - J^\mu A_\mu$     densité lagrangienne qui contient un terme d'interaction

Les propriétés du tenseur antisymétrique et les équations d'Euler-Lagrange appliquées à cette densité lagrangienne conduisent aux équations de Maxwell covariantes

$$\partial_\alpha F_{\beta\gamma} + \partial_\beta F_{\gamma\alpha} + \partial_\gamma F_{\alpha\beta} = 0 \quad \text{équations structurelles}$$

$$\partial_\alpha F^{\alpha\beta} = J^\beta \quad \text{équations contextuelles}$$

exercice : retrouver les équations de Maxwell à partir de la densité lagrangienne ci-dessus

# Champ libre réel de spin 0 - hermitique

Peut servir de modélisation au  $\pi^0$

$$\varphi = \varphi^\dagger$$

densité lagrangienne :  $L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - m^2 \varphi^2)$

terme d'énergie cinétique

terme de masse

équation du mouvement :  $(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\varphi = 0$       équation de Klein-Gordon

laquelle peut être obtenue simplement en appliquant le principe de correspondance à l'équation relativiste :  $E^2 = \vec{p}^2 + m^2$

$$E \rightarrow i\partial_0$$

$$\vec{p} \rightarrow -i\vec{\nabla}$$

champ

$$\varphi(x^\mu) = \sum_{\vec{k}} \frac{1}{\sqrt{(2\omega)}} (a_{\vec{k}}^- e^{-ik \cdot x} + a_{\vec{k}}^+ e^{+ik \cdot x})$$

évolution en ondes planes

$$k^0 = \omega = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$$

opérateur de destruction d'une particule

opérateur de création d'une particule

# Champ libre de spin 0 non-hermitique

Peut servir de modélisation aux  $\pi^+, \pi^-$

alors :  $\varphi \neq \varphi^+$

densité lagrangienne : 
$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi^+ - m^2 \varphi \varphi^+)$$

terme d'énergie  
cinétique

terme de masse

équations du mouvement :  $(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \varphi = (\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \varphi^+ = 0$

équations de Klein-Gordon

champ

$$\varphi(x^\mu) = \sum_{\vec{k}} \frac{1}{\sqrt{(2\omega)}} (a_{\vec{k}} e^{-ik \cdot x} + b_{\vec{k}}^+ e^{+ik \cdot x})$$

$$k^0 = \omega = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$$

opérateur de destruction  
d'une particule chargée  
positivement

opérateur de création  
d'une particule chargée  
négativement

# Champ libre de spin 1/2

Peut servir de modélisation aux constituants fondamentaux : leptons et quarks

Opérateur de champ spinoriel à 4 composantes complexes non-hermitiques :  $\psi^\alpha(x^\mu)$

densité lagrangienne :  $L = \bar{\psi} (i \gamma_\mu \partial^\mu - m) \psi$

$\alpha = 1, 2, 3, 4$

à ne pas confondre avec les indices de l'espace de Minkowski

indice de l'espace de Minkowski

$\gamma^\mu$

4 matrices de Dirac, chacune à 4 dimensions

terme d'énergie cinétique

terme de masse

équations du mouvement :  $(i \gamma_\mu \partial^\mu - m) \psi = 0$

équations de Dirac

spineurs de Dirac (4 composantes)

champ  $\varphi(x^\mu) = \sum_{\vec{k}} \sum_{r=1,2} \sqrt{\frac{m}{\omega}} (a_{\vec{k}r} u_r(\vec{k}) e^{-ik \cdot x} + b_{\vec{k}r}^+ v_r(\vec{k}) e^{+ik \cdot x})$   $k^0 = \omega = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$

indice de spin

opérateur de destruction d'une particule chargée positivement de masse m

opérateur de création d'une particule chargée négativement de masse m

# Matrices de Dirac

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \quad (\gamma^0)^+ = \gamma^0 \quad (\vec{\gamma})^+ = -\vec{\gamma}$$

représentation de Dirac des matrices de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_i \text{ sont les matrices } 2 \times 2 \text{ de Pauli} \quad (\sigma_i)^+ = \sigma_i$$

$$\vec{\alpha} = \gamma^0\vec{\gamma} = (\vec{\alpha})^+ \quad \vec{\Sigma} = \gamma^5\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix} \quad \hat{\Lambda} = \frac{\vec{\Sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \quad \text{est l'opérateur d'hélicité (projection du spin sur la direction de propagation)}$$

$$(\hat{\Lambda})^2 = \left( \frac{\vec{\Sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \right)^2 = 1$$

l'hélicité est un observable dont les valeurs propres sont +1 et -1 pour des fermions.

Les fermions peuvent être étiquetés par leur hélicité.

$$(1 - \gamma^5)^2 = 2(1 - \gamma^5) \quad \{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0$$

$$\gamma^5(1 - \gamma^5) = -(1 - \gamma^5)$$

# Spineurs de Dirac

particules

$$u(\vec{p}, s) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} \chi_s \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E+m} \chi_s \end{pmatrix}$$

antiparticules

$$v(\vec{p}, s) = \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E+m} \chi_s \\ \chi_s \end{pmatrix}$$

spin  $\frac{1}{2}$  et  $-\frac{1}{2}$

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\bar{u}(\vec{p}, s) u(\vec{p}, r) = \delta_{rs}$$

$$\bar{v}(\vec{p}, s) v(\vec{p}, r) = -\delta_{rs}$$

$$\bar{v}(\vec{p}, s) u(\vec{p}, r) = 0$$

Notation :  $\not{a} = \gamma^\mu a_\mu$

$$(\not{p} - m)u(\vec{p}, s) = 0$$

et

$$(\not{p} + m)v(\vec{p}, s) = 0$$

Lorsque l'axe (o,z) de quantification du spin est confondu avec l'axe de propagation :  $\hat{z} \parallel \vec{p}$

$$u(\vec{p}, \lambda=1) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ p \\ (E+m) \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$v(\vec{p}, \lambda=1) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} p \\ (E+m) \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$u(\vec{p}, \lambda=-1) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -p \\ (E+m) \end{pmatrix}$$

$$v(\vec{p}, \lambda=-1) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 0 \\ -p \\ (E+m) \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

## exercice :

Montrer que :  $(\not{p} - m)u(\vec{p}, s) = 0$  peut se mettre sous la forme :  $H u(\vec{p}, s) = E u(\vec{p}, s)$

avec :  $H = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \gamma^0 m$

Montrer alors que :  $H^2 = (\vec{p})^2 + m^2 = E^2$

Ce qui constituait l'objectif de Dirac, à savoir : obtenir des équations du premier ordre quantiques et relativistes

La surprise fut de découvrir que ces équations admettaient 4 solutions indépendantes : une particule et son antiparticule portant chacune deux états de spin .

# Champ libre de spin 1, massif et sans charge

Densité lagrangienne de Proca :  $L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2} A_\mu A^\mu$  avec :  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$   
tenseur antisymétrique de champ

Terme d'énergie cinétique      Terme de masse

$A^\mu$  est un champ quadri-vectorel, vectoriel au sens de l'espace de Minkowski, à priori à 4 composantes indépendantes

Pour  $m$  non-nulle uniquement (cas du champ de Proca), les équations du mouvement sont :

$\partial_\mu A^\mu = 0$  ce qui implique que les 4 composantes du champ ne sont pas indépendantes

$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) A^\nu = 0$  chaque composante est un champ de spin 0 qui est solution de l'équation de Klein Gordon. Cette remarque a une certaine importance pour la suite du cours. Un champ scalaire bien choisi peut transformer un champ vectoriel sans masse en un champ massif ...

