

Université de Caen

LMNO

Modèle des quarks I et II

C. LONGUEMARE

20-27 janvier 2015

Notations

			masse ↗			
	matière	Q	$2i_3$	1	2	3
q	quarks	$\begin{matrix} 2/3 \\ -1/3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$
ℓ	leptons	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \tau \end{pmatrix}$
H	l'hamiltonien					

$$2Q = 2i_3 + B \quad \text{Gellman Nishijima}$$

avec $B = 1/3$ pour les quarks et $= -1$ pour les leptons

Plan

1. Rappels de mécanique quantique
 - Etat stable ? instable ?
 - domaines d'application de la MQ
 - Les principes
 - Action des symétries, $SU(2)$
2. Les états composés en MQ
 - L'atome électronique
 - Le positronium
3. Les contraintes cinématiques
 - La conservation de l'énergie
4. Les interactions physiques
 - L'invariance de jauge
 - La masse des constituants et le higgs
 - La couleur
5. Les mésons composés
6. Les baryons composés

1. A toute particule se déplaçant dans un champ de force conservatrice est associé **une fonction d'onde** qui détermine tout ce qui peut être connu sur le système. Plus généralement tout état physique microscopique est défini par un vecteur d'un espace de Hilbert $\mathcal{H}$ spécifique.
2. A chaque variable physique observable est associé **un opérateur Q** , qui agit sur la fonction d'onde
3. Tout opérateur Q associé à une propriété mesurable physiquement est un opérateur **hermitien**.
4. L'ensemble des **états propres de l'opérateur Q** formera un ensemble complet d'états linéairement indépendants.
5. **La valeur moyenne de q** peut être trouvée en effectuant la valeur moyenne de Q par rapport à cette fonction d'onde.
6. L'évolution temporelle de la fonction d'onde est donnée par l'équation de **Schrödinger** .

Etat stable (instable) en MQ

- Soit l'équation de Schrödinger agissant sur un état stationnaire

$$\Psi \in \mathcal{H} \quad i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi = E\Psi \quad (1)$$

- La phase est bien définie !

$$| \Psi(t) \rangle = \exp -i\omega t | \Psi(0) \rangle \quad \omega = \frac{E}{\hbar}$$

- D'après le MQ la probabilité d'observer $\Psi(0)$ à t est

$$A(\Psi, t) = \exp(-i\omega t) \Rightarrow \text{Prob}(\Psi, t) = |A|^2 = 1$$

$$\bar{Q} = \langle \Psi(t) | Q | \Psi(t) \rangle = \langle \Psi(0) | Q | \Psi(0) \rangle$$

- Si la valeur propre est complexe $E = E_0 - i\Gamma/2$,

l'état est instable $\Psi \rightarrow f \Rightarrow$ loi de désintégration radioactive

$$A(\Psi, t) = \exp\left(-i\omega_0 t - \frac{\Gamma}{2\hbar} t\right) \quad A(f_E) \propto i \frac{1}{E - E_0 + i\frac{\Gamma}{2}} \langle f_E | \Psi(0) \rangle$$

$$\text{Prob}(\Psi, t) = \exp\left(-\frac{\Gamma}{\hbar} t\right) \quad \text{Prob}(f_E) \propto \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} |\langle f_E | \Psi(0) \rangle|^2$$

- La durée de vie τ est liée à la largeur en énergie Γ :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad \text{soit } \tau\Gamma = \hbar = 6,582 \cdot 10^{-16} \text{ eV s}$$

Les groupes de symétrie en MQ

- Soit un groupe de symétrie G agissant sur les états.

A G est associé une **représentation** U dans $\mathcal{H}$

$$\psi \rightarrow \psi' = U \psi$$

- Si U est une symétrie dans $\mathcal{H}$

$$[U, H] = 0$$

- Groupe de symétrie U agissant sur un état ψ

$$|\langle \psi | U^\dagger U | \psi \rangle| = |\langle \psi | \psi \rangle| = 1$$

- Etats propres de H : sous espace d'énergie E (multiplet)

$$H U | \psi \rangle = E U | \psi \rangle$$

Recherche des représentations irréductibles des groupes

- Si G est un groupe de Lie avec des générateurs T

$$[H, T] = 0$$

Dans une représentation irréductible d'un groupe de Lie de symétrie, l'hamiltonien H est proportionnel à l'unité

$$H = E \mathbf{1}$$

Domaines de la MQ (qualitatif)

$\hbar$ c $\hbar c$	$6,582 \cdot 10^{-16} \text{ eV s}$ $2,99 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ $197,3 \text{ MeV fm}$	$197,3 \cdot 10^{-9} \text{ eV m}$
	quantique	classique
distance	$x < 10^{-10} \text{ m}$	$x > 10^{-6} \text{ m}$
énergie	$e > 2,0 \text{ keV}$	$e < 0,2 \text{ eV}$
temps	$t < 3,0 \cdot 10^{-19} \text{ s}$	$t > 3,0 \cdot 10^{-15} \text{ s}$

$$\tau_x \ll \tau_\mu = 6,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} < \tau_n = 886,0 \text{ s} \quad \tau_p > 3,010^{38} \text{ s}$$

Physique atomique à un électron non-relativiste

Classique		Quantique
$\vec{r}(t)$ E $\vec{p}(t)$	$\leftrightarrow$	$\Psi(t, \vec{r})$ $i \hbar \partial_t$ $-i \hbar \vec{\nabla}$
$\vec{L}(t)$ $\vec{L}_0$		$\vec{L} = -i \hbar \vec{r} \wedge \vec{\nabla}$ $\vec{L} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}$
E et L continus		E et L discrets

— On cherche le spectre de H et les états propres stationnaires

$$H \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r})$$

— **Interprétation de la fonction d'onde**

$$\Psi(\vec{r}) = \langle \vec{r} | \Psi \rangle \in \mathcal{C}$$

— Pour un atome à un électron, l'hamiltonien H s'écrit

$$H = 1/2m \left\{ p_r^2 + \frac{L^2}{r^2} \right\} + U(r) \quad \vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$$

$$p_r = -i\hbar \left(r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} r \right) \quad U(r) = -Z\alpha \frac{\hbar c}{r}$$

— La symétrie de Rotation de centre O conduit à la recherche d'une base de fonctions propres de H .

$$\Psi(\vec{r}) = R(r) \times Y_l^m(\Omega) \quad R(r) = \frac{\chi(r)}{r}$$

Extraction des dimensions physiques

$$x = \frac{mc(Z\alpha)}{\hbar} r \quad \epsilon = \frac{1}{mc^2 (Z\alpha)^2} E$$

— L'équation radiale stationnaire en x devient :

$$\left[-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{l(l+1)}{2x^2} - \frac{1}{x} \right] \chi(x) = \epsilon \chi(x)$$

— Solutions : W. Pauli (1926) E. Schrödinger (1926)

$$\chi(x) \text{ avec } n_r \text{ zéros : } \epsilon = -\frac{1}{2} (n_r + l + 1)^{-2}$$

— L'échelle des distances est le rayon de Bohr ($Z = 1$) :

$$a_0 = \frac{\hbar}{mc \alpha} = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

