



CHAMPS & PARTICULES

LE MODÈLE STANDARD ET AU DELÀ

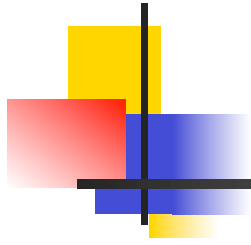


Alain Bouquet

Laboratoire AstroParticule & Cosmologie

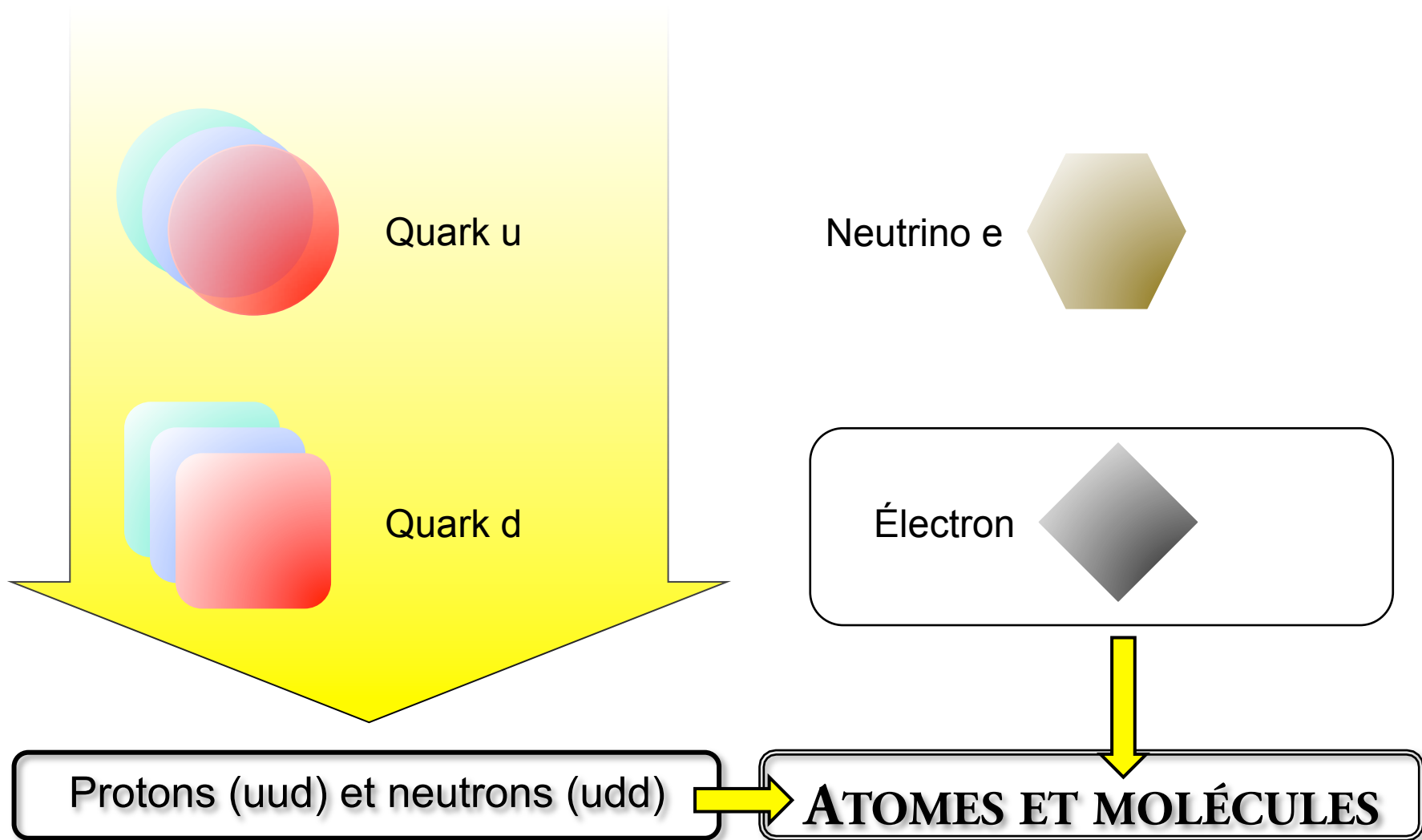
Université Denis Diderot Paris 7, CNRS, Observatoire de Paris & CEA





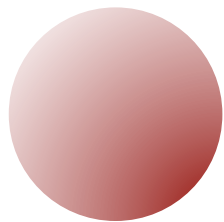
LE MODÈLE STANDARD

Les fermions : quarks et leptons

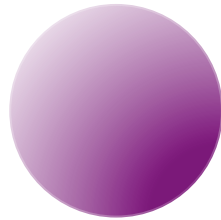


Les fermions : quarks et leptons

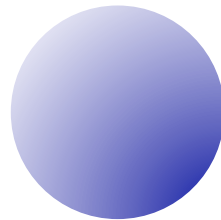
- Trois familles identiques [à la masse près]



Quark u



Quark c



Quark t



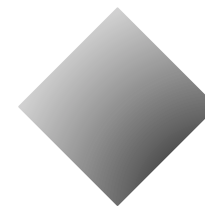
Quark d



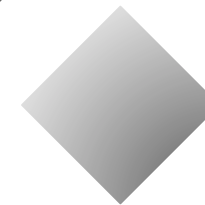
Quark s



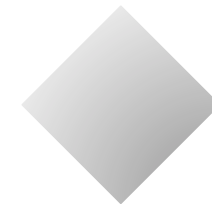
Quark b



Électron



Muon



Tau



Neutrino e



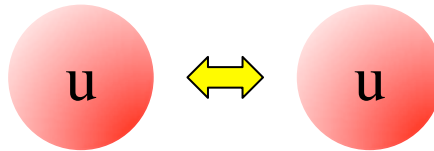
Neutrino μ



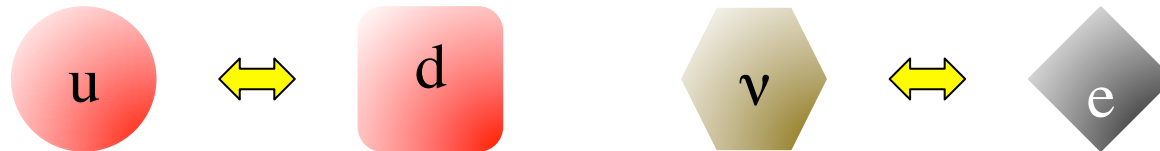
Neutrino τ

Les bosons : photon, W et Z, gluons et higgs

- Trois symétries de jauge (symétries internes locales)
- Interaction électromagnétique \rightarrow invariance de phase U(1) \rightarrow photon



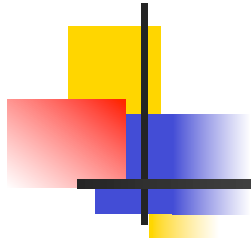
- Interaction faible \rightarrow invariance de phase SU(2) \rightarrow W^+ , W^- et Z^0



- Interaction forte \rightarrow invariance de phase SU(3) \rightarrow gluons



- Brisure de la symétrie $SU(2)*U(1) \rightarrow U(1)$ \rightarrow champ additionnel, le champ de Higgs



INTERACTION FORTE



Questions de statistique

- Modèle des quarks (Gell-Mann, Zweig 1964)
 - ➔ quelle interaction associe 3 quarks en baryon, ou quark-antiquark en méson ?
 - ➔ pourquoi n'y a-t-il pas de combinaisons qq, qq, etc. ?
 - ➔ pourquoi le principe de Pauli ne s'applique-t-il apparemment pas à certains baryons ?
 - Ω^- : 3 quarks s de spins $\uparrow\uparrow\uparrow$ (Struminsky 1965)
 - Δ^{++} : 3 quarks u de spins $\uparrow\uparrow\uparrow$
 - Δ^- : 3 quarks d de spins $\uparrow\uparrow\uparrow$
- Greenberg (1965) : les quarks suivent une *parastatistique* différente de Fermi-Dirac
- Han et Nambu (1965) : les quarks possèdent un nombre quantique additionnel, la « **couleur** » ➔ symétrie SU(3) ➔ mais globale ou locale ?
 - 3 couleurs nécessaires pour différencier les 3 quarks u du Δ^{++} [et les 3 d du Δ^- et les 3 s du Ω^-]
 - mais pas 4 couleurs, sinon états qqqq possibles, mais non observés
 - ➔ 3 quarks de 3 couleurs différentes dans un baryon ➔ couleur totale nulle
 - ➔ un quark et un antiquark de couleurs opposées dans un méson ➔ couleur totale nulle
 - ➔ toute autre combinaison est colorée, et ne peut exister librement [à démontrer !]

Couleur n'est pas saveur !