# Champ libre de spin 1, massif et sans charge

champ :  $A^\mu = (A^0, \vec{A})$  dans une base où  $(0,z)$  - axe de quantification du spin - est // à  $\vec{k}$

$$\vec{A}(x^\mu) = \sum_{\vec{k}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \left\{ \left( \hat{k} \frac{\omega}{m} a_{\vec{k}L} + \sum_{t=1}^2 \vec{\epsilon}_{\vec{k}}^T a_{\vec{k}T} \right) e^{-ik \cdot x} + \text{c. h.} \right\}$$

opération de destruction  
d'un boson longitudinal  
d'hélicité nulle

opération de destruction  
d'un boson transversal  
d'hélicité -1 ou +1

$$\omega = k^0 = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$$

$$A^0(x^\mu) = \sum_{\vec{k}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \left\{ \frac{|\vec{k}|}{m} a_{\vec{k}L} e^{-ik \cdot x} + \text{c. h.} \right\}$$

$$\vec{\epsilon}_{\vec{k}}^1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\vec{\epsilon}_{\vec{k}}^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\hat{k} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

vecteurs de polarisation de l'onde  
correspondante

# Champ libre de spin 1, sans masse et sans charge

Densité lagrangienne :

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$



Terme d'énergie cinétique

avec :  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$   
tenseur antisymétrique de champ

$A^\mu$  est un champ quadri-vectorel, vectoriel au sens de l'espace de Minkowski mais seulement deux de ses composantes sont indépendantes : hélicités -1 et +1

équations du mouvement :

$$\partial_\alpha F^{\alpha\beta} = 0$$

Champ : en jauge de Coulomb  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$

$$\vec{A}(x^\mu) = \sum_{\vec{k}} \frac{1}{\sqrt{2} \omega} \left\{ \sum_{t=1}^2 \vec{\epsilon}_{\vec{k}}^T a_{\vec{k}T} e^{-ik \cdot x} + \text{c. h.} \right\}$$

# Champs en interaction : théories de jauge locales

Cas de l'électrodynamique quantique QED .

Considérons le champ libre d'un électron dont la densité lagrangienne est :  $L_e = \bar{\psi}(x^\nu)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x^\nu)$

Cette expression est invariante par rapport à la transformation :  $\bar{\psi}' = e^{i\epsilon} \bar{\psi}$   
c-à-d est insensible au choix de phase globale

On peut essayer de pousser plus loin encore cette invariance par rapport à la phase en imposant que le choix de la phase puisse être différent en des points distincts de l'espace de

Minkowski :

$$\bar{\psi}'(x^\nu) = e^{iq\lambda(x^\nu)} \bar{\psi}(x^\nu) \quad \text{transformation de jauge (phase) locale}$$

où  $q$  est réelle et  $\lambda(x^\nu)$  est une fonction réelle différentiable quelconque.

Ceci n'est possible qu'à condition de remplacer les dérivées simples par les dérivées covariantes :

$$D_\mu = \partial_\mu + iq A_\mu(x^\nu) \quad \text{où } A_\mu(x^\nu) \text{ est un champ quadrivectoriel de spin 1 (appelé champ de jauge) qui se transforme selon la loi suivante :}$$

exo : Montrer que :

$$L_e^{inv} = \bar{\psi}(x^\nu)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi(x^\nu)$$

est un invariant de jauge locale

$$A'_\mu(x^\nu) = A_\mu(x^\nu) - \partial_\mu \lambda(x^\nu)$$

# Théories de jauge locales

La densité lagrangienne invariante peut s'écrire sous la forme :

$$L_e^{inv} = \bar{\psi} ( i \gamma^\mu \partial_\mu - m ) \psi - q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu$$

à laquelle on peut ajouter le terme d'énergie cinétique de  $A_\mu$  qui est invariant de jauge locale, et en définissant :  $j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$  , on obtient finalement le lagrangien complet de la QED :

$$L_e^{QED} = \bar{\psi} ( i \gamma^\mu \partial_\mu - m ) \psi - q j^\mu A_\mu - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

champ libre  
de l'électron

terme  
d'interaction

terme d'énergie cinétique  
du photon

$j^\mu$  est le courant de l'électron qui porte ici une charge  $q$  .

En revanche, le photon ne peut avoir une masse car le terme :

$$\frac{m^2}{2} A_\mu A^\mu \quad \text{n'est pas invariant de jauge locale.}$$

exo : montrer que le terme  
de masse du photon n'est pas invariant  
de jauge locale

La nullité de la masse du photon provient du principe d'invariance de jauge locale .

On voit également que la charge de l'électron - qui mesure son couplage au photon - est intimement liée à la liberté de choix de phase (de jauge) du champ .

# Théories de jauge locales

équations du mouvement :  $\partial_\nu F^{\nu\mu} = q j^\mu$

équations de Maxwell contextuelles

or :  $\partial_\mu \partial_\nu F^{\nu\mu} = 0 \Rightarrow \partial_\mu j^\mu = 0$  donc  $j^\mu$  est un courant conservé et l'intégrale de volume de sa composante temporelle

exo : Montrer que l'intégrale de volume de la charge est une constante du mouvement.

est une constante du mouvement

La charge totale est conservée !

En imposant l'invariance de jauge locale par une transformation du groupe  $U(1)$ , on obtient :

- une théorie relativiste et quantique qui décrit l'interaction des photons et des électrons (mais aussi des positons) ;
- les équations de Maxwell ;
- un principe qui contraint le photon à être de masse nulle ;
- une relation de conservation du courant électronique ;
- la conservation de la charge totale .

# Le modèle standard

Nous venons de voir qu'un courant conservé est lié à une symétrie interne agissant localement sur la phase : transformation de jauge locale.

Or nous avons vu qu'il existe dans la nature :

- une invariance générale du type  $U(1)$  ( $e \rightarrow e$ , quark  $\rightarrow$  quark ...);
- une invariance générale d'isospin faible de type  $SU(2)$ ; ( $e \leftrightarrow$  neutrino ...)
- une invariance générale de couleur de type  $SU(3)$  des quarks uniquement; ( $q_{\text{rouge}} \leftrightarrow q_{\text{bleu}} \dots$ )

symétrie  $U(1)$        $\psi' = e^{ig_1 \frac{Y}{2} \lambda(x^\mu)} \psi$        $Y$  est appelée l'hypercharge faible

symétrie  $SU(2)$        $\begin{pmatrix} \psi_{\nu_e}' \\ \psi_e' \end{pmatrix}_L = e^{ig_2 \vec{\alpha}(x^\mu) \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e} \\ \psi_e \end{pmatrix}_L$       3 matrices  $\vec{\tau}$   
matrices de Pauli

symétrie  $SU(3)$        $\begin{pmatrix} q_r' \\ q_v' \\ q_b' \end{pmatrix} = e^{ig_3 \vec{a}(x^\mu) \cdot \frac{\vec{\lambda}}{2}} \begin{pmatrix} q_r \\ q_v \\ q_b \end{pmatrix}$       8 matrices  $\vec{\lambda}$  de Gell-Mann.

# Modèle standard : les champs libres

Expérimentalement, on constate que les électrons et les neutrinos ultra relativistes produits dans les désintégrations bêta (interaction faible) sont émis dans un état d'hélicité propre négative.

Mais pour des particules ultra relativistes, le projecteur d'hélicité gauche :

$$\frac{1}{2}\left(1 - \frac{\vec{\Sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}\right) = \frac{1}{2}(1 - \hat{\Lambda}) \simeq \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \quad \text{qui est le projecteur de chiralité gauche.}$$

Or le projecteur d'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz alors que le projecteur de chiralité l'est. C'est pour cette raison qu'on l'utilise dans la construction des champs libres.

Il semble donc que l'interaction d'isospin faible ne concerne que les parties de chiralité gauche des leptons et des quarks.

$$L_e = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e} \\ \psi_e \end{pmatrix}_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e} \\ \psi_e \end{pmatrix} \quad \text{doublet d'isospin } T=1/2$$

même chose pour :  $\mu$  et  $\tau$

$$L_1 = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix} \quad \text{même chose pour les deux autres familles de quarks}$$

# Modèle standard : champs libres

Les parties restantes (les projections de chiralité droite) sont des singulets d'isospin faible  $T=0$

$$R_e = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \psi_e, \quad R_u = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \psi_u, \quad R_d \dots$$

La couleur est un indice supplémentaire qui doit apparaître sur les quarks  $L_1 = \begin{pmatrix} \psi_{u_\alpha} \\ \psi_{d_\alpha} \end{pmatrix}$  avec  $\alpha = r, b, v$

densité lagrangienne complète des champs libres et de leurs interactions :

$$L_{fermions}^{SM} = \sum_{F=L_l, L_i, R_f} \bar{F} i \gamma^\mu D_\mu F$$

avec :

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu + i g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + i g_3 \frac{\vec{\lambda}}{2} \vec{G}_\mu$$

où :  $B_\mu$  est le boson de jauge (spin 1) de l'interaction d'hypercharge faible