— L'échelle des énergies est la constante de Rydberg

$$\mathcal{R}_y = \frac{1}{2}mc^2(\alpha)^2 = 13,6057 \text{ eV}$$

— **Classification des états :** n, l avec $n = l + 1 + n_r$

$$E_{n,l} = -\frac{\mathcal{R}_y}{n^2} Z^2$$

$$R_{1,0} = \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{3/2} 2 e^{-\rho}$$

$$R_{2,0} = \left(\frac{Z}{2a_0}\right)^{3/2} 2(1-\rho) e^{-\rho}$$

$$R_{2,1} = \left(\frac{Z}{2a_0}\right)^{3/2} \frac{2}{\sqrt{3}} \rho e^{-\rho}$$

$$R_{3,0} = \left(\frac{Z}{3a_0}\right)^{3/2} 2 \left(1 - 2\rho + \frac{2}{3}\rho^2\right) e^{-\rho}$$

$$R_{3,1} = \left(\frac{Z}{3a_0}\right)^{3/2} \frac{4\sqrt{2}}{3} \rho \left(1 - \frac{1}{2}\rho\right) e^{-\rho}$$

$$R_{3,2} = \left(\frac{Z}{3a_0}\right)^{3/2} \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{5}} \rho^2 e^{-\rho}$$

Normalisation: $\int_0^\infty R_{n,l}^2 r^2 dr = 1$

réf 6 page 28 avec $x \equiv \rho$

Le rayonnement des atomes

- Les atomes excités sont instables

$$A^* \rightarrow A + \gamma \quad E_\gamma \sim 1,0 \text{ eV}$$

$$\tau \sim 10^{-8} \text{ s} \quad \Gamma \sim 6,0 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$$

- Les raies d'émission dans l'hydrogène

transition électromagnétique

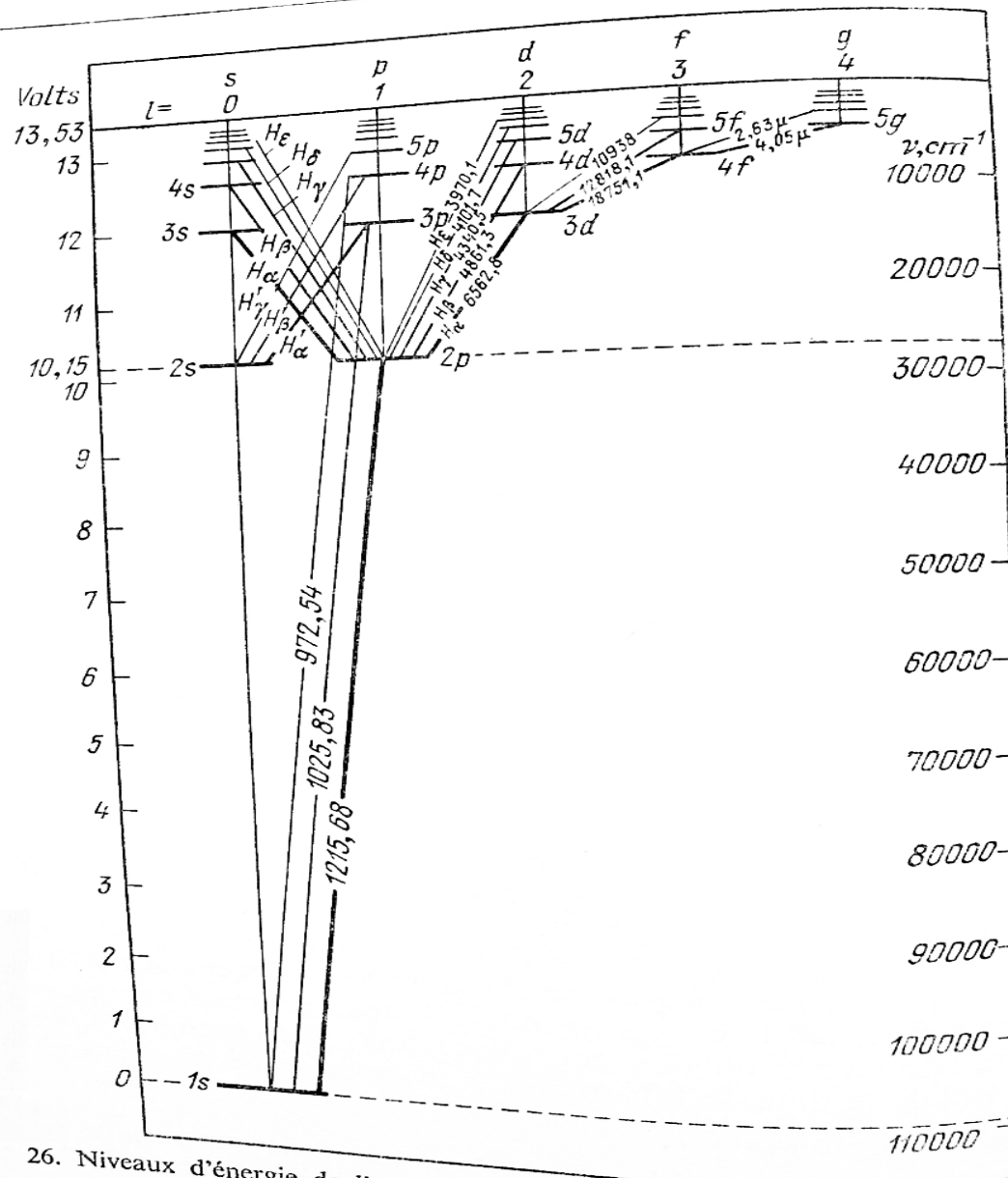
$$E_\gamma = h\nu = \delta E = \mathcal{R}_y \left[-\frac{1}{n^2} + \frac{1}{n'^2} \right]$$

La série de Balmer avec $n'=2$ et $n>2$: H_α H_β H_γ H_δ ...

Les longueurs d'ondes :

$$\text{formule de Balmer } \lambda = \frac{hc}{\delta E} = \frac{hc}{\mathcal{R}_y} \left(\frac{4n^2}{n^2 - 4} \right) \quad n \geq 3$$

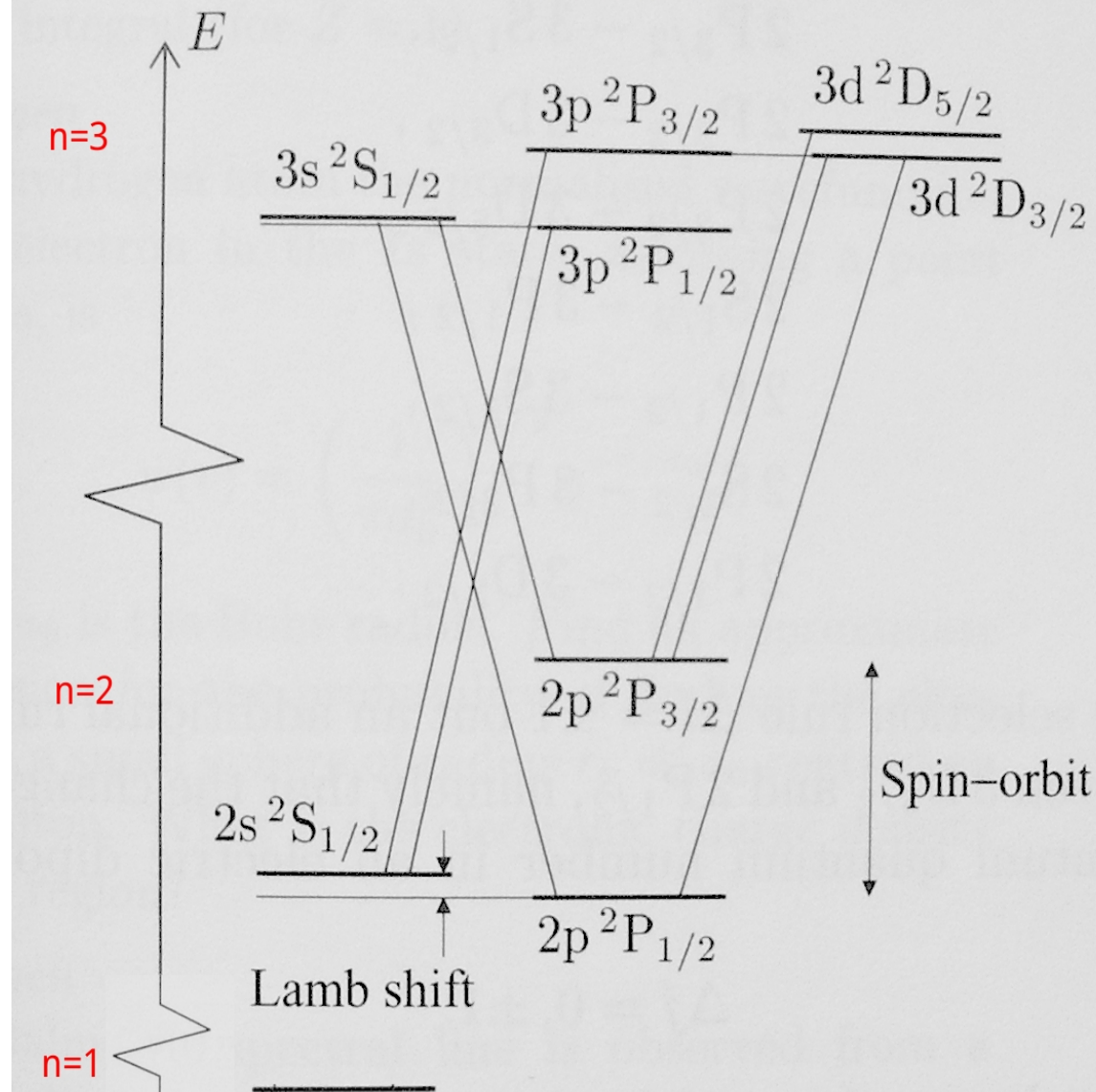
avec $hc = 1239,8419 \text{ eV.nm}$ et $\mathcal{R}_y = 13,60569 \text{ eV}$



26. Niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène (l'épaisseur des lignes correspond à la probabilité de transition)

Fig. 2.7

Corrections relativistes
dirac + lambshift



Les alcalins

— Les atomes à un électron

The ground states of the alkalis have the following electronic configurations:³

lithium	Li	$1s^2 2s,$
sodium	Na	$1s^2 2s^2 2p^6 3s,$
potassium	K	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s,$
rubidium	Rb	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s,$
caesium	Cs	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 6s.$

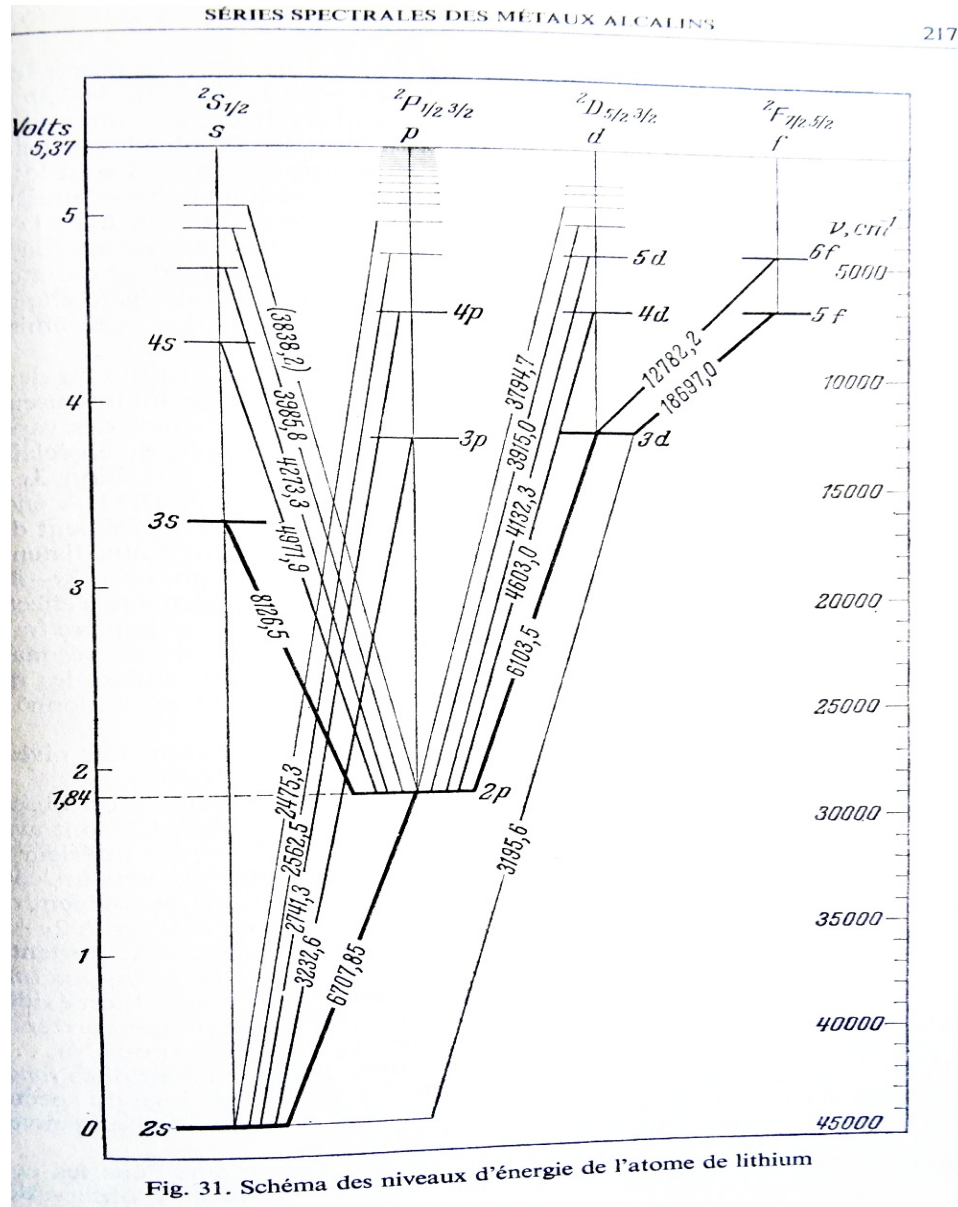
Réf 6 page 60

— Notation spectroscopique des niveaux d'énergie

$$n \ 2S+1 L_J$$

n	n° couche	1 2 3 4 ...
$2S + 1$	Spin	1 2 3 ...
L	Mnt Orbital	s p d f ...
J	Mnt Cinétique	0 1/2 1 3/2 ...