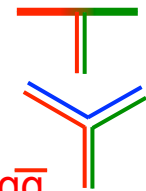
- Chromodynamique quantique (QCD) : théorie de jauge basée sur un groupe de symétrie SU(3)

■ Saveur

- Le modèle de Gell-Mann et Zweig avec 3 quarks u, d et s utilise *aussi* le groupe SU(3)
- Mais c'est une symétrie **globale**
 $u \leftrightarrow d \leftrightarrow s$
- (d'ailleurs **approximative** parce que le quark s est plus lourd que les 2 autres)
- Prédiction puis observation des quarks c b et t \Rightarrow groupe SU(6) de symétrie **globale approximative**
 $u \leftrightarrow d \leftrightarrow s \leftrightarrow c \leftrightarrow b \leftrightarrow t$
- \Rightarrow **6 saveurs** de quarks

■ Couleur

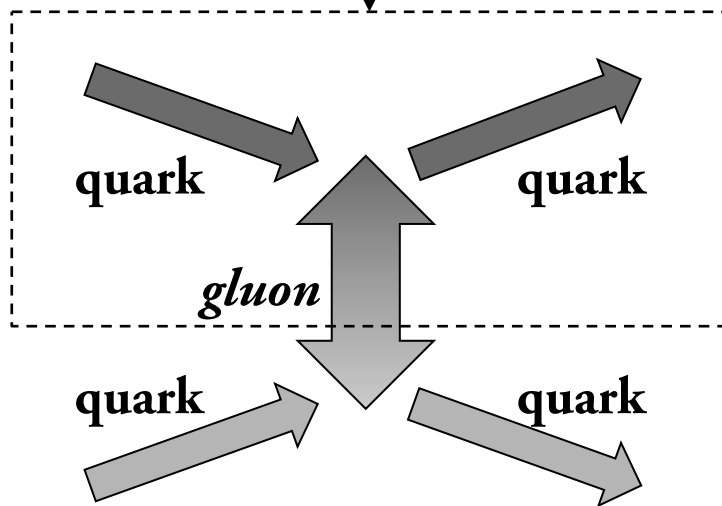
- Symétrie SU(3) **locale exacte**
- \Rightarrow 3 possibilités, **3 couleurs** de quarks
rouge R – vert V – bleu B
(ex. quark R antiquark \bar{B})
- \Rightarrow 8 bosons de jauge de masse nulle
gluons « colorés » par ex. $R\bar{V}$
- \Rightarrow interaction quark-quark-gluon
- \Rightarrow interaction gluon-gluon-gluon
- \Rightarrow **hadrons incolores** \Leftrightarrow qqq ou $q\bar{q}$



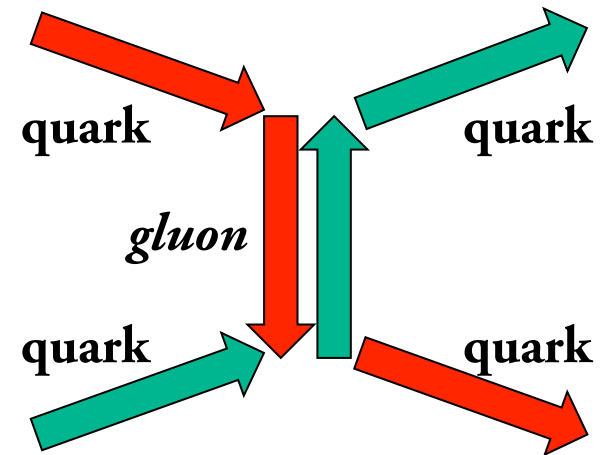
SU(3) : chromodynamique quantique

- Groupe SU(n)
- → représentation fondamentale à n éléments → 3 couleurs possibles pour un quark
- → représentation adjointe à n²−1 éléments → 8 gluons pour relier deux quarks

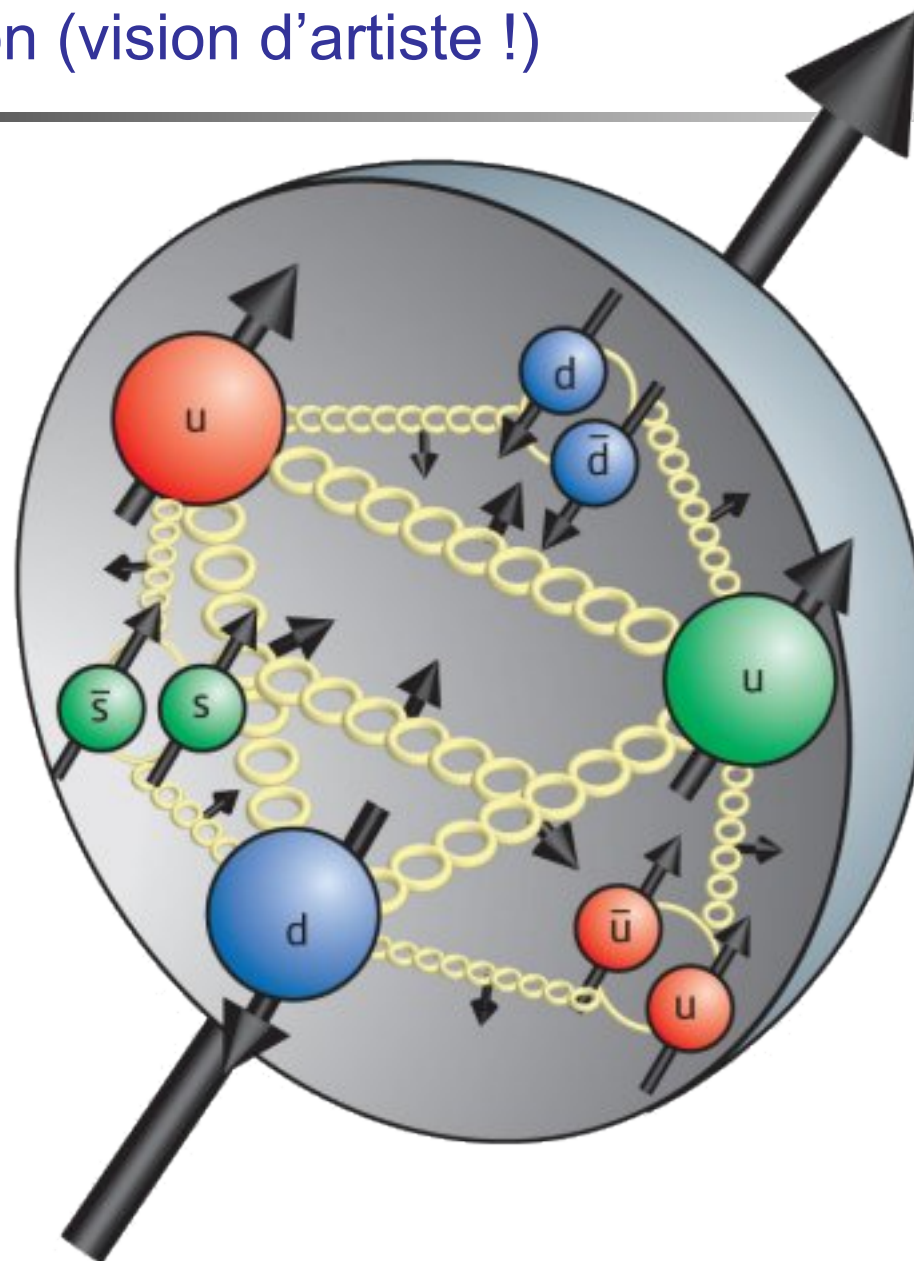
$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \dots + \psi^* \gamma_\mu A_\mu \psi + \dots \rightarrow \begin{array}{c} \blacksquare \\ \blacksquare \end{array} \otimes \begin{array}{c} \blacksquare \\ \blacksquare \end{array} = \begin{array}{c} \blacksquare \blacksquare \\ \blacksquare \blacksquare \\ \blacksquare \blacksquare \end{array} \oplus \begin{array}{c} \blacksquare \end{array} \rightarrow \bar{R}\bar{R} + \bar{V}\bar{V} + B\bar{B}$$



→ gluon = couleur + anticouleur

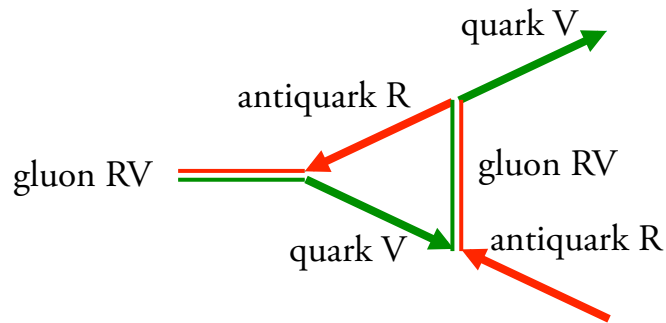


Le proton (vision d'artiste !)