$W_\mu^i$  sont les trois bosons de jauge (spin 1) de l'interaction d'isospin faible

$G_\mu^i$  sont les huit bosons (gluons) (spin 1) de l'interaction de couleur

# Modèle standard : interaction des fermions

densité lagrangienne complète des champs libres et de leurs interactions :

$$L_{fermions}^{SM} = \sum_{F=L_l, L_r, R_f} \bar{F} i \gamma^\mu D_\mu F$$

$$\text{avec : } D_\mu = \partial_\mu + i g_1 \frac{Y}{2} B_\mu + i g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + i g_3 \frac{\vec{\lambda}}{2} \vec{G}_\mu$$

où :  $B_\mu$  est le boson de jauge (spin 1) de l'interaction d'hypercharge faible

$W_\mu^i$  sont les trois bosons de jauge (spin 1) de l'interaction d'isospin faible

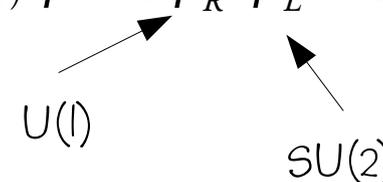
$G_\mu^i$  sont les huit bosons (gluons) (spin 1) de l'interaction de couleur

À ce stade, toutes ces particules sont sans masse ! car :

-Les termes de masse des bosons ne sont pas invariants de jauge locale ( déjà vu )

$$\text{-Pour les fermions : } m \bar{\psi} \psi = m \bar{\psi} \left( \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) + \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \right) \psi = m \bar{\psi}_R \psi_L + m \bar{\psi}_L \psi_R$$

qui n'est pas invariant de jauge locale



# Graphes de Feynman

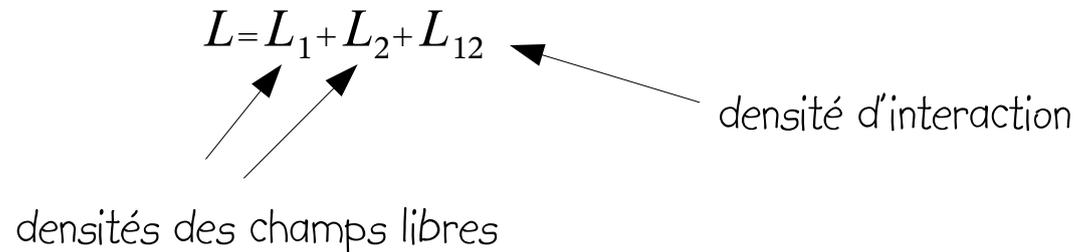
Technique graphique qui permet d'obtenir l'expression des éléments invariants de la matrice de diffusion. Cette technique peut se démontrer totalement dans le cadre de la théorie covariante et quantique des perturbations (T.D. Lee, Particle Physics and Introduction to Field Theory p. 62)

Densité lagrangienne de deux champs interagissant :

$$L = L_1 + L_2 + L_{12}$$

densités des champs libres

densité d'interaction



Densité hamiltonienne d'interaction : la densité lagrangienne d'interaction ne comporte généralement pas de dérivée temporelle des champs donc :

$$H = H_1 + H_2 + H_{12} \quad \text{avec :} \quad H_{12} = -L_{12}$$

Hamiltonien d'interaction :

$$H_I = \int_V d^3 \vec{x} H_{12}$$

# Graphes de Feynman

L'évolution d'un état physique s'obtient par :

$$|\psi(t)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle$$

où :  $U(t, t_0)$  est l'opérateur d'évolution du système entre  $t_0$  et  $t$

En mécanique quantique classique, cet opérateur représente la fonction de Green.

La matrice de diffusion  $S$  est alors définie comme étant : 
$$S = \lim_{\substack{t_0 \rightarrow -\infty \\ t \rightarrow \infty}} U(t, t_0)$$

Dans la théorie covariante et quantique des perturbations on montre que :

$$U(t, t_0) = 1 - i \int_{t_0}^t dt_1 H_I(t_1) + (-i)^2 \int_{t_0}^t dt_1 \int_{t_0}^{t_1} dt_2 H_I(t_1) H_I(t_2) + \dots$$

↑  
premier ordre

↑  
deuxième ordre

L'amplitude de probabilité de diffusion d'un état  $|i\rangle$  vers un état  $|f\rangle$  est alors donnée par :

$$\langle f | S | i \rangle = S_{fi} = \delta_{fi} + (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \frac{(-i M_{fi})}{N}$$

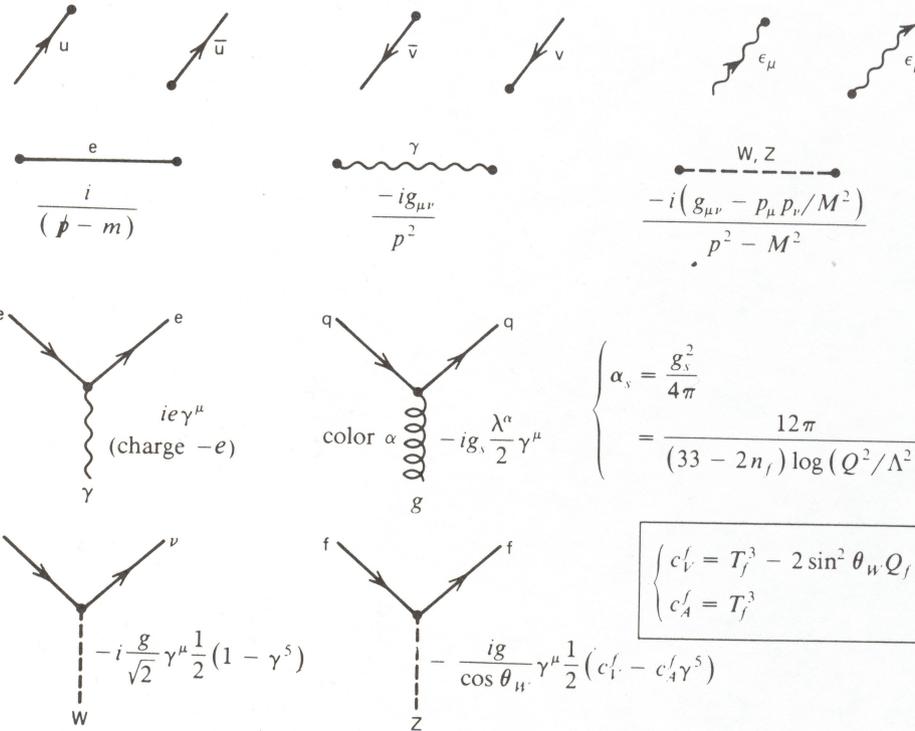
conservation du quadri-vecteur total

élément de matrice invariant qui entre dans le calcul de la section efficace de diffusion

facteur de normalisation

# Règles de Feynman

Feynman Rules for  $-i\mathcal{L}$



$f$	$Q_f$	$(T_f^3)_L$	$(T_f^3)_R$
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	0	$\frac{1}{2}$	—
e, $\mu$ , $\tau$	-1	$-\frac{1}{2}$	0

$$\sin^2 \theta_W \approx 0.23, \quad g \sin \theta_W = e, \quad G = \frac{\sqrt{2} g^2}{8M_W^2} \approx 1.17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

# Phénoménologie du modèle standard

Les termes d'interaction induits par la symétrie  $U(1)$  d'hypercharge faible :

Examinés pour la première famille de leptons (similaires pour chaque famille)

Ici l'hypercharge peut dépendre du fermion et de sa projection

de chiralité (comme une charge électrique dépend de la particule ...)