Les alcalins : le Lithium



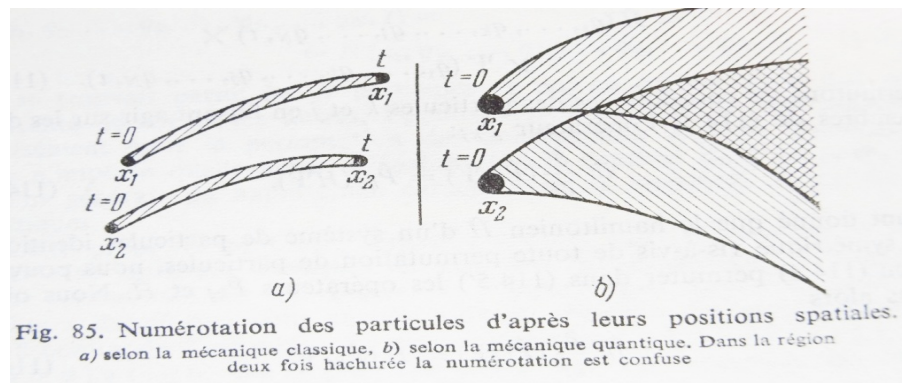
Réf 5 page 219

Les systèmes à deux électrons

— Exemples

He H_2 atomes de valence 2

— Principe d'indiscernabilité



Réf 7 page 502

— Principe de Pauli permutations des particules identiques

$$\text{si } H(1,2) = H(2,1) \Rightarrow \Psi(1,2) = \pm \Psi(2,1)$$

fermions(Fermi) - bosons (Bose)

— Spin - statistique : permutation des particules identiques

fermions	$q \ell$	$S = 1/2 \ 3/2 \ \dots$	Ψ impaire
bosons	$\gamma \ W^\pm \ Z^0 \ g$	$S = 0 \ 1 \ \dots$	Ψ paire

Le positronium

- Système (e^+e^-) liés par l'interaction électromagnétique
états fondamentaux $n = 1, l = 0$

$$m(e^+e^-)c^2 = 2 mc^2 + E_0 \quad E_0 = -\frac{\mathcal{R}_y}{2} = -6,8 \text{ eV}$$

$$mc^2 = 0,511 \text{ MeV} \quad \mathcal{R}_y = 13,6 \text{ eV}$$

- Structure quantique du spin total S des états $n=1$
 - orthopositronium $S = 1$ triplet
 - parapositronium $S = 0$ singulet
- Désintégrations du positronium

	orthopositronium	parapositronium
S	1	0
(e^+e^-)	$\rightarrow 3..\gamma$	$\rightarrow 2..\gamma$
$\tau =$	$1,386 \cdot 10^{-7} \text{ s}$	$1,244 \cdot 10^{-10} \text{ s}$

— Hamiltonien du positronium $H = H_{NR} + \hat{V}_1 + \hat{V}_2 + \hat{V}_3$ (réf 2 p 415)

$$\hat{V}_3 = 2\mu_B^2 \left[\frac{3}{r^3} \left\{ (\vec{S}\vec{u})^2 - \frac{1}{3}S^2 \right\} + 2\pi \left(\frac{7}{3}S^2 - 2 \right) \delta(\vec{r}) \right]$$

avec $\vec{u} = \vec{r}/r$ et le magnéton de Bohr $\mu_B^2 = e\hbar/mc$

— Différence de masse des états fondamentaux du positronium (référence 2 p 419)

$$E(^3S_1) - E(^1S_0) = 4\pi\mu_B^2 \frac{7}{3} \langle \delta(\vec{r}) \rangle \Delta(S^2) = \frac{7}{12}\alpha^4 mc^2 = 8,4 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$$

page 415 $\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{m} - \frac{e^2}{r} + \hat{V}_1 + \hat{V}_2 + \hat{V}_3$, § 84. Positronium

$$\hat{V}_1 = -\frac{\hat{\mathbf{p}}^4}{4m^3c^2} + 4\pi\mu_0^2\delta(\mathbf{r}) - \frac{e^2}{2m^2c^2r} \left\{ \hat{\mathbf{p}}^2 + \frac{\mathbf{r}(\mathbf{r}\hat{\mathbf{p}})\hat{\mathbf{p}}}{r^2} \right\},$$

$$\hat{V}_2 = 6\mu_0^2 \frac{1}{r^3} \hat{\mathbf{I}}\hat{\mathbf{S}},$$

$$\hat{V}_3 = 6\mu_0^2 \frac{1}{r^3} \left\{ \frac{(\hat{\mathbf{S}}\mathbf{r})(\hat{\mathbf{S}}\mathbf{r})}{r^2} - \frac{1}{3}\hat{\mathbf{S}}^2 \right\} + 4\pi\mu_0^2 \left(\frac{7}{3}\hat{\mathbf{S}}^2 - 2 \right) \delta(\mathbf{r}).$$

2. Calculer la différence entre les énergies des états fondamentaux ($n = 1$, $l = 0$) de l'orthopositronium et du parapositronium.

page 419

$$E(^3S_1) - E(^1S_0) = \frac{7}{12} \alpha^2 \frac{me^4}{\hbar^2} = 8,2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}.$$

Parité, Conjugaison et Permutation

- La parité intrinsèque des fermions de Dirac

	Parité intrinsèque	
e^-	$\rightarrow$	e^-
e^+	$\rightarrow$	$- e^+$
$(e^- e^+)$	$\rightarrow$	$(-)^{l+1} (e^- e^+)$

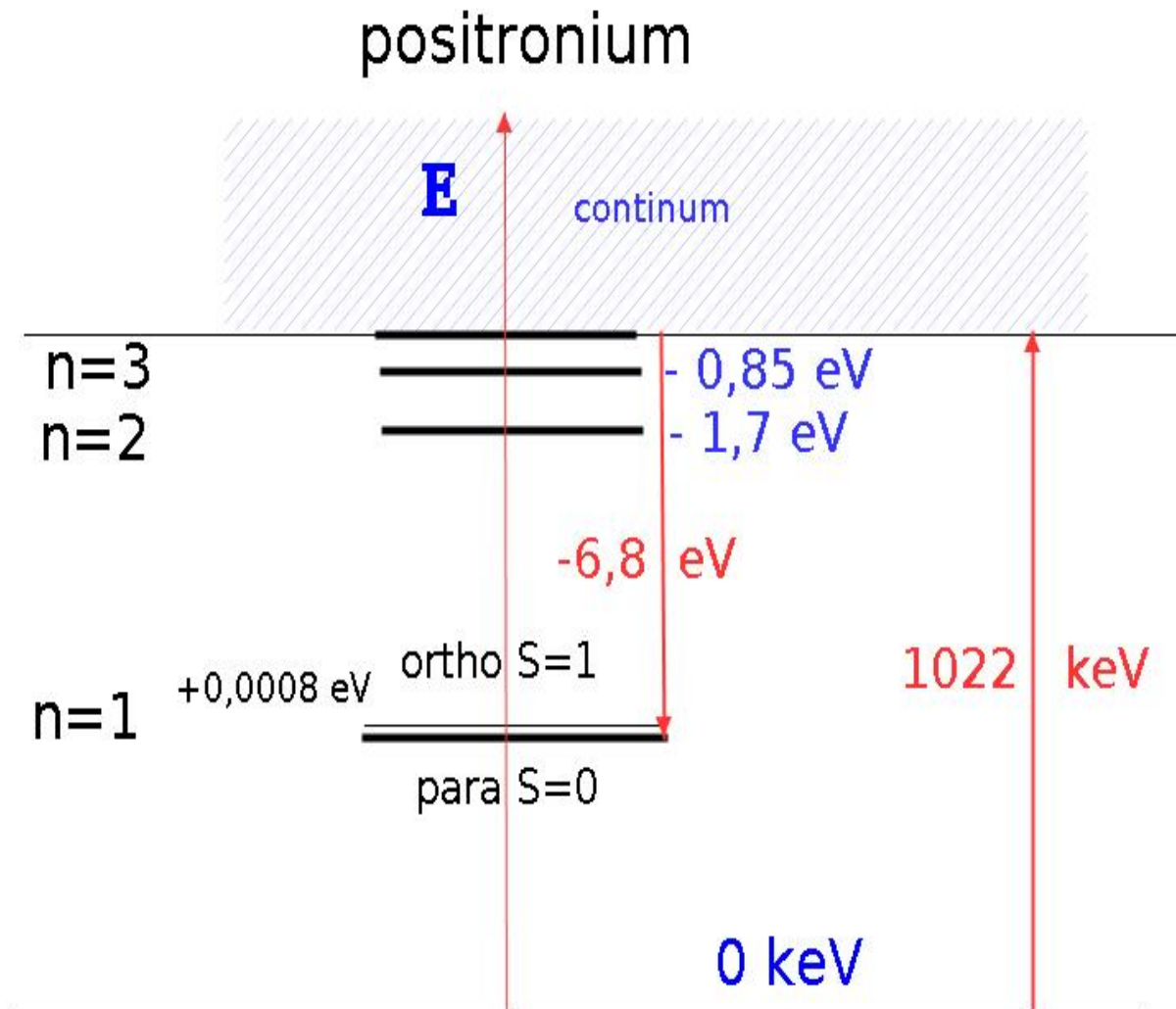
- Permutation des deux particules (Pauli généralisé)