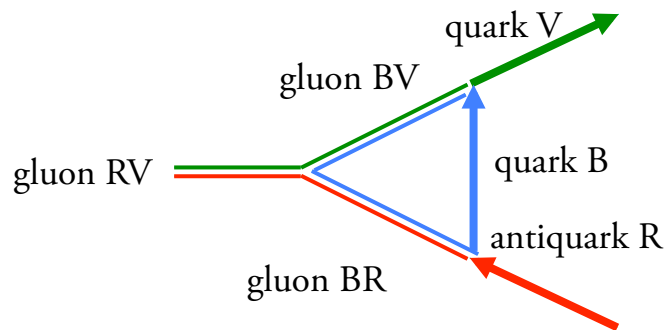


Renormalisation de la constante de couplage

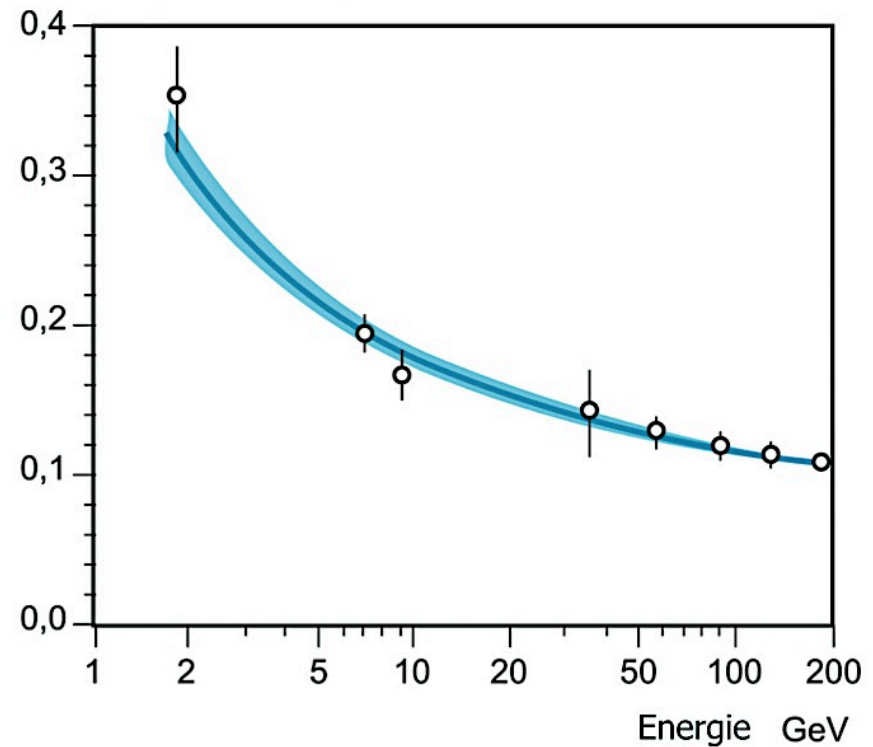
- α_s **diminue** quand l'énergie augmente
- Corrections radiatives
 - *fermions* \rightarrow α augmente



- *bosons* \rightarrow α diminue



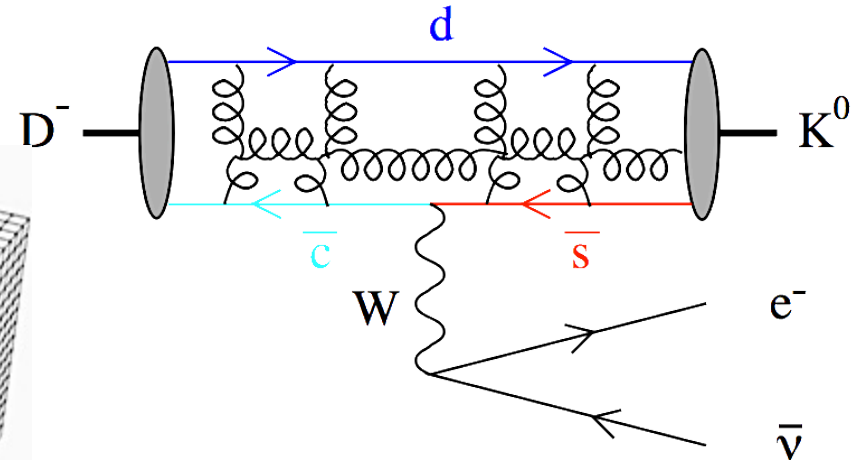
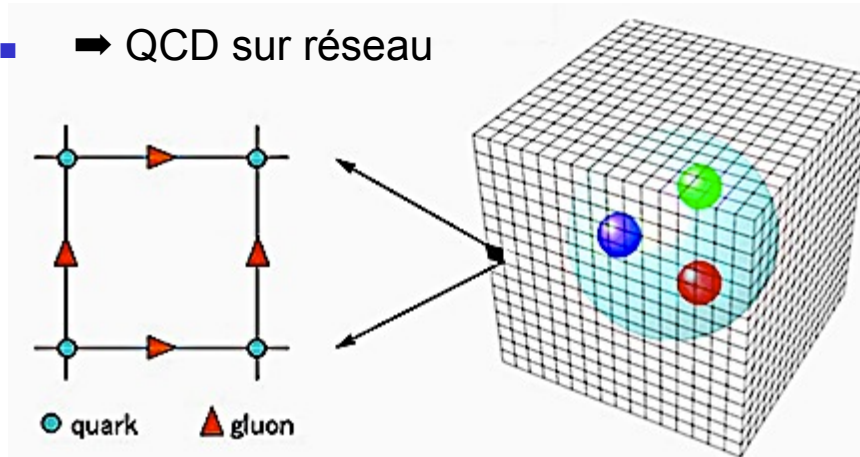
Constante de couplage, α_s (E)



Liberté asymptotique et esclavage infrarouge

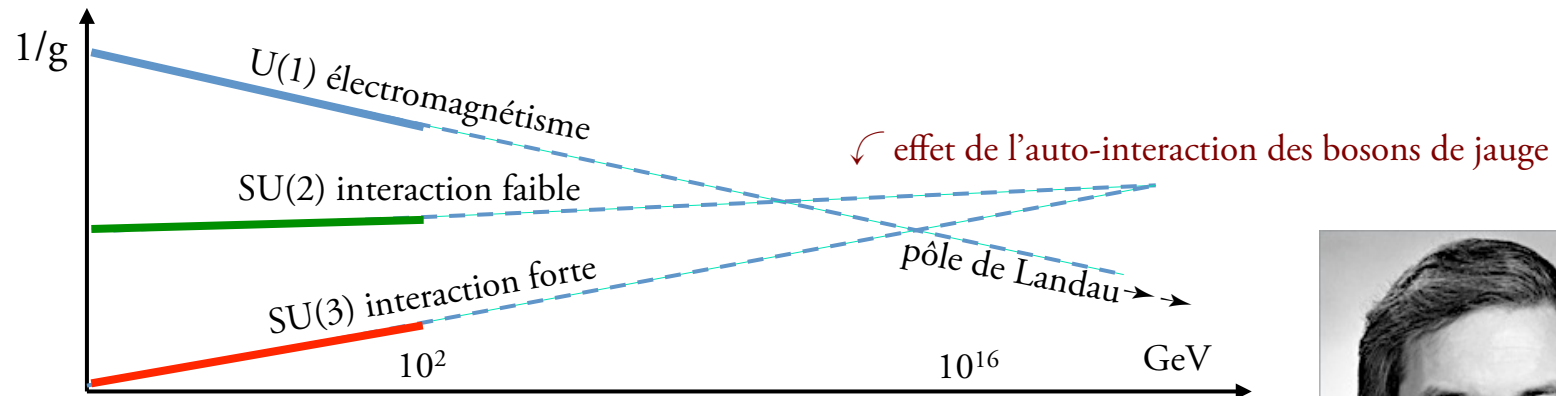
- Interaction forte ↘ à haute énergie = «liberté asymptotique» [Gross, Politzer et Wilczek 1973]
 - ➔ QCD perturbatif testé par les mesures précises du LEP
 - ➔ inversement, couplage ↗ à basse énergie ⇔ grande distance ➔ **confinement** de la couleur ? *Prix Clay de 1 M\$ à celui qui le démontrera...*
- Mais on a souvent besoin de connaître le comportement à basse énergie
 - ex : calcul des **masses des hadrons**
 - ex : désintégration méson D ➔ Keν

- ➔ QCD sur réseau

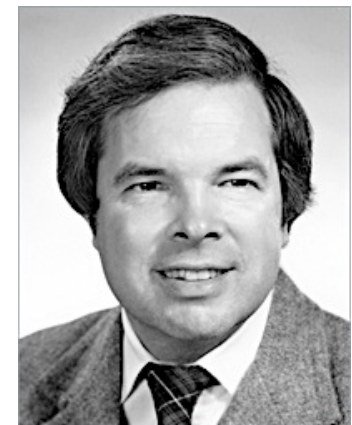


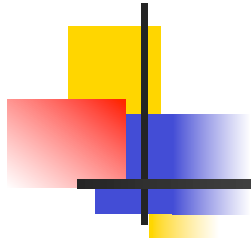
Groupe de renormalisation

- Idée ancienne (Pythagore, Euclide, Galilée) d'invariance par changement d'échelle
- **Groupe** des transformations d'échelle (Stückelberg et Peterman 1953, Gell-Mann et Low 1954, Bogoliubov et Shirkov 1955)
 - le point μ en énergie où sont mesurées les masses et constantes de couplage est *arbitraire*
 - \rightarrow règle pour passer d'une valeur μ à une valeur μ'
 - \rightarrow équations $\partial g/\partial \mu = \beta(g)$ avec une fonction $\beta(g)$ dépendant de la théorie $\rightarrow g(\mu)$



- Kenneth Wilson 1971 : application à la matière condensée, aux transitions de phase et aux phénomènes critiques (Nobel 1982)
- \rightarrow nouveau point de vue sur le sens physique de la renormalisation





INTERACTION ÉLECTROFAIBLE

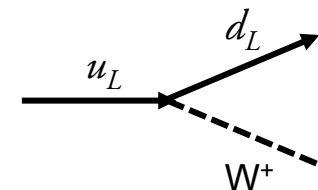
SU(2)_LxU(1)_Y

■ Quarks et leptons

- séparation en composantes «gauches» et «droites» $\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$ et $\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$
- composantes ψ_L formant des **doublets** de SU(2)_L $\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} \nu_R \\ e_R \end{pmatrix}$
- composantes ψ_R formant des **singlets** de SU(2)_L
- \Leftrightarrow seules les composantes ψ_L sont soumises à l'interaction faible
- \Leftrightarrow brisure (explicite) de la parité $\psi_L \leftrightarrow \psi_R$