$$L_{ferm}^e(U(1)) = -\bar{R}_e \gamma^\mu \left( g_1 \frac{Y_R}{2} B_\mu \right) R_e + \bar{L}_e \gamma^\mu \left( g_1 \frac{Y_L}{2} B_\mu \right) L_e$$

$$= -\frac{g_1}{2} [Y_R (\bar{R}_e \gamma^\mu R_e) + Y_L (\bar{L}_e \gamma^\mu L_e)] B_\mu$$

$$\bar{L}_e \gamma^\mu L_e = (\bar{\Psi}_{\nu_e L}, \bar{\Psi}_{eL}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_e L} \\ \Psi_{eL} \end{pmatrix} = \bar{\Psi}_{\nu_e L} \gamma^\mu \Psi_{\nu_e L} + \bar{\Psi}_{eL} \gamma^\mu \Psi_{eL}$$

$$L_{ferm}^e(U(1)) = -\frac{g_1}{2} [Y_R (\bar{\Psi}_{eR} \gamma^\mu \Psi_{eR}) + Y_L (\bar{\Psi}_{\nu_e L} \gamma^\mu \Psi_{\nu_e L} + \bar{\Psi}_{eL} \gamma^\mu \Psi_{eL})] B_\mu$$

← courants leptoniques

← Boson de jauge

# Phénoménologie du modèle standard

Termes d'interaction induits par la symétrie  $SU(2)$  d'isospin faible :

$$L_{ferm}^e(SU(2)) = \bar{L}_e i \gamma^\mu \left[ i g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \right] \vec{W}_\mu L_e$$

$$L_{ferm}^e(SU(2)) = -\frac{g_2}{2} (\bar{\psi}_{\nu_e L}, \bar{\psi}_{eL}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - i W_\mu^2 \\ W_\mu^1 + i W_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e L} \\ \psi_{eL} \end{pmatrix}$$

On définit alors les bosons chargés d'interaction faible par :

$$W^+ = (W_\mu^1 - i W_\mu^2) / \sqrt{2} \quad W^- = (W_\mu^1 + i W_\mu^2) / \sqrt{2}$$

On obtient alors :

$$L_{ferm}^e(SU(2)) = -\frac{g_2}{2} \left[ \bar{\psi}_{\nu_e L} \gamma^\mu \psi_{\nu_e L} W_\mu^3 + \sqrt{2} \bar{\psi}_{\nu_e L} \gamma^\mu \psi_{eL} W_\mu^+ + \sqrt{2} \bar{\psi}_{eL} \gamma^\mu \psi_{\nu_e L} W_\mu^- - \bar{\psi}_{eL} \gamma^\mu \psi_{eL} W_\mu^3 \right]$$

courant leptonique faible chargé

courant neutre

# Phénoménologie du modèle standard

Nous remarquons que le neutrinos interagissent en courant neutre avec les deux bosons de jauge :

$$\left[ -\frac{g_1}{2} Y_L B_\mu - \frac{g_2}{2} W_\mu^3 \right] \bar{\psi}_{\nu_e L} \gamma^\mu \psi_{\nu_e L}$$

D'où l'idée d'introduire deux bosons neutres orthogonaux d'interaction physique :

$$A_\mu = \frac{g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^3}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}$$

$$B_\mu = \frac{g_2 A_\mu + g_1 Y_L Z_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}$$

$$Z_\mu = \frac{g_1 Y_L B_\mu + g_2 W_\mu^3}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}$$

$$W_\mu^3 = \frac{-g_1 Y_L A_\mu + g_2 Z_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}$$

Pour que  $A_\mu$  puisse être interprété comme étant le champ du photon, il faut alors que :

$$\left( -\frac{g_1}{2} Y_R B_\mu \right) \bar{\psi}_{eR} \gamma^\mu \psi_{eR} + \left( -\frac{g_1}{2} Y_L B_\mu + \frac{g_2}{2} W_\mu^3 \right) \bar{\psi}_{eL} \gamma^\mu \psi_{eL}$$

contienne :  $-A_\mu (-e \bar{\psi}_{eR} \gamma^\mu \psi_{eR} - e \bar{\psi}_{eL} \gamma^\mu \psi_{eL}) = e \bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e A_\mu$

# Phénoménologie du modèle standard

C'est possible à condition que :

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad Y_L = -1 \quad Y_R = 2Y_L = -2$$

$$A_\mu = \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3 \quad Z_\mu = -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3$$

$$\sin \theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad \cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}$$

Il y a alors unification des interactions d'hypercharge faible et d'isospin faible pour produire l'interaction électromagnétique et l'interaction neutre faible.

$$g_2 = \frac{e}{\sin \theta_w} \quad g_1 = \frac{e}{\cos \theta_w}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137} \quad \alpha_1 = \frac{g_1^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{100} \quad \alpha_2 = \frac{g_2^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{30}$$

Les interactions d'hypercharge et d'isospin faible ont toutes deux des constantes de couplage plus forte que l'interaction électromagnétique !

# Lagrangien d'interaction électrofaible des fermions

$$\begin{aligned}
 L_{LB,l} = & \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \sum_{l=e,\mu,\tau} [\bar{\psi}_l \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi_{\nu_l} W_\mu^- + \bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi_l W_\mu^+] \\
 & + \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \sum_{q=u,c,t} \sum_{q'=d,s,b} V_{qq'} [\bar{\psi}_{q'} \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi_q W_\mu^- + \bar{\psi}_q \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi_{q'} W_\mu^+] \\
 & + \frac{g_2}{2\cos\theta} \sum_k [\bar{\psi}_k \gamma^\mu (T_3 - 2Q_k \sin^2\theta_w - T_3 \gamma^5) \psi_k] Z_\mu \\
 & + e \sum_k Q_k \bar{\psi}_k \gamma^\mu \psi_k A_\mu
 \end{aligned}$$

interaction en courant chargé leptonique

interaction en courant chargé hadronique

courant neutre faible

où :  $Q_k$  est le nombre de charge

courant électromagnétique

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

La charge électrique est constituée d'isospin et d'hypercharge !

# Mais où sont les termes de masse des particules ?

Aucun pour le moment, car ils ne respectent pas l'invariance de jauge.

L'idée est de les générer dynamiquement par l'intermédiaire d'une interaction avec le vide au plutôt l'état fondamental de l'univers.

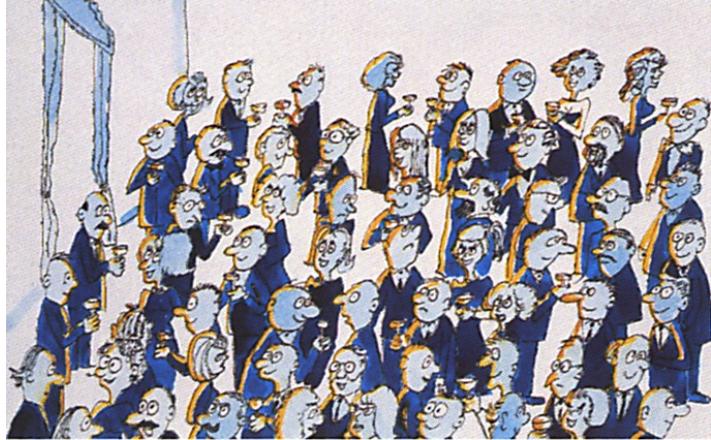
On introduit alors de nouveaux champs scalaires non hermitiques (appelés champs de Higgs) que l'on place dans un doublet d'isospin faible :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}, |\Phi|^2 = |\Phi^+|^2 + |\Phi^0|^2, T = 1/2 \text{ et } Y = 1 \text{ (tirés de la relation de Glashow)}$$

$$\Phi^+ = \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\sqrt{2}} \quad \text{boson chargé} \qquad \Phi^0 = \frac{\Phi_3 + i\Phi_4}{\sqrt{2}} \quad \text{boson neutre}$$

4 degrés de liberté supplémentaires sont introduits dans la théorie

# La masse des particules élémentaires



L'espace contient un champ partout présent : le champ de Higgs

Le champ de Higgs s'agglutine sur cette particule, créant ainsi une énergie qui prend l'apparence d'une masse



Une particule élémentaire y est immergée



# Le mécanisme de Higgs-Englert et Brout

Terme d'énergie cinétique des champs de Higgs avec usage de la dérivée covariante :

$$|D_\mu \Phi|^2 = \left| \left( \partial_\mu + i \frac{g_2}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + i \frac{g_1}{2} \hat{Y} B_\mu \right) \Phi \right|^2$$

Nouveauté : on introduit un terme d'énergie potentiel supplémentaire d'auto-interaction des champs de Higgs .

$$U(\Phi) = -\mu^2 |\Phi|^2 + h |\Phi|^4 \quad \text{avec :} \quad \mu^2 > 0$$

Fait important, la composante neutre des champs de Higgs ne se couple pas au photon :

$$\left( \frac{g_2}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{g_1}{2} \hat{Y} B_\mu \right) \Phi = \begin{pmatrix} e A_\mu + \frac{g_2 \cos 2\theta_w}{2 \cos \theta_w} Z_\mu & g_2 \sqrt{2} W_\mu^+ \\ g_2 \sqrt{2} W_\mu^- & -\frac{g_2}{2 \cos \theta_w} Z_\mu \end{pmatrix} \Phi$$

Dans cette expression nous avons remplacé les bosons de jauge par les bosons d'interaction physiques

# Le mécanisme de Higgs-Englert et Brout

En choisissant judicieusement la rotation dans l'espace des isospins, on peut réécrire le doublet de Higgs sous cette forme :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda + \chi(x)) e^{i \vec{\theta}(x) \cdot \vec{T}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Cette exponentielle peut-être éliminée en appliquant une transformation de jauge du groupe  $SU(2)$  appelée jauge unitaire

$$\Phi \xrightarrow{\text{jauge unitaire}} \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \lambda + \chi(x) \end{pmatrix}$$

Trois degrés de liberté des champs de Higgs ont disparu. En fait ils vont donner les composantes de polarisation longitudinale manquantes des bosons d'interaction.