	C	
$(e^- e^+)$	$\rightarrow$	$(-)^{l+S} (e^- e^+)$

- Conservation de la Conjugaison de charge

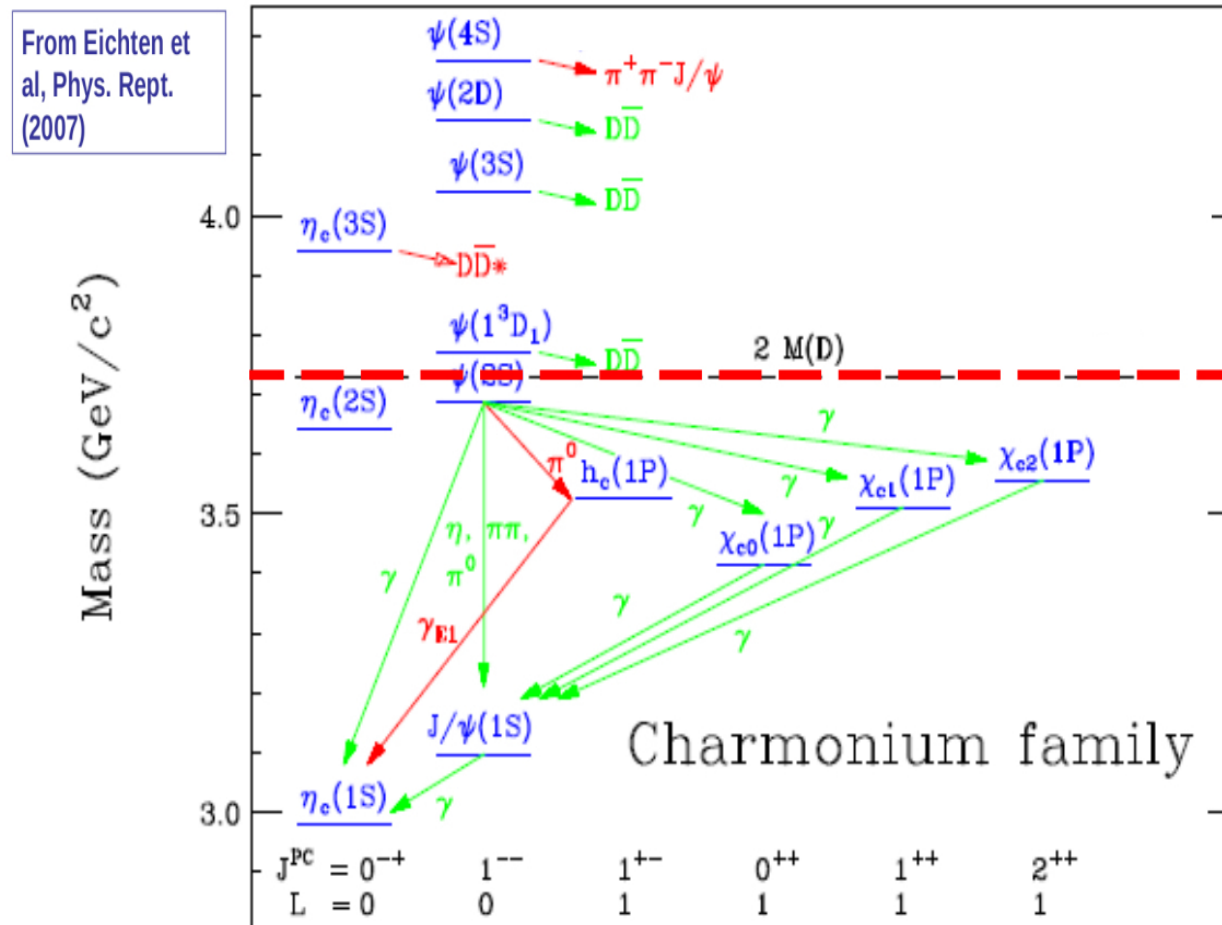
$n = 1 \quad l = 0$		C	P		τ
$(e^- e^+)_{S=1}$	ortho	$-$	$-$	$\rightarrow 3\gamma \dots$	$1,386 \cdot 10^{-7} \text{ s}$
$(e^- e^+)_{S=0}$	para	$+$	$-$	$\rightarrow 2\gamma \dots$	$1,244 \cdot 10^{-10} \text{ s}$

Niveaux d'énergie du positronium



Niveaux d'énergie du charmonium : : Ref 1 ($c \bar{c}$)

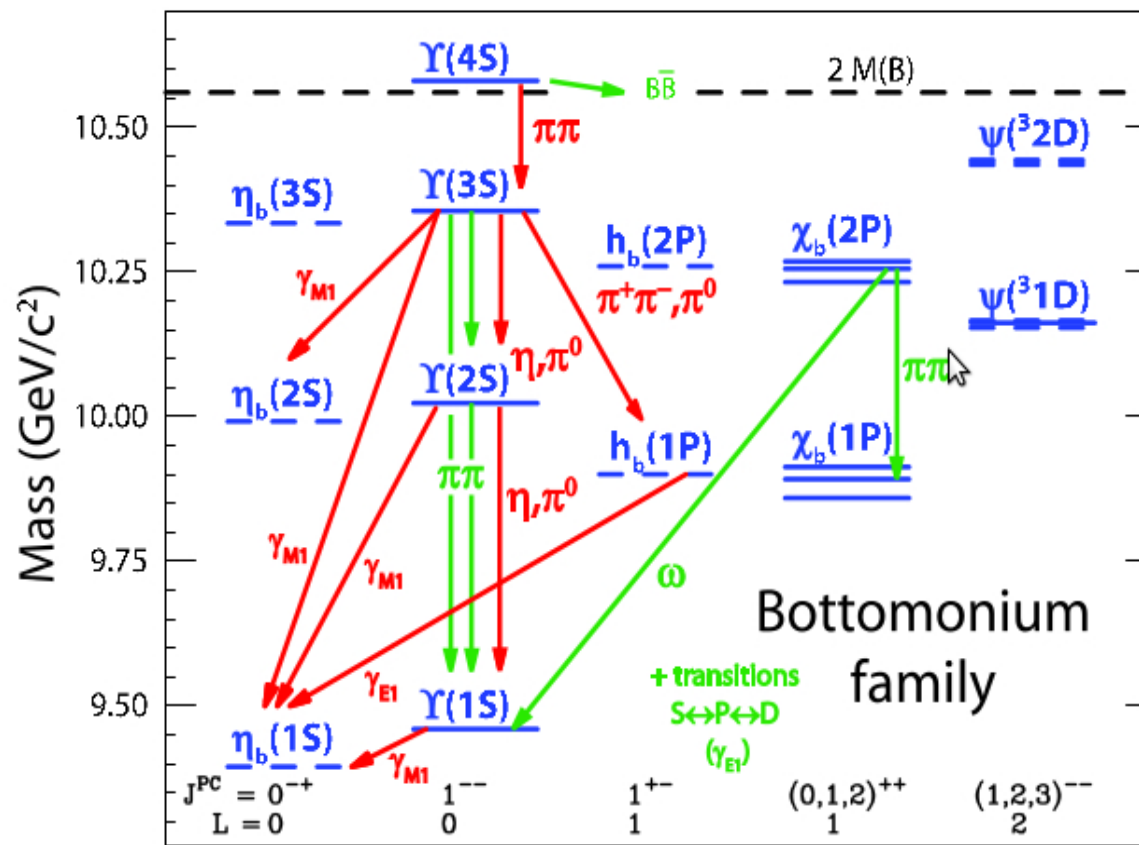
avec $m_c \sim 1,5 \text{ GeV}/c^2$ et $m_u \sim m_d \sim 0,3 \text{ GeV}/c^2$ *