■ Symétries locales \Rightarrow dérivées covariantes \Rightarrow champs de jauge

- W⁺, W⁰ et W⁻ pour SU(2)_L transformant u_L en d_L par exemple
- B⁰ pour U(1)_Y

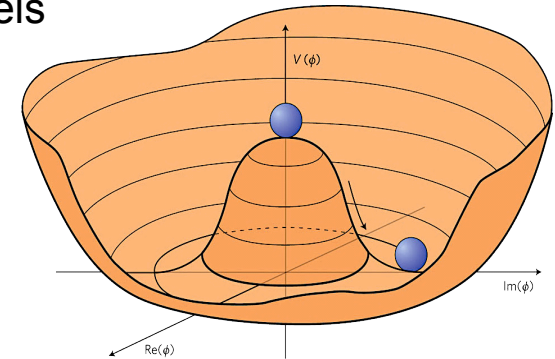


■ Deux groupes de jauge différents \Rightarrow deux constantes de couplage **indépendantes**

- g_2 pour SU(2)_L
- g_1 pour U(1)_Y

Brisure spontanée de $SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Mécanisme de Higgs, Brout-Englert et Guralnik-Hagen-Kibble
- ➔ requiert un **doublet** [complexe] de $SU(2)_L \Leftrightarrow 4$ champs réels
- et un potentiel « sombrero »
- ➔ le minimum du potentiel
 - est un choix de direction dans $SU(2)_L \rightarrow$ brisure de $SU(2)_L$
 - est un choix de phase $U(1)_Y \rightarrow$ brisure de $U(1)_Y$
 - ➔ *on ne peut pas briser $SU(2)_L$ sans briser aussi $U(1)_Y$*
 - mais **il reste une invariance de phase résiduelle** ➔ il reste une symétrie $U(1)_{em}$ non brisée
- Angle de Weinberg
 - ➔ une des combinaisons de W^0 et B^0 demeure de masse nulle ➔ photon γ
 - l'autre acquiert une masse ➔ Z^0
 - ➔ angle θ_w donné par $\sin \theta_w = g_1/[g_1^2+g_2^2]^{1/2}$
 - ➔ $M_Z = M_W/\cos \theta_w \rightarrow \theta_w \sim 30^\circ$
- **3** champs donnent leurs masses aux W^+ , W^- et Z^0 ➔ **il en reste un !**



$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ W^0 \end{pmatrix}$$

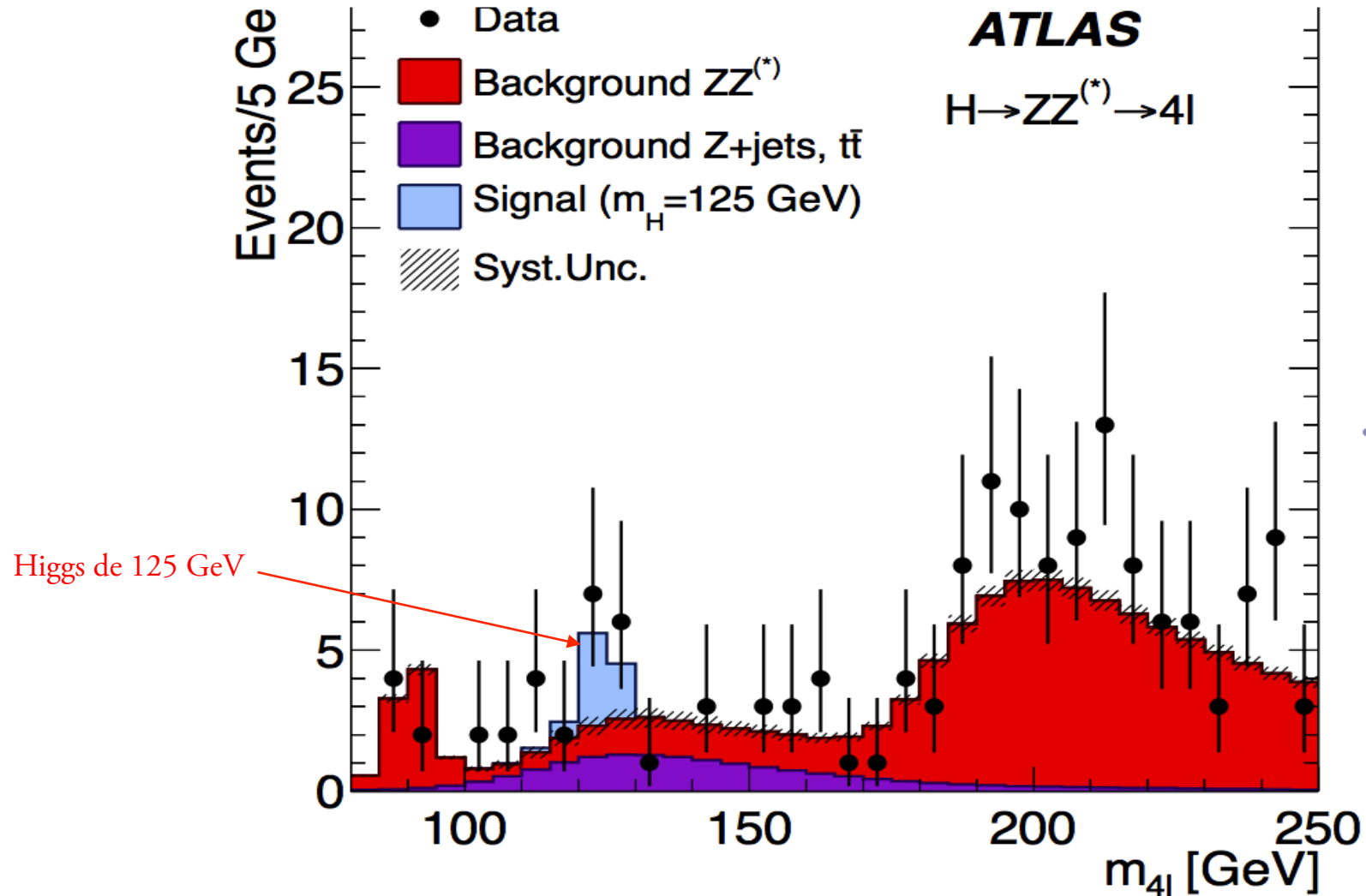


La masse des fermions

- Terme de masse « normal » d'un fermion ψ $\Rightarrow m \psi^* \psi$
- $\psi = \psi_L + \psi_R \Rightarrow m [\psi_L^* \psi_R + \psi_R^* \psi_L] \Rightarrow$ viole $SU(2)_L$
- \Rightarrow les fermions (quarks et leptons) devraient avoir une masse nulle
- **Solution**
 - coupler les fermions aux champs de Higgs ϕ
 - car un terme du genre $\lambda \phi \psi_L^* \psi_R$ [couplage de Yukawa] ne viole pas $SU(2)_L$
 - quand la symétrie est (spontanément) brisée $\phi \rightarrow \phi_0 + \phi'$
 - \Rightarrow terme de masse effectif $\lambda \phi_0 \psi_L^* \psi_R$
 - \Rightarrow masse $m_\psi = \lambda \phi_0$
 - \Leftrightarrow la masse est d'autant plus grande que le couplage λ est grand
 - \Leftrightarrow le champ de Higgs est d'autant plus fortement couplé à un fermion que celui-ci est lourd
 - \Rightarrow chercher le boson de Higgs dans les désintégrations du quark top ou des W et Z
- Mais les couplages de Yukawa des différents fermions sont autant de paramètres libres

Découverte du *boson* de Higgs au LHC

$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}: \int \mathcal{L} dt = 4.8 \text{ fb}^{-1}$ $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}: \int \mathcal{L} dt = 5.8 \text{ fb}^{-1}$



La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

- La base des états propres *de masse* des quarks diffère de la base des états propres *de l'interaction faible*
- ➔ matrice de rotation 3x3 (dans l'espace des familles)

■ $K = s+d$ $D = c+d$ $B_d = b+d$ $B_s = b+s$ $B_c = b+c$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

d
 s
 b

$s_1 \gg s_2 \gg s_3$

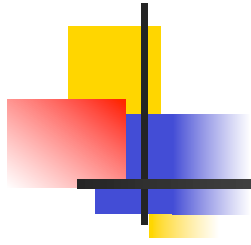
- Même chose pour les leptons ➔ matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata
- ➔ **oscillations de neutrinos** (ce sont les états propres de masse qui se propagent)