On s'intéresse alors à l'état fondamental du champ de Higgs dans le vide qui minimise l'énergie :

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \lambda + \langle 0 | \chi(x) | 0 \rangle \end{pmatrix} = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

car :  $\chi(x)$

représente les fluctuations  
quantiques autour du minimum

# Le mécanisme de Higgs-Englert et Brout

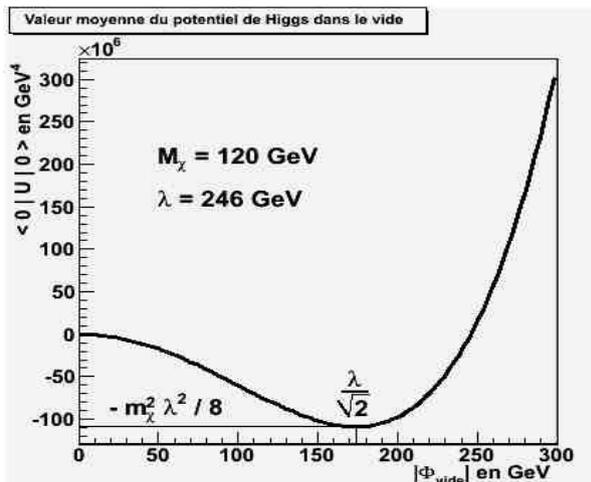
On a encore :

$$\Phi = \Phi_{vide} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\chi(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \Phi_{vide} = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Si  $\lambda$  est une constante, alors l'énergie cinétique est nulle (dérivée du champ)

Calculons alors la valeur moyenne de l'énergie potentielle induite par l'auto-interaction des champs dans le vide :

$$\langle 0 | U(\Phi_{vide}) | 0 \rangle = -\mu^2 |\Phi_{vide}|^2 + h |\Phi_{vide}|^4 = -\frac{\mu^2}{2} \lambda^2 + \frac{h}{4} \lambda^4 \equiv V(\lambda)$$



Cette énergie potentielle possède un minimum local à  $\lambda=0$  et un second minimum stable à valeur négative situé à :

$$\lambda^2 = \frac{\mu^2}{h} \quad \text{qui est obtenu pour une valeur non nulle du champ dans le vide} \quad \Phi_{vide} = \frac{\mu}{\sqrt{2} h} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

En d'autres termes, pour minimiser l'énergie totale du vide, le champ de Higgs développe par auto-interaction une valeur moyenne non nulle et constante dans l'univers

# Le mécanisme de Higgs-Englert et Brout

$$\Phi_{vide} = \frac{\mu}{\sqrt{2} h} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{n'est pas invariant par transformation de jauge. Ceci correspond à une brisure spontanée de la symétrie de jauge } SU(2) \times U(1)$$

Il reste un champ scalaire réel donc neutre et de spin 0 :  $\chi(x)$  qui est le boson de Higgs-Englert et Brout , tant recherché !

L'interaction entre le champs de Higgs et les bosons d'interaction va ainsi générer des termes de masse

$$\left( \frac{g_2}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{g_1}{2} \hat{Y} B_\mu \right) \Phi = \begin{pmatrix} e A_\mu + \frac{g_2 \cos 2\theta_w}{2 \cos \theta_w} Z_\mu & g_2 \sqrt{2} W_\mu^+ \\ g_2 \sqrt{2} W_\mu^- & -\frac{g_2}{2 \cos \theta_w} Z_\mu \end{pmatrix} \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

# Le mécanisme de Higgs-Englert et Brout

Pour générer la masse des fermions on ajoute d'autres termes d'interaction dans le lagrangien :

$$\begin{aligned}
 -\sqrt{2} f_l (\bar{R}_l \Phi^+ L_l + \bar{L}_l \Phi R_l) &= -f_l \left[ \overline{\psi_{lR}} \begin{pmatrix} 0 \\ \chi(x) + \lambda \end{pmatrix} + (\overline{\psi_{lL}}, \overline{\psi_{lL}}) \begin{pmatrix} 0 \\ \chi(x) + \lambda \end{pmatrix} \psi_{lR} \right] \\
 &= -f_l (\lambda + \chi(x)) \overline{\psi}_l \psi_l
 \end{aligned}$$

où :  $m_l = f_l \lambda$  représente la masse du fermion  $l$

# Lagrangien des champs libres

lagrangien libre des bosons W

$$L_{CL} = -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu}$$

$$-\frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$$

lagrangien libre des bosons Z

$$-\frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu}$$

lagrangien libre du photon

$$+ \sum_l \bar{\psi}_{\nu_l} i \gamma^\mu \partial_\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} \psi_{\nu_l} + \sum_{l'} \bar{\psi}_{l'} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m_{l'}) \psi_{l'}$$

lagrangien libre des neutrinos (ici sans masse)

lagrangien libre des fermions chargés

avec :  $M_W = \frac{g_2 \lambda}{2} = 80,4 \text{ GeV}$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w} = 91,2 \text{ GeV}$$

$$m_l = f_l \lambda \quad \text{et :} \quad \lambda = 246 \text{ GeV}$$

# Lagrangien du boson de Higgs

énergie cinétique du boson de Higgs

terme de masse du boson de Higgs

auto-interaction du boson de Higgs

$$L_H = \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi - h \lambda^2 \chi^2$$

$$+ \frac{1}{4} g^2 \left[ W^{+\mu} W^-_\mu + \frac{Z_\mu Z^\mu}{2 \cos \theta_w} \right] (2\lambda \chi + \chi^2) - h \chi^2 \left( \lambda \chi + \frac{1}{4} \chi^2 \right)$$

$$- \sum_l f_l \bar{\psi}_l \psi_l \chi$$

interaction boson de Higgs - bosons d'interaction

interaction leptons - boson de Higgs

où :  $m_\chi = \lambda \sqrt{2\hbar}$  est la masse du boson de Higgs qui n'est pas prédite par la théorie car il n'existe pas de contrainte forte sur  $h$

ou encore :  $m_\chi = \sqrt{2} \mu$  et  $h = \frac{1}{2} \left( \frac{m_\chi}{\lambda} \right)^2$