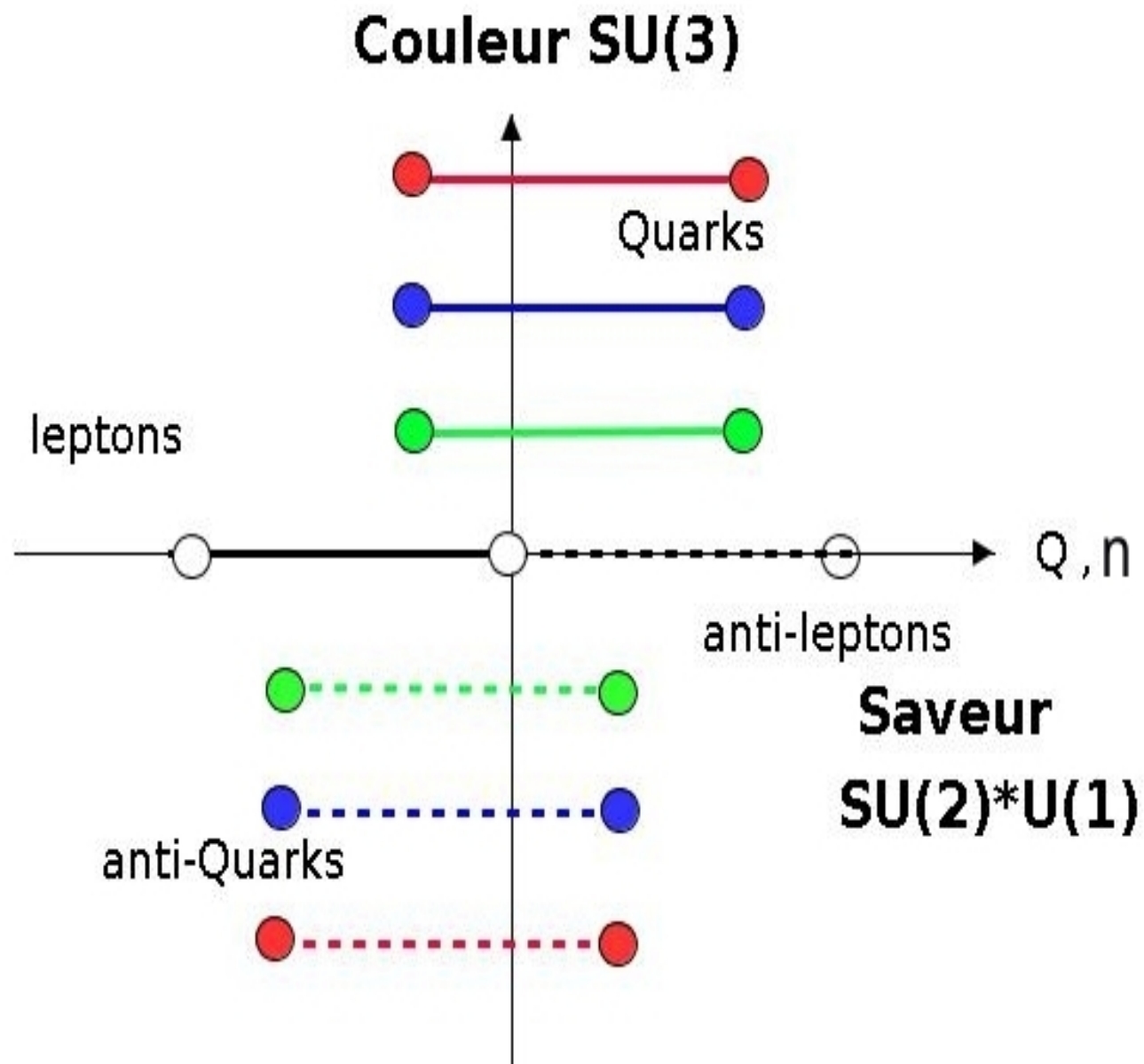
*. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0701208v3.pdf>

Niveaux d'énergie du bottomium : Réf 1 ($b \bar{b}$)

avec $m_b \sim 5,0 \text{ GeV}/c^2$ et $m_u \sim m_d \sim 0,3 \text{ GeV}/c^2$



Introduction



Les masses en GeV/c^2

	B	$2I_3$	1	m	2	m	3	m
$\begin{pmatrix} q \\ q \\ q \end{pmatrix}$	$1/3$	$+1$ -1	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$0,300$ $0,300$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$1,500$ $0,500$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$75,00$ $5,000$
$(\ell)_L$	-1	$+1$ -1	$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}$	$0,000$ $0,511 \cdot 10^{-3}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \mu \end{pmatrix}$	$0,000$ $0,110$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \tau \end{pmatrix}$	$0,000$ $1,777$
$(\ell)_R$	-2	0	e		μ		τ	

$$2Q = 2i_3 + B \text{ Gellman Nishijima}$$

$SU(2) * U(1)$ saveur	m	γ $0,000$	$W^\pm$ $80,4$	Z^0 $91,19$	H^0 $125,0$
$SU(3)$ ● ● ● couleur	m	g^j $0,000$	$j = 1, ..8$		

Contraintes cinématiques relativistes

- **A l'échelle macroscopique** (expérimentale)
si A est instable

$$A \rightarrow a + b + \dots \Rightarrow M_A \geq m_a + m_b \dots$$

exemples

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu} \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$$

- A l'inverse si (dans le centre de masse)

$$a + b \rightarrow A$$

ou A est instable (virtuelle)

ou le processus est "impossible" $E_{CM} = M_A c^2$

$$A + \gamma \rightarrow A^*$$

$$A^* \rightarrow A + \gamma$$

$$p + n \rightarrow D^*$$

$$D^* \rightarrow D + \gamma \text{ ou } p + n$$

$$e^+ + e^- \rightarrow Z$$

$$Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

généralités sur les Interactions de Yang-Mills

Le lagrangien libre des fermions de spin 1/2 est construit pour satisfaire à l'équation de Dirac.