Le lagrangien du modèle standard

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^a \partial_\nu g_\mu^a - g_s f^{abc} \partial_\mu g_\nu^a g_\mu^b g_\nu^c - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc} f^{ade} g_\mu^b g_\nu^c g_\mu^d g_\nu^e + \text{gluons} \\
 & \frac{1}{2}ig_s^2 (\bar{q}_i^\sigma \gamma^\mu q_j^\sigma) g_\mu^a + \bar{G}^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \partial_\mu \bar{G}^a G^b g_\mu^c - \partial_\nu W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- \text{ W et Z} \\
 & M^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \frac{1}{2}\partial_\nu Z_\mu^0 \partial_\nu Z_\mu^0 - \frac{1}{2c_w^2} M^2 Z_\mu^0 Z_\mu^0 - \frac{1}{2}\partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu - \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial_\mu H \text{ Higgs H et } \phi \\
 & \frac{1}{2}m_h^2 H^2 - \partial_\mu \phi^+ \partial_\mu \phi^- - M^2 \phi^+ \phi^- - \frac{1}{2}\partial_\mu \phi^0 \partial_\mu \phi^0 - \frac{1}{2c_w^2} M \phi^0 \phi^0 - \beta_h \left[\frac{2M^2}{g^2} + \right. \\
 & \left. \frac{2M}{g} H + \frac{1}{2}(H^2 + \phi^0 \phi^0 + 2\phi^+ \phi^-) \right] + \frac{2M^4}{g^2} \alpha_h - igc_w [\partial_\nu Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
 & W_\nu^+ W_\mu^-) - Z_\nu^0 (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + Z_\mu^0 (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
 & W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - ig s_w [\partial_\nu A_\mu (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) - A_\nu (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
 & W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + A_\mu (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- + \\
 & \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\nu^- W_\mu^- W_\nu^+ + g^2 c_w^2 (Z_\mu^0 W_\mu^+ Z_\nu^0 W_\nu^- - Z_\mu^0 Z_\nu^0 W_\mu^+ W_\nu^-) + \\
 & g^2 s_w^2 (A_\mu W_\mu^+ A_\nu W_\nu^- - A_\mu A_\nu W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w c_w [A_\mu Z_\nu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
 & W_\nu^+ W_\mu^-) - 2A_\mu Z_\mu^0 W_\nu^+ W_\nu^-] - g\alpha [H^3 + H\phi^0 \phi^0 + 2H\phi^+ \phi^-] - \\
 & \frac{1}{8}g^2 \alpha_h [H^4 + (\phi^0)^4 + 4(\phi^0)^2 \phi^+ \phi^- + 4H^2 \phi^+ \phi^- + 2(\phi^0)^2 H^2] - \\
 & gM W_\mu^+ W_\mu^- H - \frac{1}{2}g \frac{M}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 H - \frac{1}{2}ig [W_\mu^+ (\phi^0 \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^0) - \\
 & W_\mu^- (\phi^0 \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu \phi^0)] + \frac{1}{2}g [W_\mu^+ (H \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu H) - W_\mu^- (H \partial_\mu \phi^+ - \\
 & \phi^+ \partial_\mu H)] + \frac{1}{2}g \frac{1}{c_w} (Z_\mu^0 (H \partial_\mu \phi^0 - \phi^0 \partial_\mu H) - ig \frac{s_w^2}{c_w} M Z_\mu^0 (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+)) + \\
 & (igs_w M A_\mu (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - ig \frac{1-2c_w^2}{2c_w} Z_\mu^0 (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) + \\
 & igs_w A_\mu (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) - \frac{1}{4}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- [H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+ \phi^-] + \\
 & \frac{1}{4}g^2 \frac{1}{2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_w^2 - 1)^2 \phi^+ \phi^- - \frac{1}{2}g^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
 & W_\mu^- \phi^+) - \frac{1}{2}ig^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}g^2 s_w A_\mu \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
 & W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}ig^2 s_w A_\mu H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - g^2 \frac{s_w}{c_w} (2c_w^2 - 1) Z_\mu^0 A_\mu \phi^+ \phi^- - \\
 & g^1 s_w^2 A_\mu A_\mu \phi^+ \phi^- - \bar{e}^\lambda (\gamma \partial + m_e^\lambda) e^\lambda - \bar{\nu}^\lambda \gamma \partial \nu^\lambda - \bar{u}_j^\lambda (\gamma \partial + m_u^\lambda) u_j^\lambda - \\
 & \bar{d}_j^\lambda (\gamma \partial + m_d^\lambda) d_j^\lambda + igs_w A_\mu [-(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu e^\lambda) + \frac{2}{3}(\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu u_j^\lambda) - \frac{1}{3}(\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu d_j^\lambda)] + \\
 & \frac{ig}{4c_w} Z_\mu^0 [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (4s_w^2 - 1 - \gamma^5) e^\lambda) + (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (\frac{4}{3}s_w^2 - \\
 & 1 - \gamma^5) u_j^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu (1 - \frac{8}{3}s_w^2 - \gamma^5) d_j^\lambda)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + \\
 & (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) C_{\lambda\kappa} d_j^\kappa)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^- [(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) e^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger \gamma^\mu (1 + \\
 & \gamma^5) u_j^\lambda)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \frac{m_\tau^\lambda}{M} [-\phi^+ (\bar{\nu}^\lambda (1 - \gamma^5) e^\lambda) + \phi^- (\bar{e}^\lambda (1 + \gamma^5) \nu^\lambda)] - \\
 & \frac{ig}{2} \frac{m_\tau^\lambda}{M} [H (\bar{e}^\lambda e^\lambda) + i\phi^0 (\bar{e}^\lambda \gamma^5 e^\lambda)] + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^+ [-m_d^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) d_j^\kappa) + \\
 & m_u^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) d_j^\kappa) + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- [m_d^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 + \gamma^5) u_j^\kappa) - m_u^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 - \\
 & \gamma^5) u_j^\kappa) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{u}_j^\lambda u_j^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{d}_j^\lambda d_j^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{u}_j^\lambda \gamma^5 u_j^\lambda) - \\
 & \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{d}_j^\lambda \gamma^5 d_j^\lambda) + \bar{X}^+ (\partial^2 - M^2) X^+ + \bar{X}^- (\partial^2 - M^2) X^- + \bar{X}^0 (\partial^2 - \\
 & \frac{M^2}{c_w^2}) X^0 + \bar{Y} \partial^2 Y + igc_w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{X}^0 X^- - \partial_\mu \bar{X}^+ X^0) + igs_w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{Y} X^- - \\
 & \partial_\mu \bar{X}^+ Y) + igc_w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- X^0 - \partial_\mu \bar{X}^0 X^+) + igs_w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- Y - \\
 & \partial_\mu \bar{Y} X^+) + igc_w Z_\mu^0 (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \partial_\mu \bar{X}^- X^-) + igs_w A_\mu (\partial_\mu \bar{X}^+ X^+ - \\
 & \partial_\mu \bar{X}^- X^-) - \frac{1}{2}gM [\bar{X}^+ X^+ H + \bar{X}^- X^- H + \frac{1}{c_w^2} \bar{X}^0 X^0 H] + \\
 & \frac{1-2c_w^2}{2c_w} igM [\bar{X}^+ X^0 \phi^+ - \bar{X}^- X^0 \phi^-] + \frac{1}{2c_w} igM [\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-] + \\
 & igM s_w [\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-] + \frac{1}{2}igM [\bar{X}^+ X^+ \phi^0 - \bar{X}^- X^- \phi^0]
 \end{aligned}$$