# Le boson de Higgs

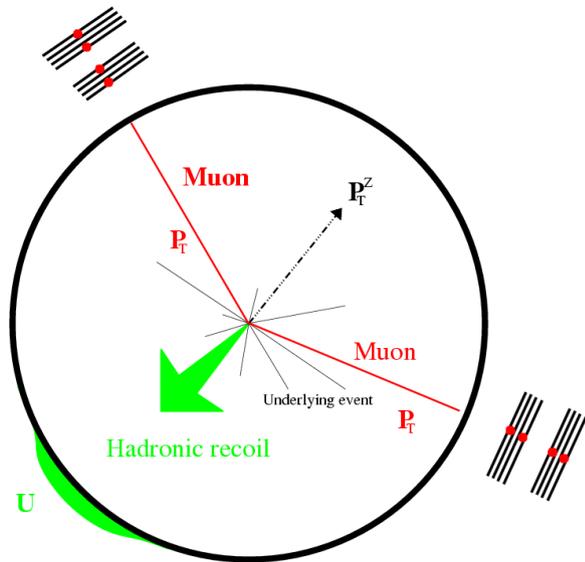


On excite le champ de Higgs

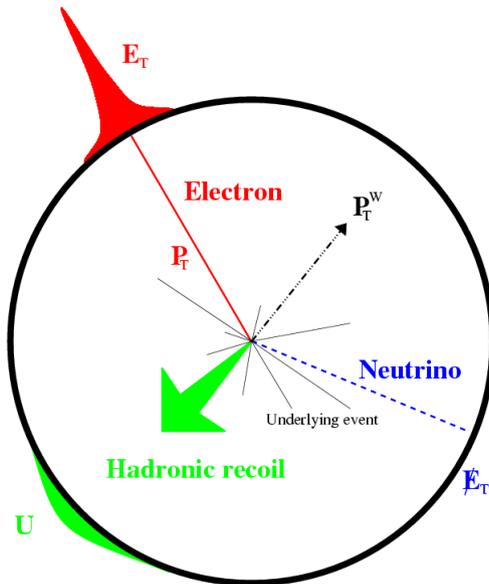
Une perturbation s'y propage, c'est le boson de Higgs, qui disparaît quelques instants après



# Signatures of W and Z Production at the Tevatron

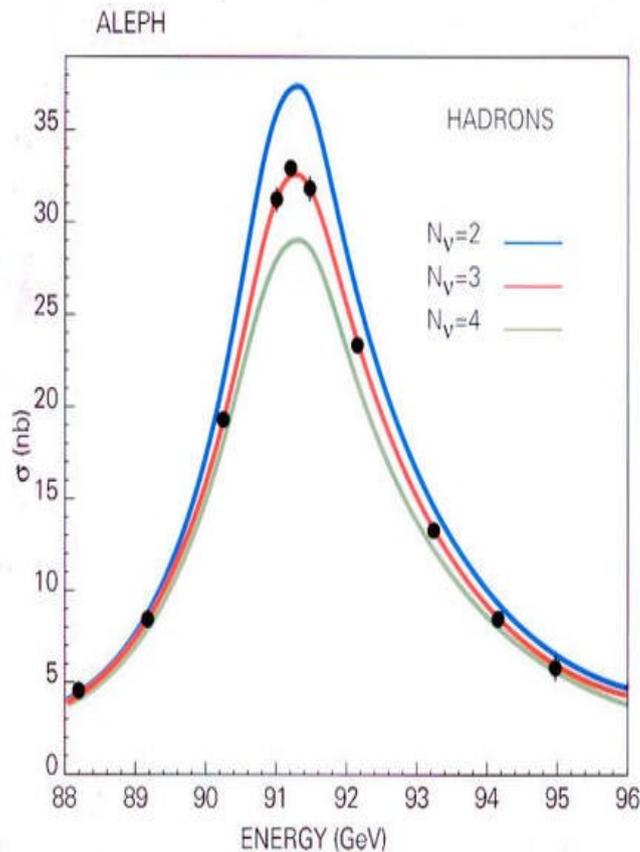


- Z: pair of charged leptons:
  - high  $p_T$
  - isolated
  - opposite charges



- W: single charged lepton:
  - high  $p_T$
  - isolated
  - $E_T^{\text{miss}}$  (from neutrino)

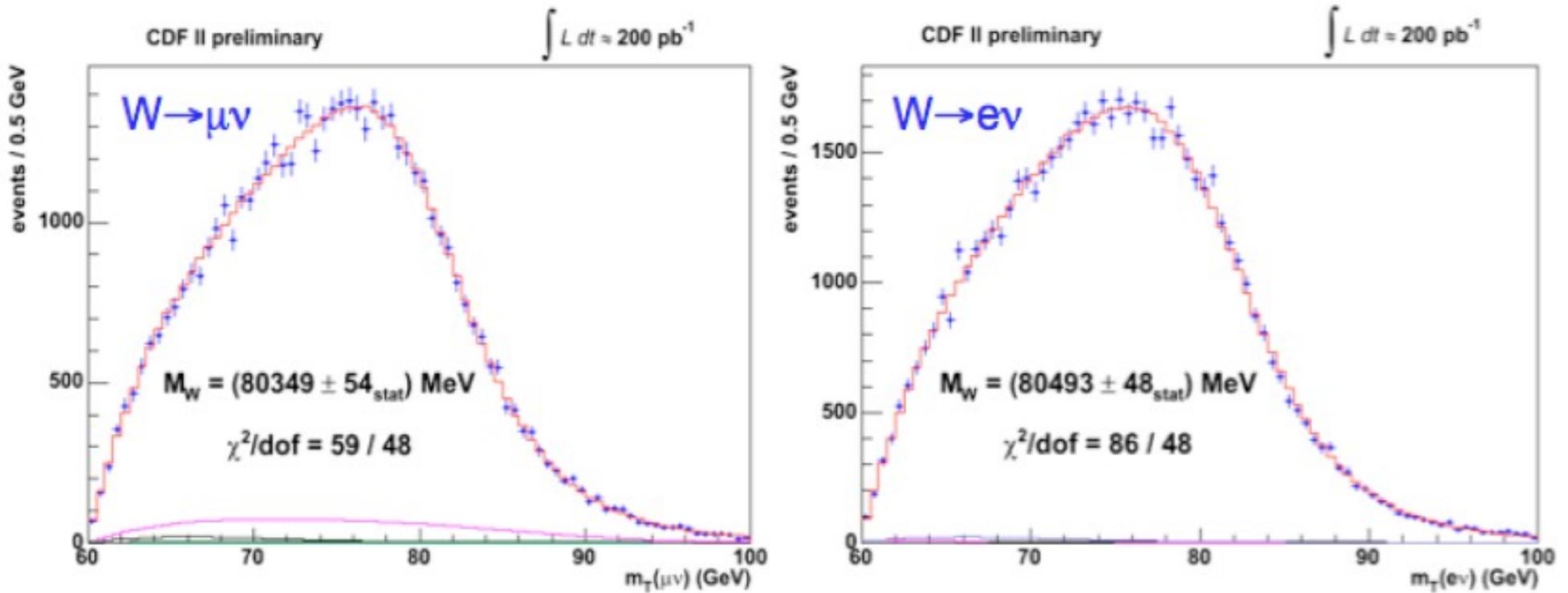
# Mesure du Z au LEP



$$M_Z = 91,1876 \text{ GeV } (+/- 2,1 \text{ MeV})$$

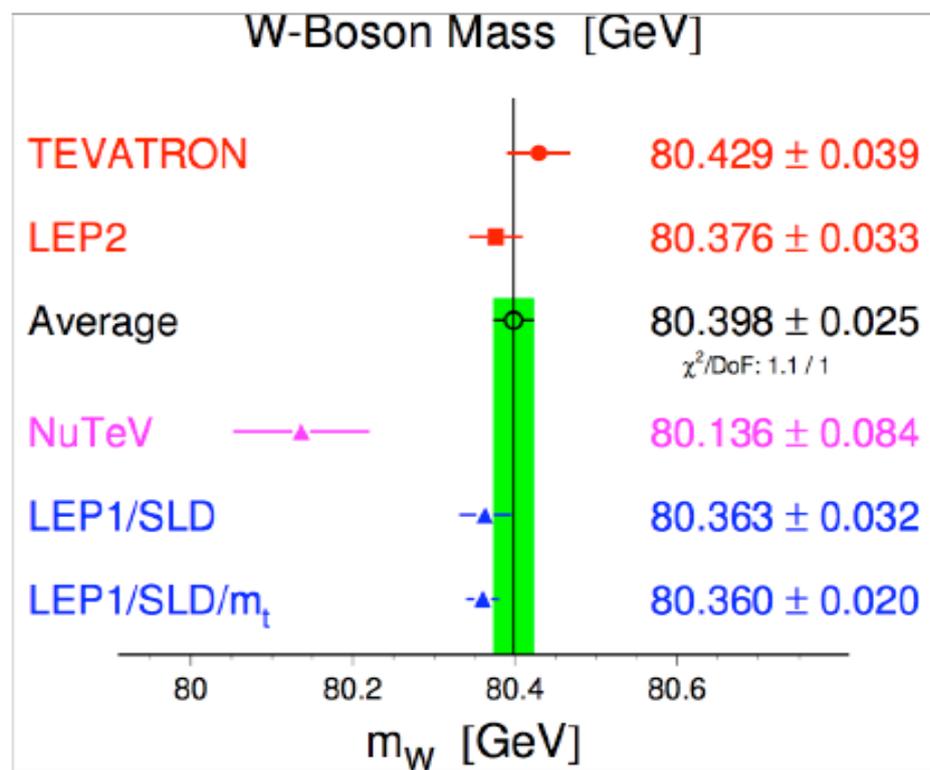
Uniquement trois familles de fermions  
avec un neutrino de masse  $< 45 \text{ GeV}$