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)(p_\mu \gamma^\mu - m)\psi(x) \quad p_\mu = i\partial_\mu$$

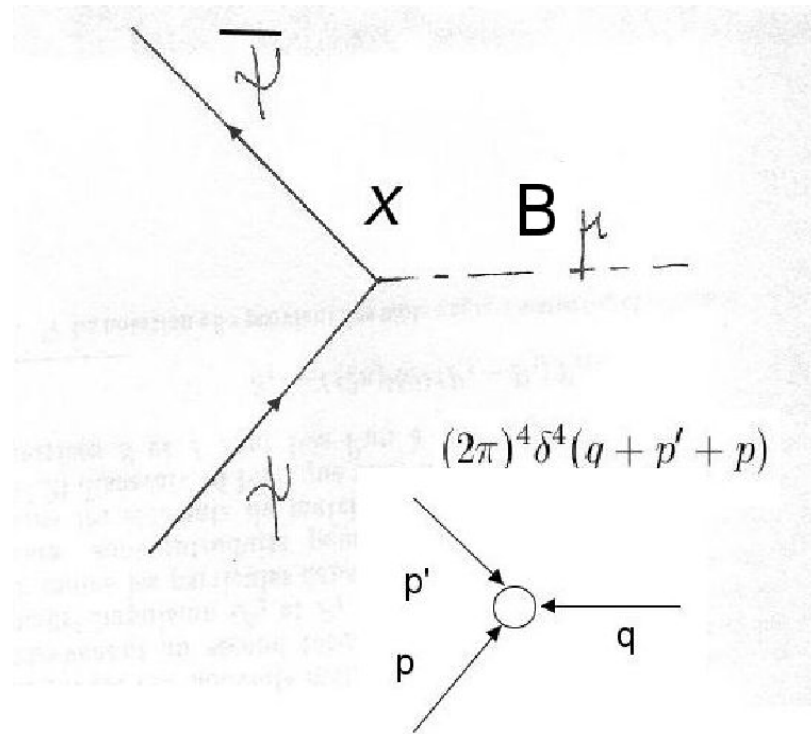
En interaction avec les fermions, les bosons vectoriels $B_{\mu j}$ sont en nombre égal au nombre de générateurs T^j du groupe de symétrie. Le lagrangien d'interaction est construit selon le principe d'interaction minimale.

$$p_\mu = i\partial_\mu \rightarrow i\partial_\mu - g T(B_\mu)$$

$$\mathcal{L}_{int}(x) = -g \bar{\psi}(x) T(\mathcal{B}) \psi(x) \text{ avec } T(\mathcal{B}) = \gamma^\mu T^j B_{\mu j}$$

L'équation de Lagrange-Euler s'écrit pour les fermions en interaction avec les bosons :

$$(\not{p} - m) \psi(x) = g T(\mathcal{B}) \psi(x)$$



Dans la théorie de Yang-Mills, les interactions des fermions et des bosons sont vectorielles. Les bosons $(B^{\mu j})$ interagissent avec les courants de fermions de spin 1/2 en tout point de l'espace-temps.

Ces interactions sont décrites par le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{int} = -\mathcal{J}^{\mu j}(x) B_{\mu j}(x) \quad \mathcal{J}^{\mu j}(x) = g \bar{\psi}(x) \gamma^{\mu} T^j \psi(x)$$

Les symétries de Yang-Mills du modèle standard

Les intensités relatives des différents processus possibles, les règles de sélection, sont fixées par les générateurs T^j du groupe d'invariance (exemple $U(1)$ ou $SU(2)$ ou $SU(3)$).

- $U(1)$ invariance locale avec $\beta(x)$ arbitraire.

$$U = \exp(-iY \beta(x))$$

- $SU(2)$ avec $\vec{\alpha}(x) = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$

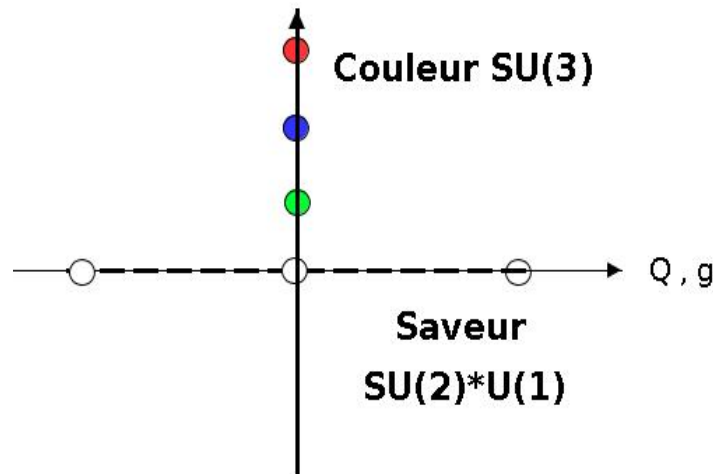
$$U = \exp(-i\vec{T} \vec{\alpha}(x))$$

- $SU(3)$ avec $\vec{\alpha}(x) = (\alpha_1, \dots, \alpha_8)$

$$U = \exp(-i\vec{\lambda} \vec{\alpha}(x))$$

- Les symétries sont déterminées par les observations (**les expériences**) !

Les interactions du modèle standard



- **L'électrofaible** : universelle de Fermi
 - symétrie : $SU(2)_L \otimes U(1)$ non invariance par parité !
Brisure de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)$ par le higgs
mais conservation de $2Q = 2 I_3 + B$

$$M_{W^\pm} \sim M_Z \sim 100 \text{ GeV}/c^2 \quad m_\gamma = 0$$

Les particules deviennent massives sauf ν

$$H^0 \quad M_{H^0} \sim 125 \text{ GeV}/c^2$$

- **L'interaction forte** :
 - symétrie $SU(3)$ de couleur
 - avec 8 gluons g_i de masse nulle

Les interactions fortes selon SU(3)

- L'espace des fermions de couleur est de dimension 3 :
c = bleue rouge verte

$$\psi(x)_c$$

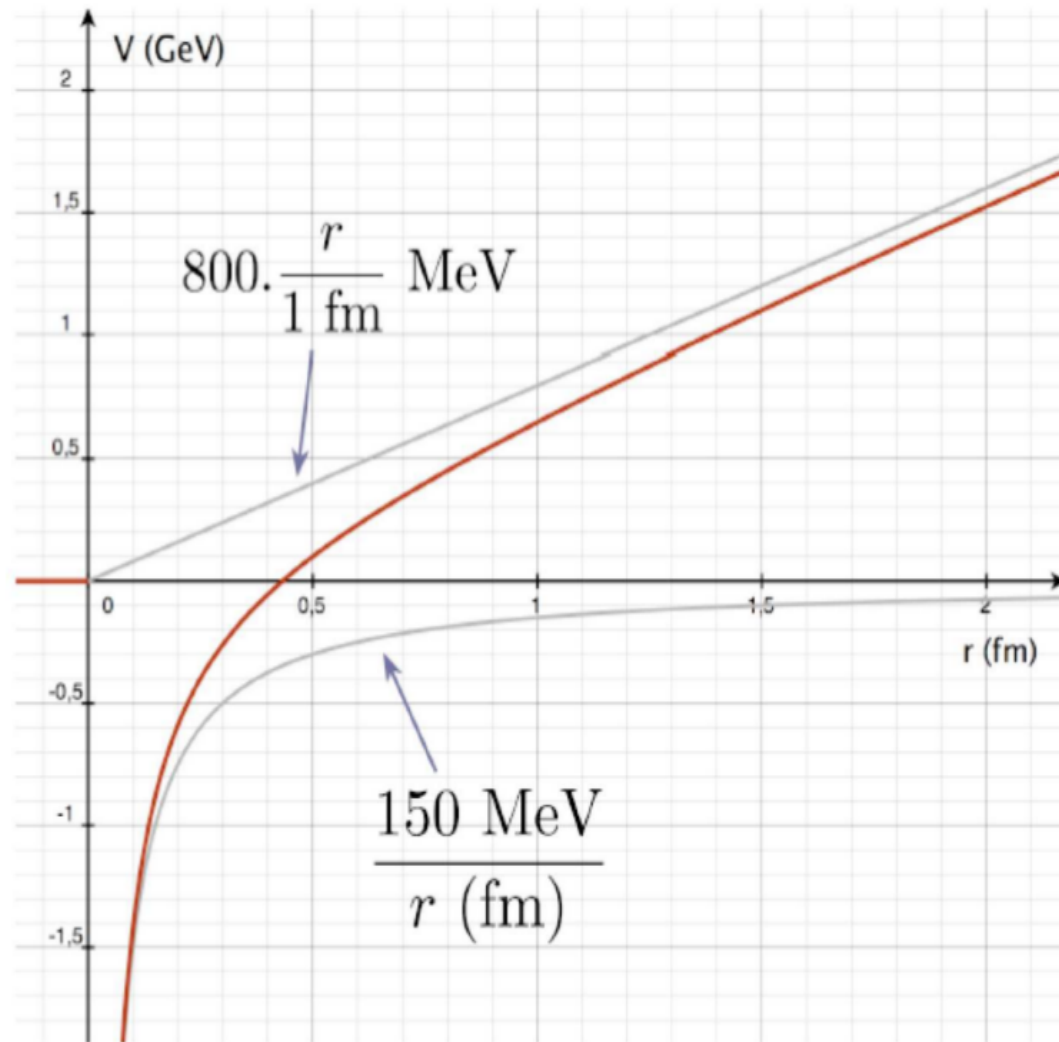
- Les interactions sont vectorielles et échangent la couleur