couplages Higgs avec γ , W et Z

couplages Higgs avec quarks et leptons



AU DELÀ DU MODÈLE STANDARD

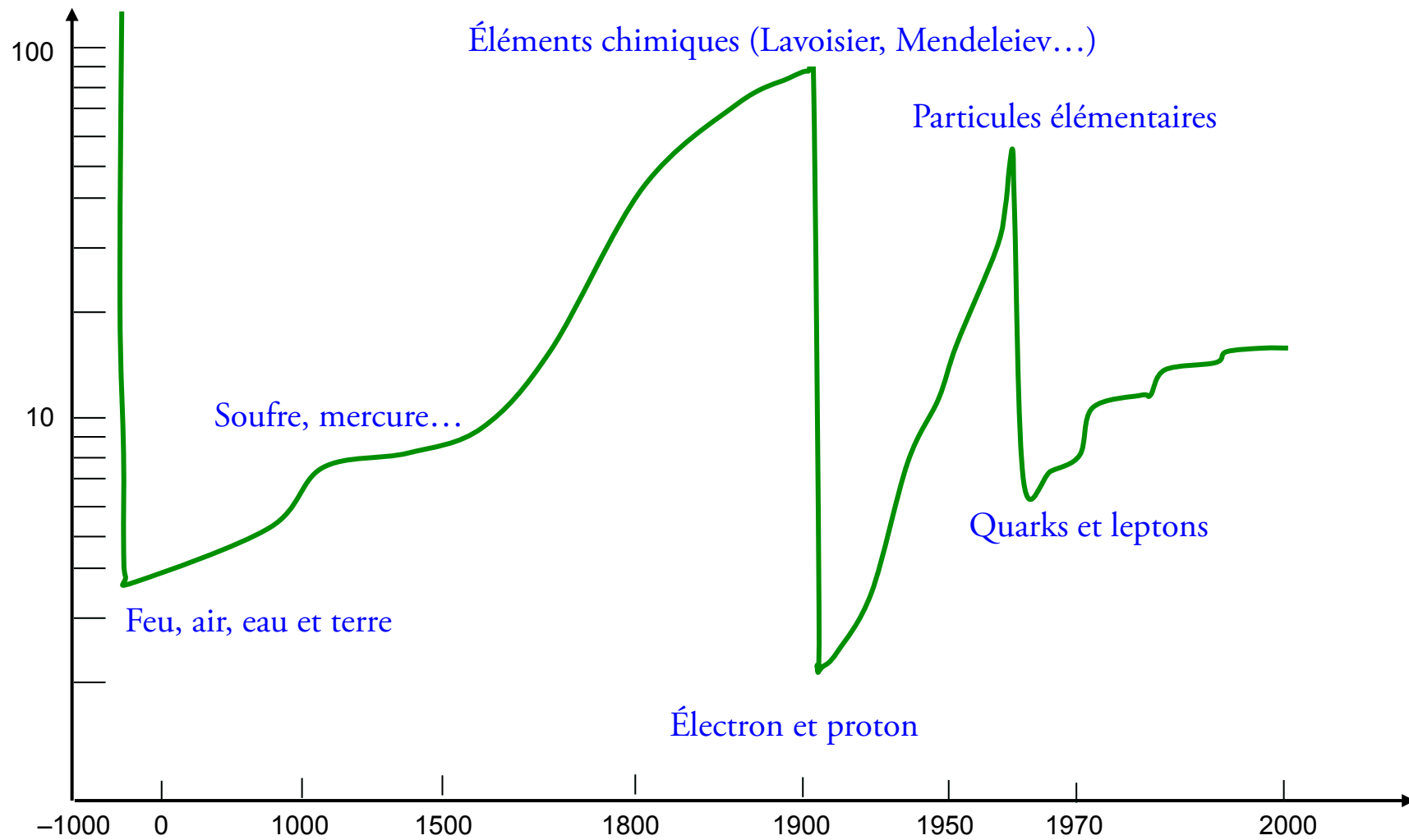


Les problèmes irrésolus du modèle standard

- Pourquoi a-t-on le groupe de jauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ plutôt qu'un autre ?
- QCD assure-t-il vraiment le confinement des quarks et des gluons ?
- Pourquoi les constantes de couplage de jauge ont-elles les valeurs observées ?
- Pourquoi les masses des fermions (\Leftrightarrow couplages du champ de Higgs) ont-elles les valeurs observées ?
- Pourquoi les neutrinos sont-ils si légers comparés aux autres fermions ?
- Pourquoi la charge du proton est-elle *exactement* égale à celle de l'électron ?
- Pourquoi y a-t-il trois générations au lieu d'une – ou quatre ?
- Pourquoi y-a-t-il plus de matière que d'antimatière dans l'univers ?
 - requiert brisure de CP, brisure de B, brisure de L [Sakharov 1967]
- Où se place la matière noire dans le modèle standard?
- Où se place l'énergie noire dans le modèle standard?
- Quelle place pour la gravitation ?



Le nombre de constituants «fondamentaux» au cours du temps



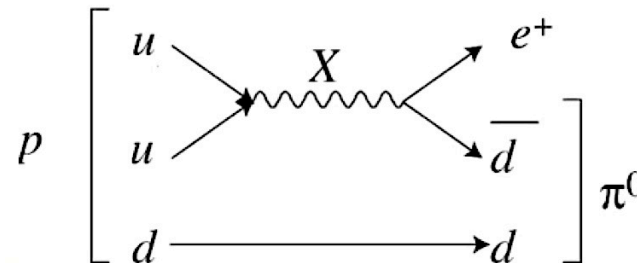


Des constituants pour les quarks et leptons ?

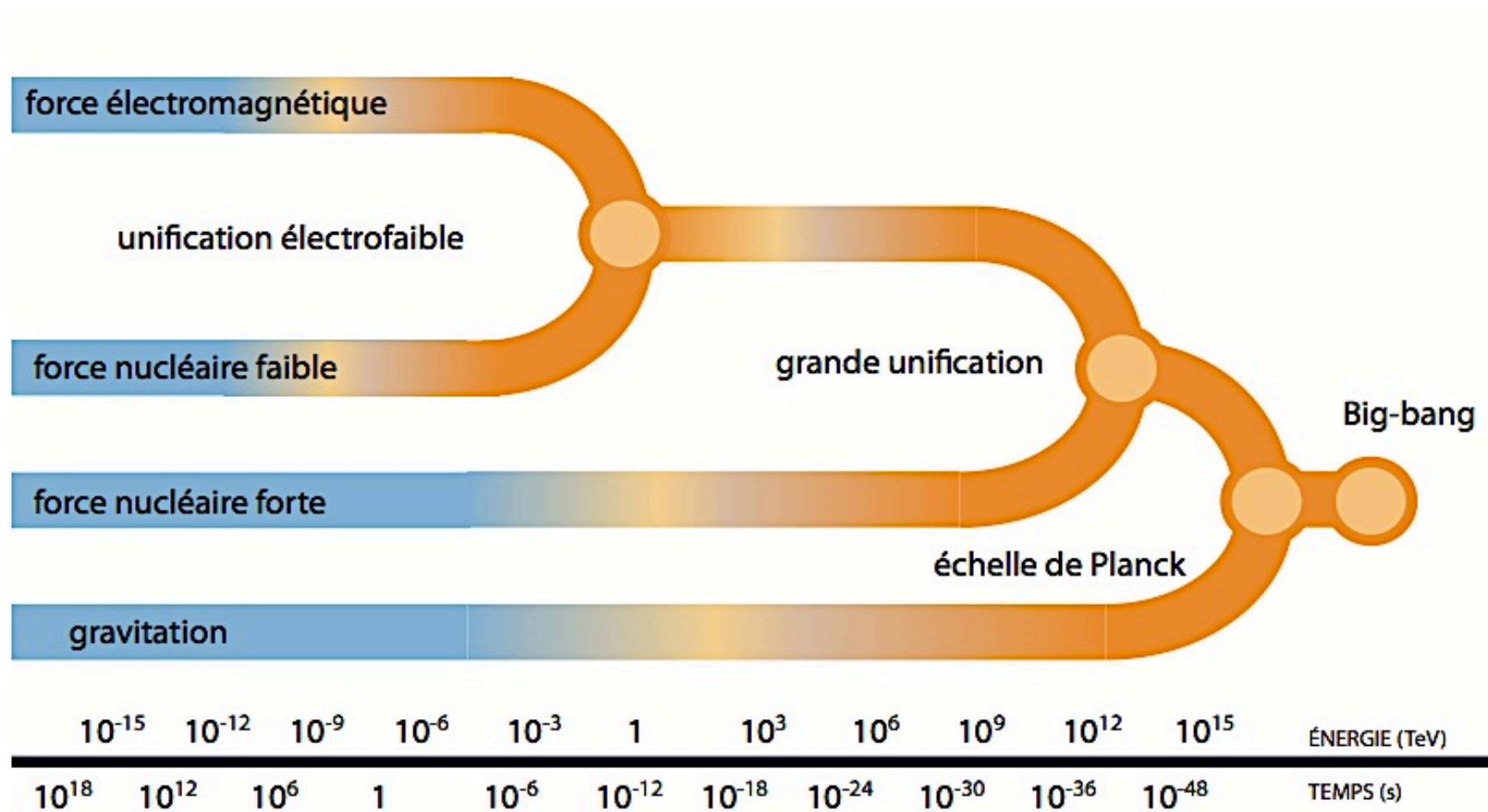
- Pour expliquer
 - les 3 générations
 - la différence entre quarks et leptons
 - la valeur des paramètres (masses et couplages)
 - l'écart entre la masse des neutrinos et celle du quark top
 - l'origine du champ de Higgs et de la brisure spontanée de symétrie
- ➔ **Préons** (Pati-Salam 1974)
- ➔ vaste éventail de suggestions
 - alphons, haplons, helons, maons, préquarks, primons, quinks, rishons, subquarks, tweedles...
 - en général les quarks et leptons sont composés de 2 (ou 3) unités plus fondamentales
 - les interactions forte et électrofaible dérivent des interactions entre constituants
- Exemple: le modèle des *rishons* (Harari 1979)
 - 2 constituants T (tohu) de charge $1/3$ et V (vohu) de charge nulle
 - TTT = positron, TTV, TVT et VTT = 3 couleurs du quark u
 - 2° et 3° génération = états excités de la 1° génération
- **Problème général: aucune indication expérimentale de sous-structure**

Grande unification [GUT]

- Groupe de symétrie interne du modèle standard : $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
- Il serait élégant d'unifier ces trois groupes en un seul
 - → une seule constante de couplage
 - → unification des quarks et des leptons
- Plus petit groupe unique contenant $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$: $SU(5)$
- Georgi et Glashow (1974)
 - symétrie $SU(5)$ spontanément brisée en $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ par un mécanisme de Higgs
 - deux représentations [de dimensions 5 et 10] contenant quarks et leptons toutes les deux
 - → 24 bosons de jauge (8 gluons + $W^+ + W^- + Z^0 + \gamma$, et 12 bosons X transformant quarks en leptons)
 - → instabilité du proton
 - échelle de brisure $m_X \sim 10^{14}$ GeV
 - → durée de vie du proton $\tau_p \sim 10^{28}$ ans
 - → expériences → $\tau_p > 10^{32}$ ans → rejet