# Mesure de la masse du W à Fermilab



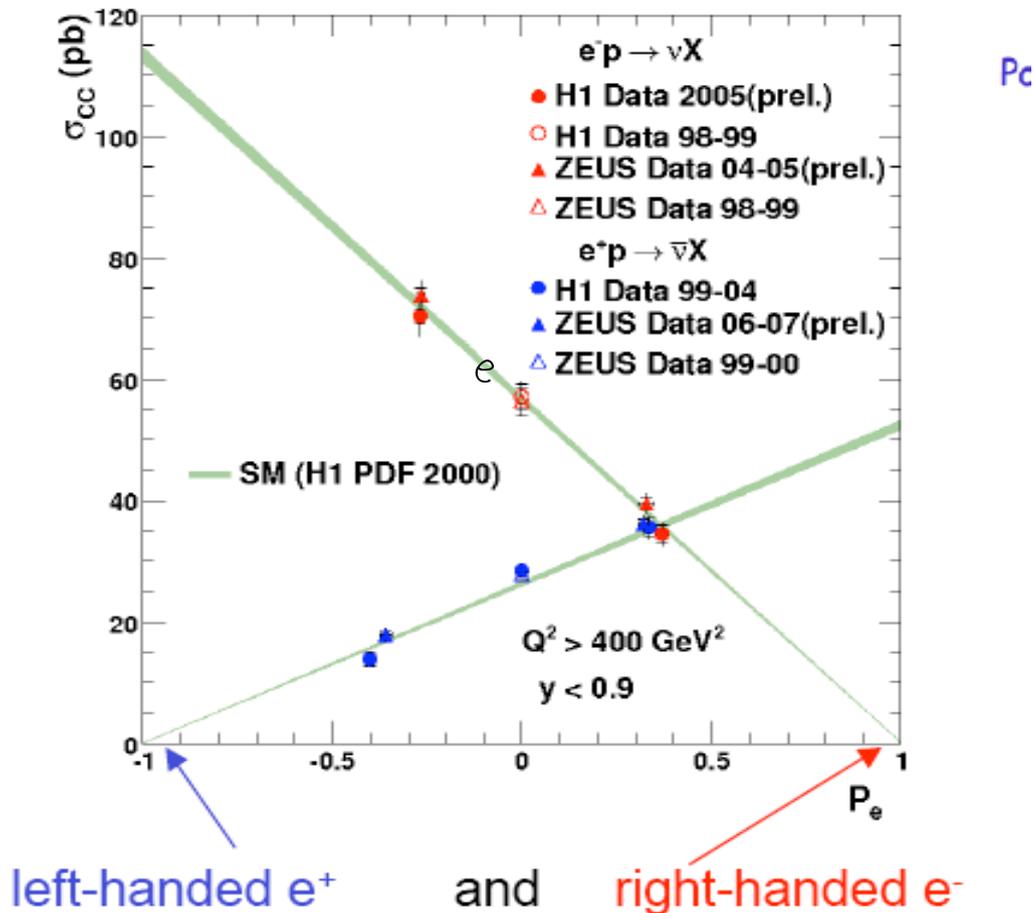
- $m_W = 80413 \pm 34(\text{stat}) \pm 34(\text{syst}) \text{ MeV}$

# Comparatif des résultats mondiaux de mesure de la masse du W



# Mesure de la structure V-A du courant chargé faible à HERA au laboratoire DESY à Hambourg

## Charged Current (CC) exchange of $W^\pm$ ( $e^\pm p \rightarrow \nu X$ )



Dans le modèle standard et à très haute énergie, les positrons d'hélicité négative (ou gauche) et les électrons d'hélicité positive (ou droite), n'interagissent pas en courant chargé faible.