$$c \rightarrow c' + g(\vec{c}', c)$$

- Le monde macroscopique est insensible à la couleur :
confinement de la couleur.
la couleur n'apparaît qu'aux distances quantiques.
- La symétrie SU(3) est préservée
les gluons sont de masse nulle.
le potentiel est coulombien à courte distance (figure réf 8).

$$V(r) = -\frac{3}{4} \frac{\alpha_S}{r} + k r \text{ avec } k \geq 0$$

$$\alpha_S \sim 1,0 \gg \alpha_{EM} \sim 10^{-2} \quad k \sim 0,16 \text{ GeV}^2$$



Les systèmes composés de quarks

- Une particule est un système "atomique" de quarks dans un potentiel central

notation spectroscopique $n^{2S+1}L_J$

- Symétries : rotations, parité , conjugaison de charges , permutation (identiques), isospin₁ (de la 1ère génération).
- Classification des états stables (fondamentaux)
 $n = 1$ et $L = 0 \Rightarrow j = S$
singulets de couleurs (confinement)
représentations irréductibles des rotations du spin et de l'isospin₁
- Décomposition en représentations irréductibles de SU(3)

hadrons	dimension	décomposition	B
q	3	3	1/3
$\bar{q}$	3	$\bar{3}$	1/3
$q\bar{q}$	9	$1 \oplus 8$	0
qq	9	$6 \oplus \bar{3}$	2/3
$qq\bar{q}$	27	$3 \oplus 3 \oplus \bar{6} \oplus 15$	1/3
qqq	27	$1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$	1
$\bar{q}\bar{q}\bar{q}$	27	$1 \oplus \bar{8} \oplus \bar{8} \oplus \bar{10}$	-1
$qqqq$	81	$3 \oplus 3 + ..$	4/3

Les mésons : $q\bar{q}$

$$n^{2S+1}L_J \quad n = 1 \quad L = 0 \quad \text{avec } S = 0 \text{ ou } 1$$

— les mésons chargés* : $I_1 \neq 0$

	$q\bar{q}$	Spin	P	I	m	τ ou Γ
π^+	$u\bar{d}$	0	—	1	130	10^{-8}
π^0	$u\bar{u}$	0	—	1	130	10^{-17}
ρ^+	$u\bar{d}$	1	—	1	770	150
K^+	$u\bar{s}$	0	—	1/2	493	10^{-8}
K^0	$d\bar{s}$	0	—	1/2	495	10^{-8}
K^*	$u\bar{s}$	1	—	1/2	892	50
D^+	$c\bar{d}$	0	—	1/2	1869	10^{-12}
D^0	$c\bar{u}$	0	—	1/2	1864	10^{-13}

*. m ou Γ en *Mev* et τ en secondes.

— Les mésons neutres d'isospin $I_1 = 0$

	$q\bar{q}$	Spin	P	I	m	Γ
η^0	$u\bar{u}..$	0	—	0	547	0,0013
ω^0	$u\bar{u}..$	1	—	0	782	8,5
η'	$s\bar{s}$	0	—	0	957	0,20
ϕ	$s\bar{s}$	1	—	0	1020	4,3
η_c	$c\bar{c}$	0	—	0	2979	17,3
Ψ	$c\bar{c}$	1	—	0	3096	0,091
η_b	$b\bar{b}$	0	—	0	9389	? [†]
Υ	$b\bar{b}$	1	—	0	9460	0,053

Les baryons qqq

— les premiers baryons "stables" de différentes saveurs *

$$n^{2S+1}L_J \quad n = 1 \quad L = 0 \quad \text{avec } S = 1/2 \text{ ou } 3/2$$

	<i>qqq</i>	Spin	P	I	m	τ ou Γ
N	$u(ud)_{I=0}$	1/2	+	1/2	939	$> 10^3$
N^*	$u(ud)_{I=1}$	1/2	+	1/2	1350	~ 250
Δ	uuu	3/2	+	3/2	1232	~ 120
Λ	$s(ud)_{I=0}$	1/2	+	0	1115	10^{-10}
Σ	$s(ud)_{I=1}$	1/2	+	1	1189	10^{-10}
Ξ	ssu	1/2	+	1/2	1315	10^{-10}
Ω	sss	3/2	+	0	1672	10^{-10}
Λ_c	$c(ud)_{I=0}$	3/2	+	1/2	2285	10^{-10}
Σ_c	$c(ud)_{I=1}$	1/2	+	1	2450	?
Ξ_c	scu	1/2	+	1/2	2470	10^{-15}
Ω_c	ssc	1/2	+	0	2697	10^{-15}
Λ_b	$b(ud)_{I=0}$	1/2	+	0	5624	10^{-12}

*. m ou Γ en *Mev* et τ en secondes.

Conclusion

- Le modèle des quarks s'appuie sur la théorie de la couleur ou chromodynamique quantique
- Les quarks sont identifiés par
 - une saveur s** = (valeur d'isospin $(+1/2, -1/2)$ et une génération $n = 1, 2, 3$)
 - une couleur c** = bleue rouge verte.
- La couleur est une propriété confinée aux dimensions microscopiques (dites quantiques)
- A l'échelle expérimentale (la nôtre), on n'observe que des objets "neutres" parfois appelés "blancs", parfois singulets de $SU(3)$ ou parfois invariants dans les transformations de couleur
- Les leptons sont des singulets de couleur, ils existent à l'échelle macroscopique (notre monde).
- Les quarks comme les leptons sont soumis à l'interaction électrofaible (dite universelle de Fermi) qui agit sur la saveur, l'indice n de génération est conservé pour les leptons, alors qu'il n'est qu'approximativement conservé pour les quarks (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).
- La spectroscopie des hadrons (baryons et mésons) constitue le plus grand succès du modèle des quarks.
- **Le confinement** des quarks par "la couleur" n'est pas démontré *
- La chromodynamique est une théorie avec **un paramètre** (1 constante de couplage) auquel s'ajoutent les masses des quarks (soit + 6 paramètres).

*. Réf 9

références

- 1 Eichten & Al, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0701208V3> 20 feb 2008
- 2 Landau & Lifchitz, *Electrodynamique*, Ed MIR 1967
- 3 <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>
- 4 <http://scienceworld.wolfram.com/physics/>
- 5 E. Chpolski, *Physique atomique*, Ed MIR 1974
- 6 C. Foot, *Atomic physics*, Ed Oxford U.P. 2005
- 7 D. Blokhintsev, *Principes de mécanique quantique*, Ed MIR 1976
- 8 <http://homepages.ulb.ac.be/~lfavart/phys-f-477/PHYS-F-477.Chap2.pdf>
- 9 conférence SMAI 2011 : Olivier Pène : "Le confinement n'a jamais été démontré à partir des prémisses de la QCD. Pourtant on est convaincu que s'en est une conséquence".