Unification des forces



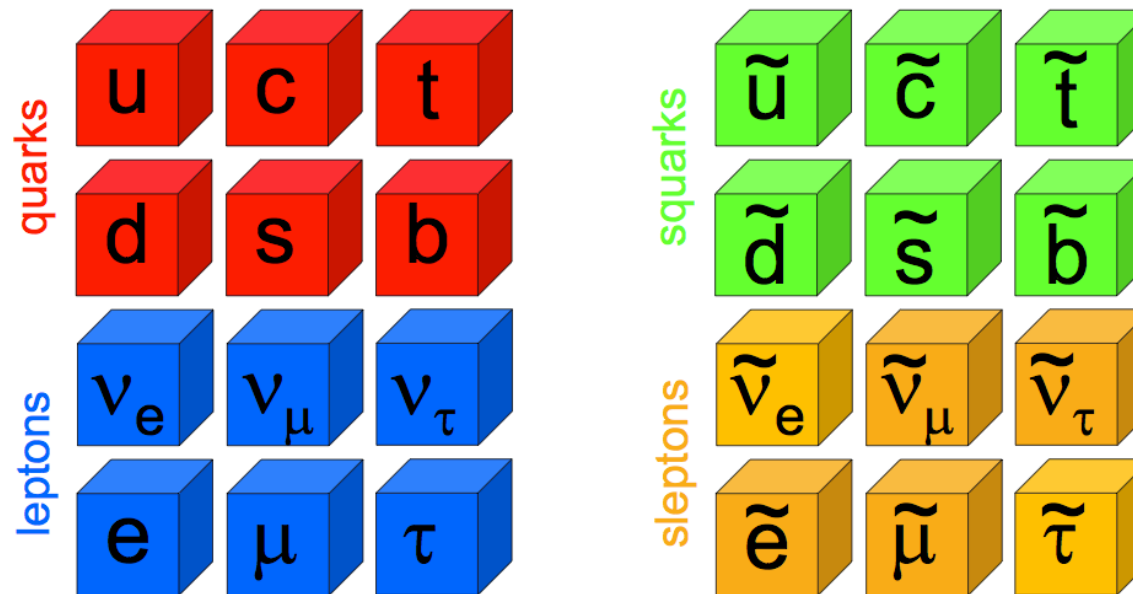


Supersymétrie : bosons ↔ fermions

- Symétrie boson ↔ fermion = supersymétrie (symétrie **globale**)
- ➔ opérateur Q augmentant le spin de $\frac{1}{2}$ unité : $Q|0\rangle = |\frac{1}{2}\rangle$, $Q|\frac{1}{2}\rangle = |1\rangle$...
- ➔ Q est un opérateur *de spin $\frac{1}{2}$*
- ➔ Q^2 est un opérateur de spin 1 ↔ vecteur ↔ **déplacement** spatiotemporel
- ➔ connexion entre supersymétrie et transformations de Lorentz-Poincaré
- ➔ espoir qu'une supersymétrie **locale** (**supergravité**) fournisse une théorie quantique de la gravité
- En pratique
 - aucun fermion n'a les mêmes nombres quantiques qu'un boson
 - aucun boson n'a les mêmes nombres quantiques qu'un fermion
 - ➔ la supersymétrie est fautive – ou elle est brisée à une **échelle > accessible** en laboratoire
 - ➔ doublement de *chaque* champ du modèle standard par un superpartenaire
 - quark ↔ squark lepton ↔ slepton higgs ↔ higgsino W ↔ wino Z ↔ zino

Supersymétrie ?

- À chaque fermion son boson
- À chaque boson son fermion



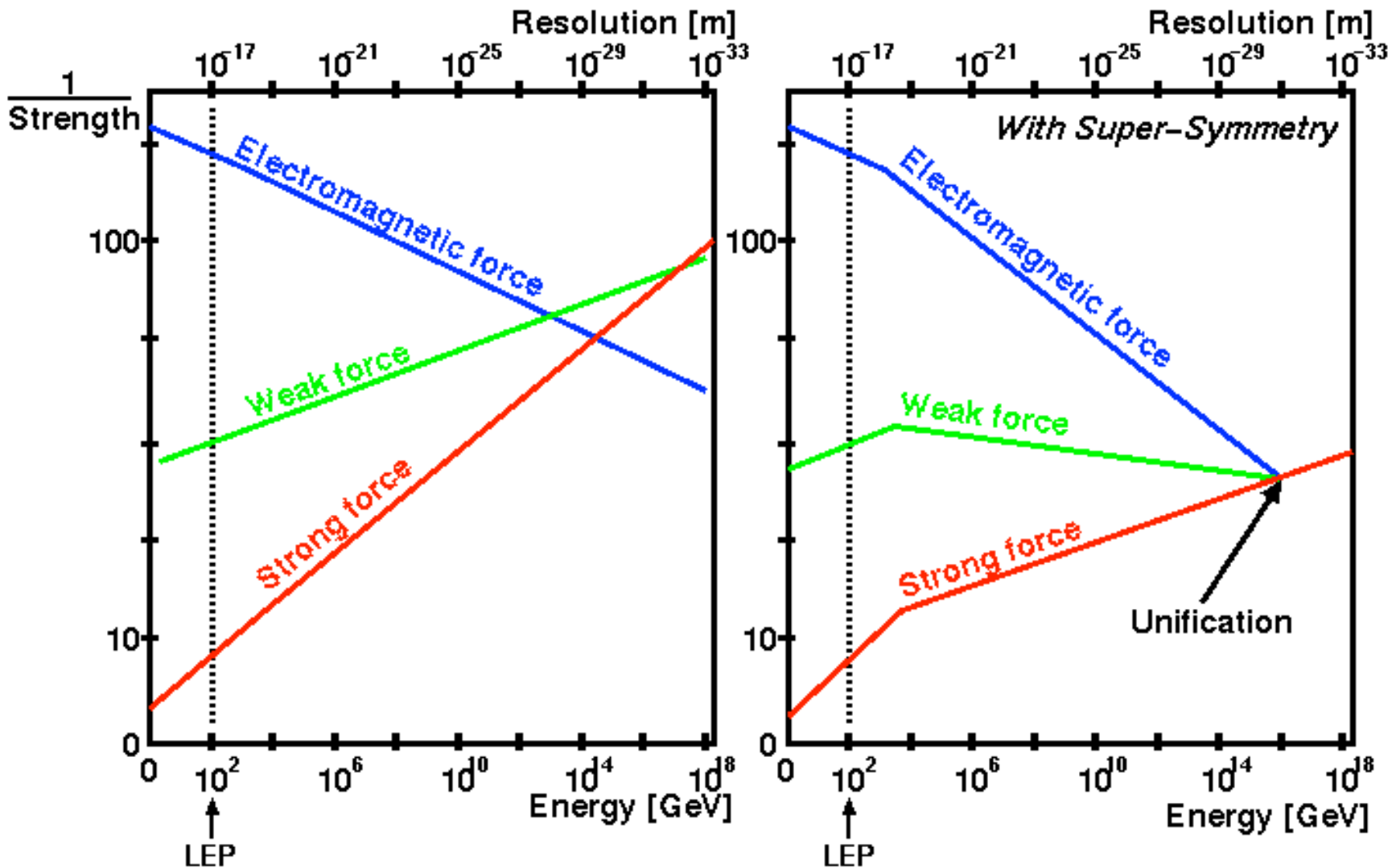
- **Aucune s-particule observée** \Rightarrow très lourdes ? \Rightarrow 200 GeV, 1 TeV, 10 TeV ?
- La matière noire serait-elle une s-particule ? \Rightarrow **neutralino** (=photino-zino-higgsino)



Bonus de la supersymétrie

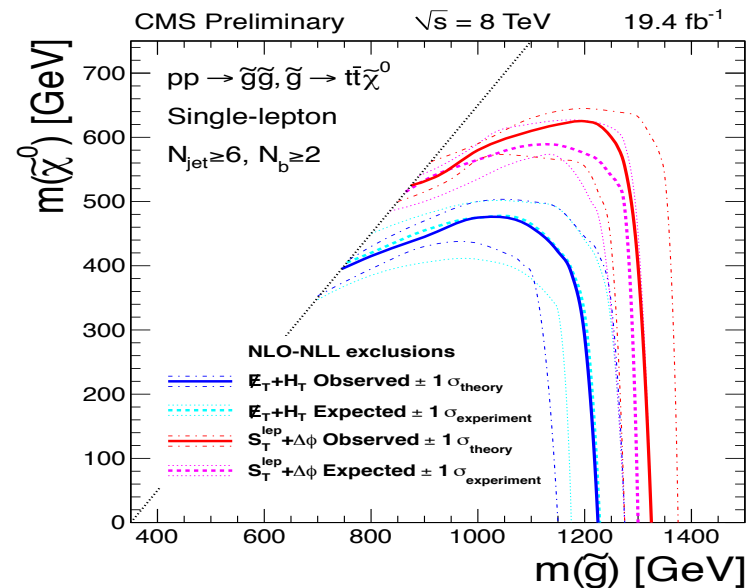
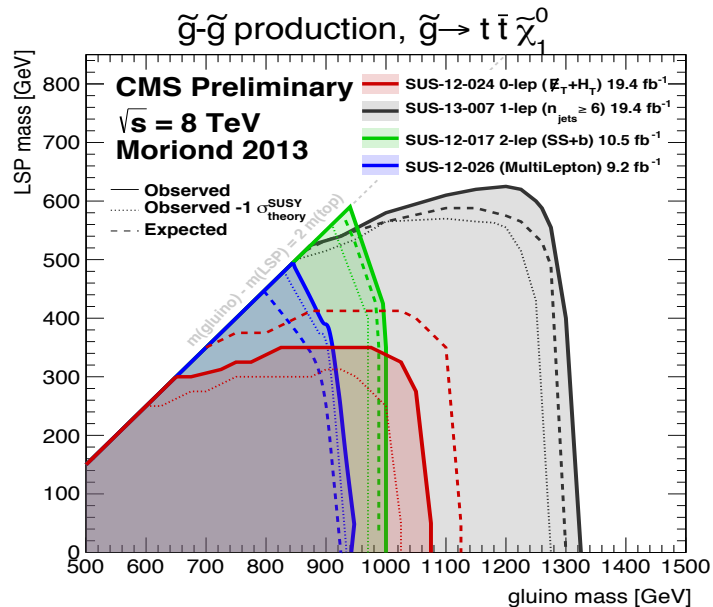
- Corrections radiatives
 - les boucles de bosons ont le signe opposé des boucles de fermions
 - si à chaque fermion correspond un boson et inversement, les corrections se compensent
 - la compensation est exacte si le boson a la même masse que le fermion
 - ➔ l'amplitude des corrections est proportionnelle à l'échelle de brisure de la supersymétrie
 - ➔ celle-ci ne doit donc pas être beaucoup plus grande que celle de la brisure électrofaible
 - ➔ les masses des superpartenaires doivent être ~ 100 GeV (à un facteur 10 près...)
- Renormalisation des couplages
 - les « constantes » de couplage de l'interaction forte, de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible varient logarithmiquement avec l'énergie
 - la pente dépend du contenu en bosons et en fermions de la théorie
 - ➔ la supersymétrie modifie l'évolution ➔ les 3 constantes convergent mieux ➔ unification des interactions ?
- R-parité $R = (-1)^{3B+2S+L}$
 - les particules « normales » ont R-parité +1 (par ex. quark: $B=1/3$, $S=1/2$, $L=0$)
 - les partenaires supersymétriques ont R-parité -1
 - conservation du nombre baryonique B, du nombre leptonique L et du spin S ➔ conservation de la R-parité ➔ **le superpartenaire le plus léger est stable**