# Limits on $m_H$

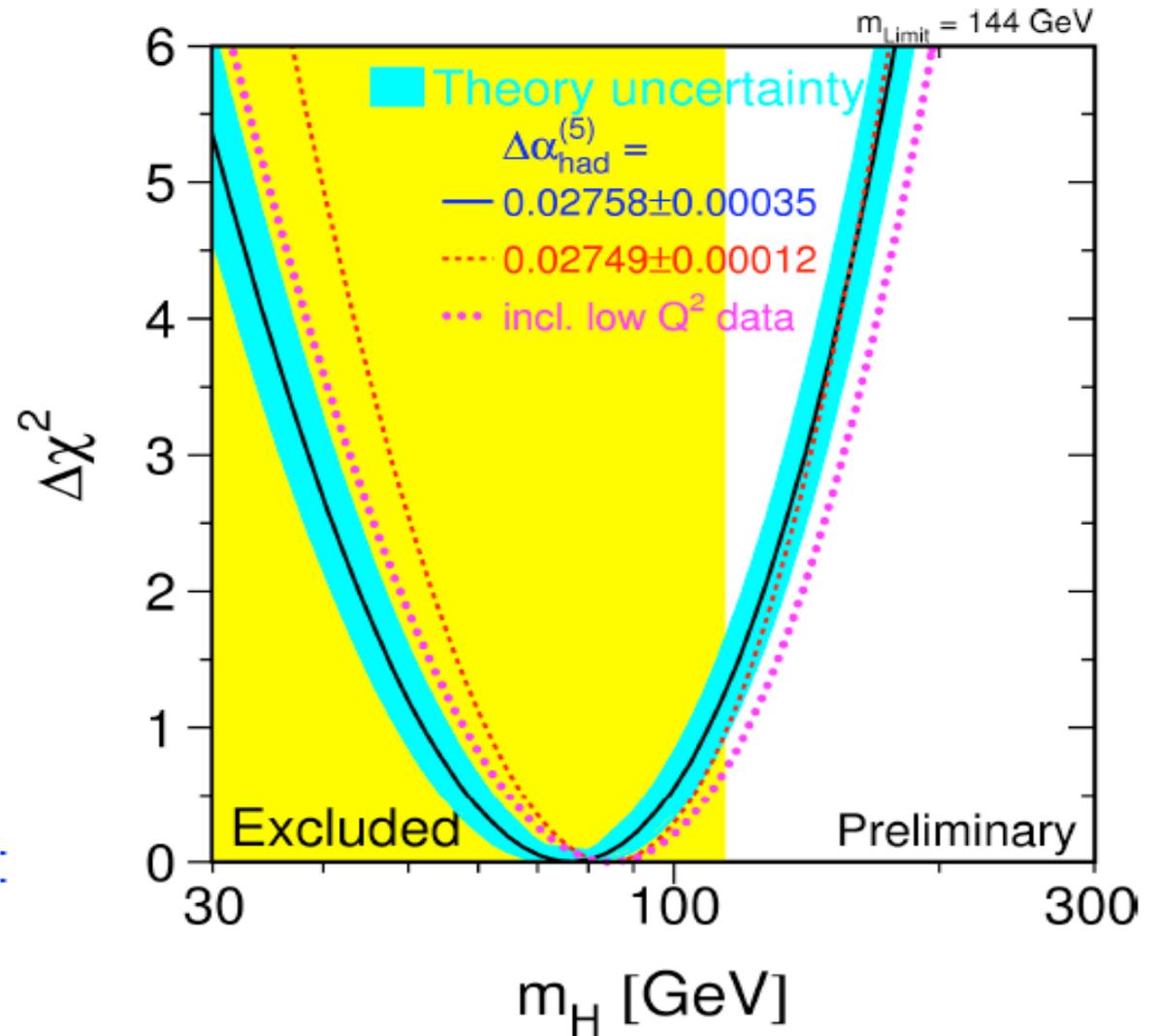
$$m_H = 76^{+33}_{-24} \text{ GeV}$$

$$m_H < 144 \text{ GeV (95\%CL)}$$

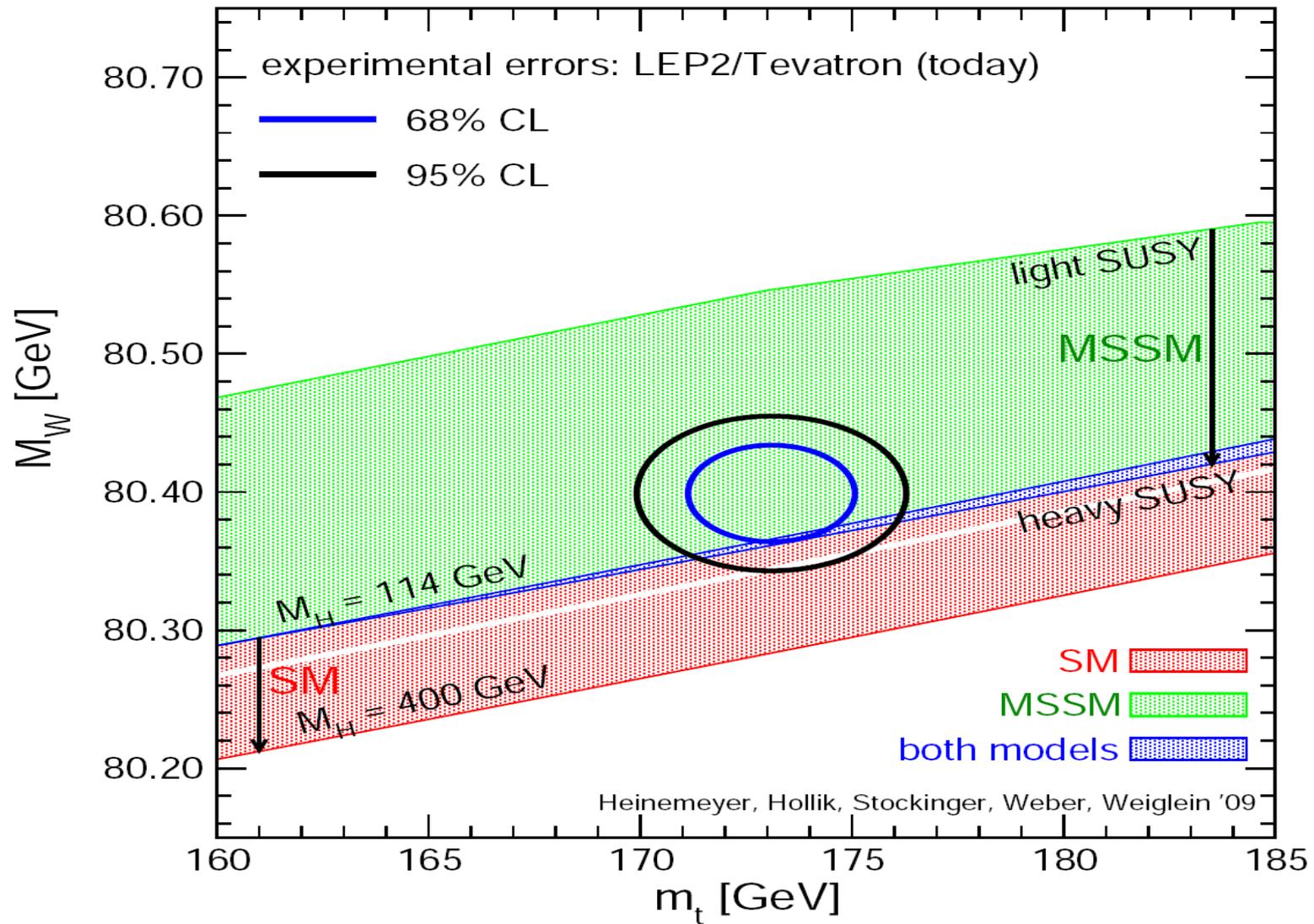
Direct search limit (LEP-2):  
 $m_H > 114 \text{ GeV (95\%CL)}$

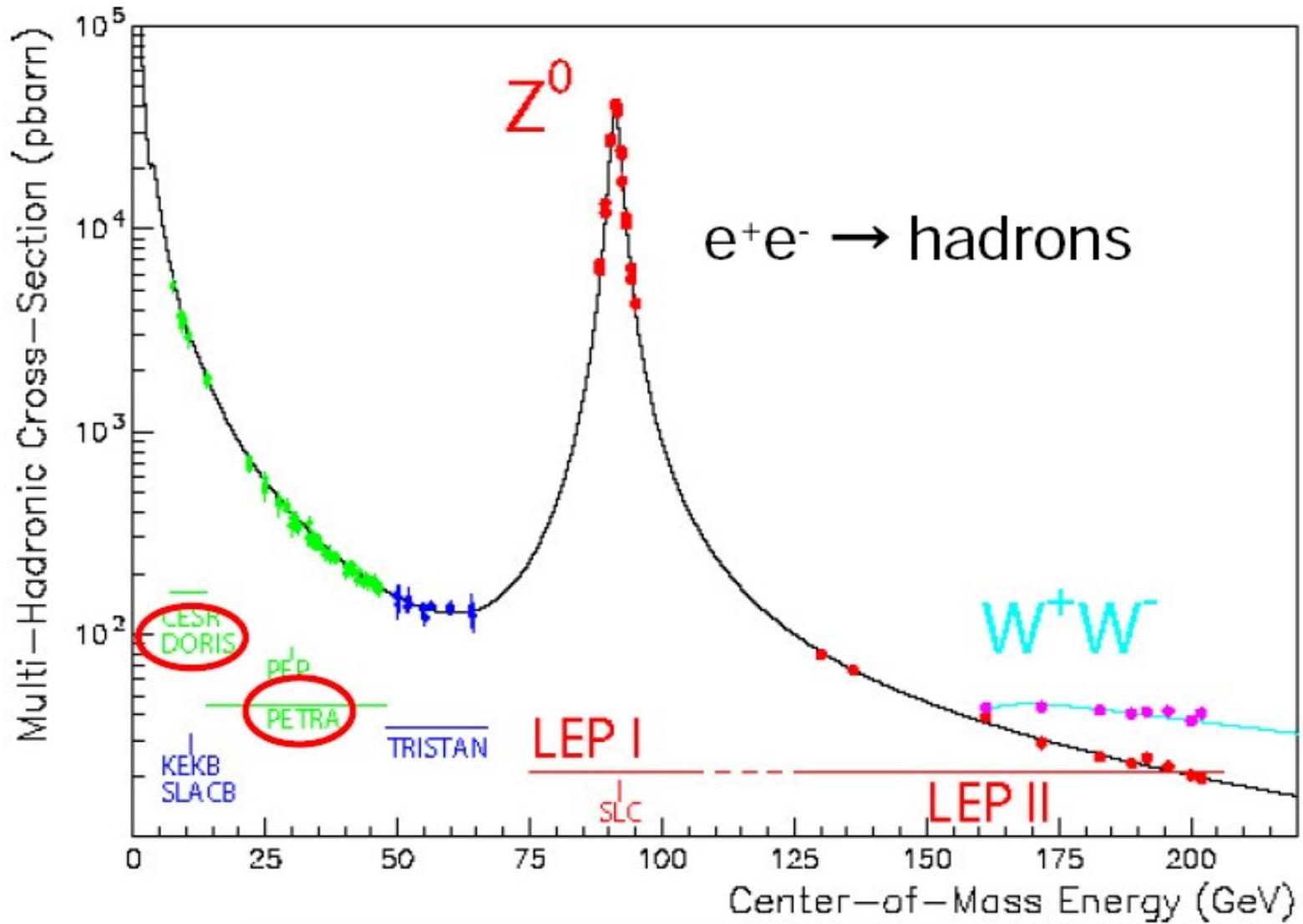
Probability  $M_H > 114 \text{ GeV}$ :  
 15%

Renormalise probability  
 for  $m_H > 114 \text{ GeV}$  to 100%:  
 $m_H < 182 \text{ GeV (95\%CL)}$



# Recherche indirecte du boson de Higgs :





Production de hadrons dans la diffusion  $e^+e^-$