Évolution des couplages



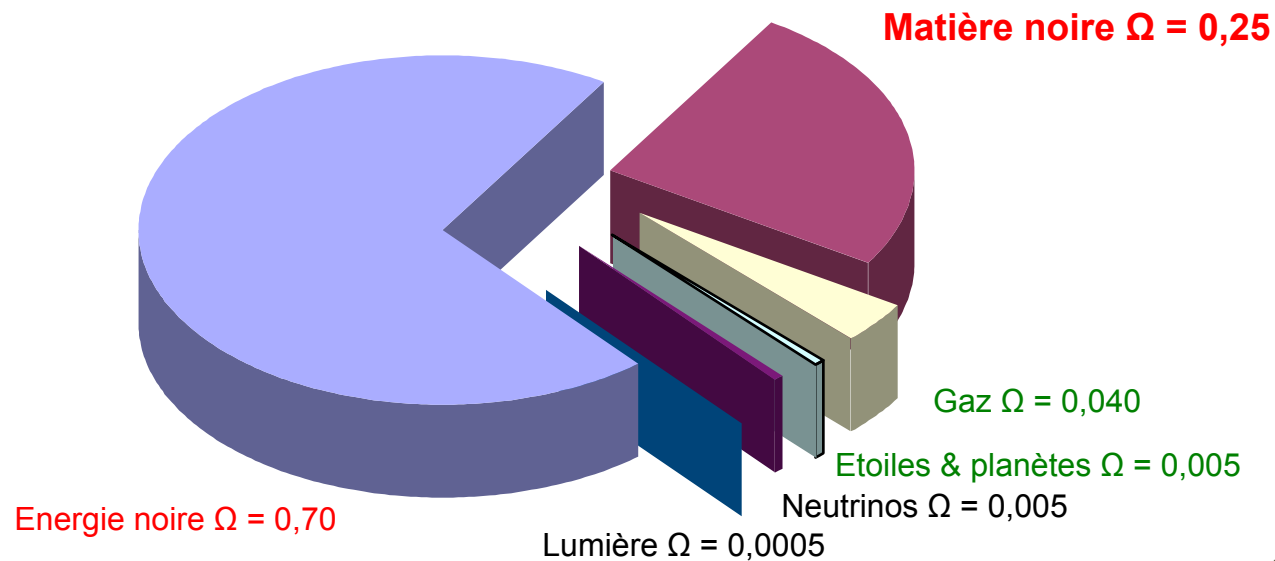
Supersymétrie encore

- La supersymétrie est une symétrie \Rightarrow contraintes sur la forme du lagrangien
 - certains termes sont interdits
 - mais les termes impliquant les superpartenaires ajoutent de nouveaux paramètres (dont l'échelle de brisure de la supersymétrie)
 - modèle standard \rightarrow modèle supersymétrique minimal (MSSM)
- Aucune observation confirmée de superpartenaires \Rightarrow zones d'exclusion dans l'espace des paramètres \Rightarrow échelle de brisure bien au-delà du TeV ?



Un problème astronomique : la matière noire

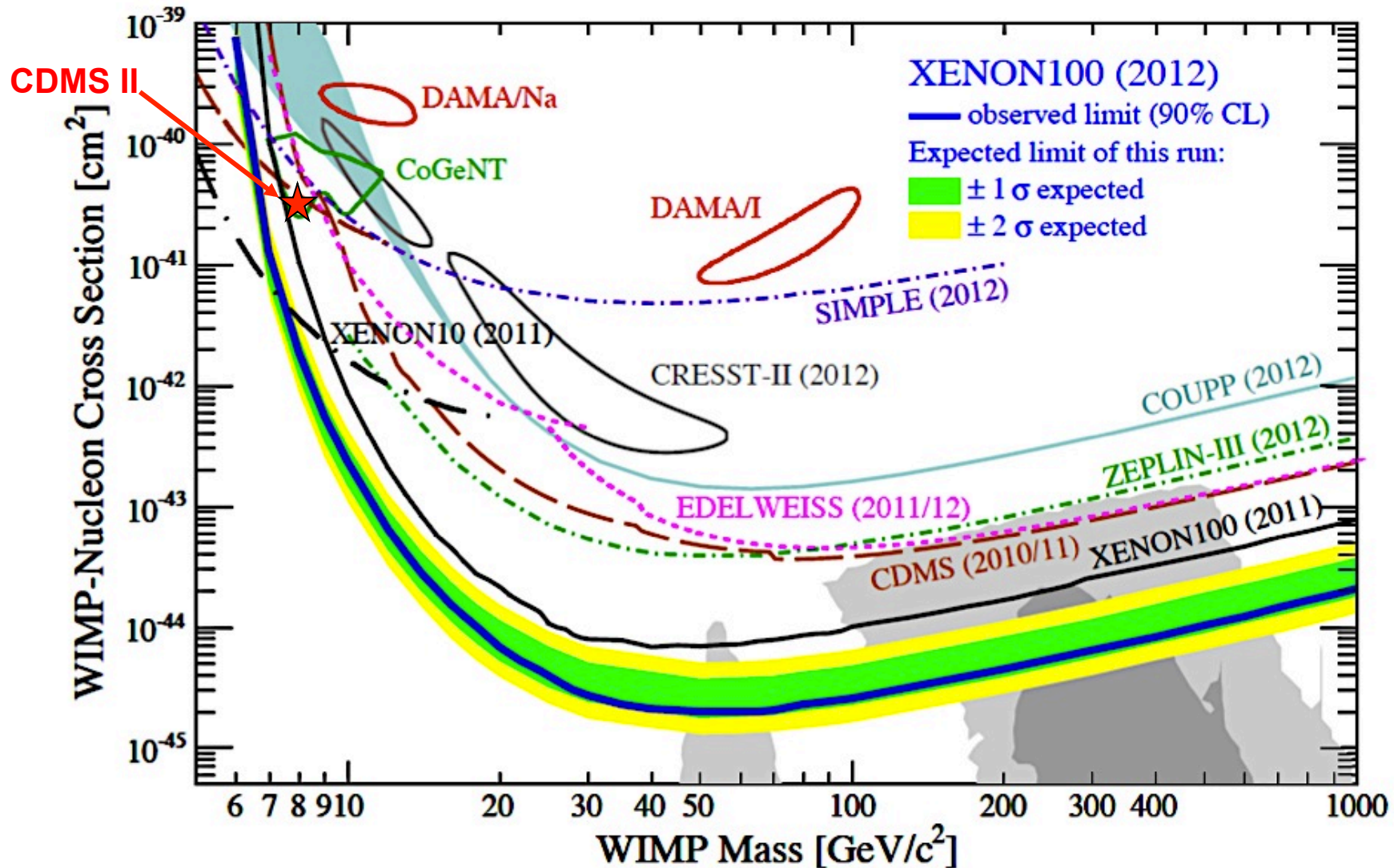
- Observations astronomiques \Rightarrow l'essentiel de la matière de l'univers n'est pas formée de quarks et de leptons
 - *Ou alors il faut revoir les concepts de base de la physique et modifier la loi fondamentale de la dynamique $F = m \gamma$*

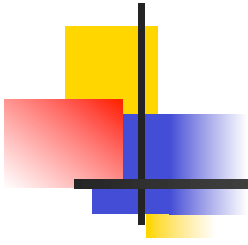


- **Mais aucune place pour cela dans le modèle standard**



Limites sur les recherches directes de WIMP/neutralino





Merci de votre attention !

