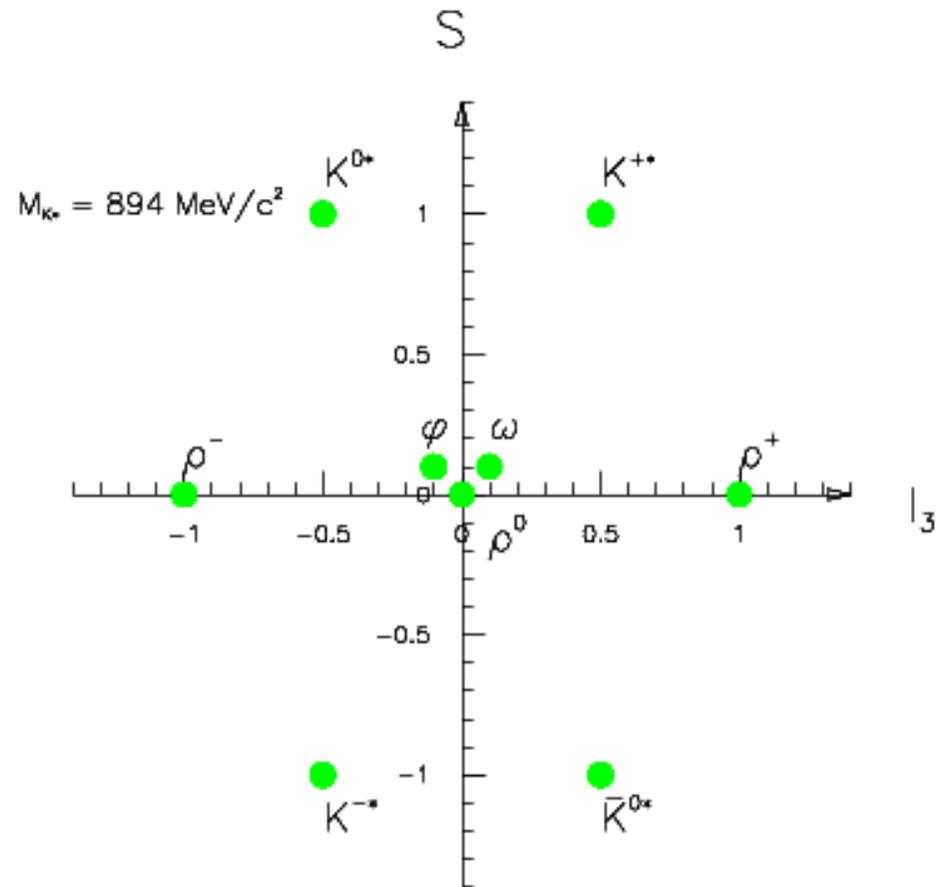
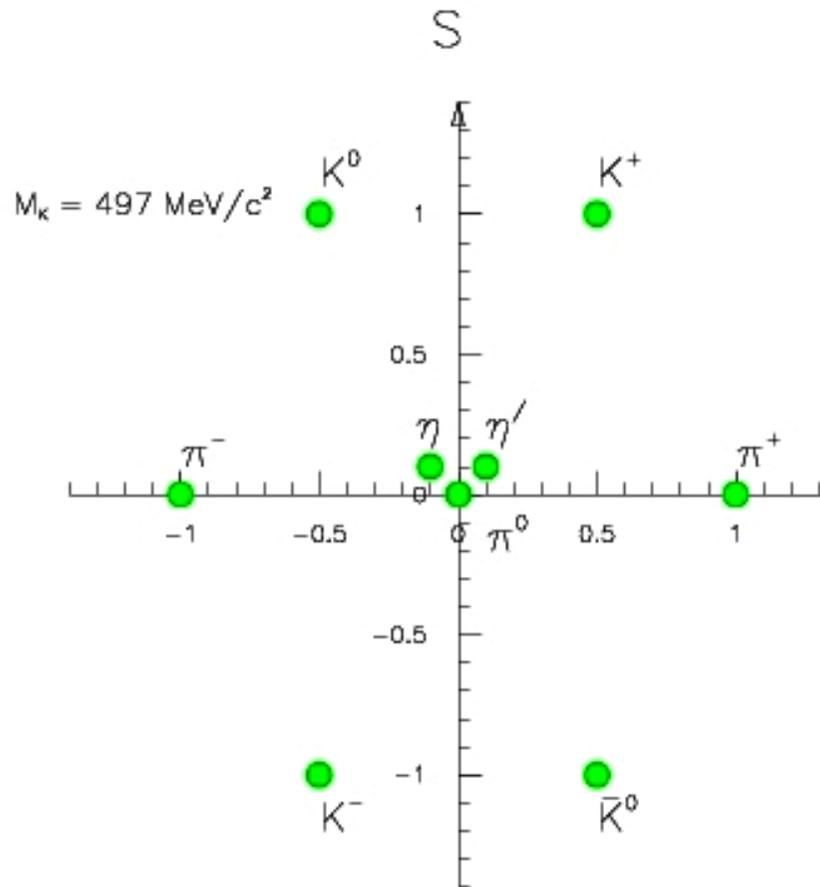
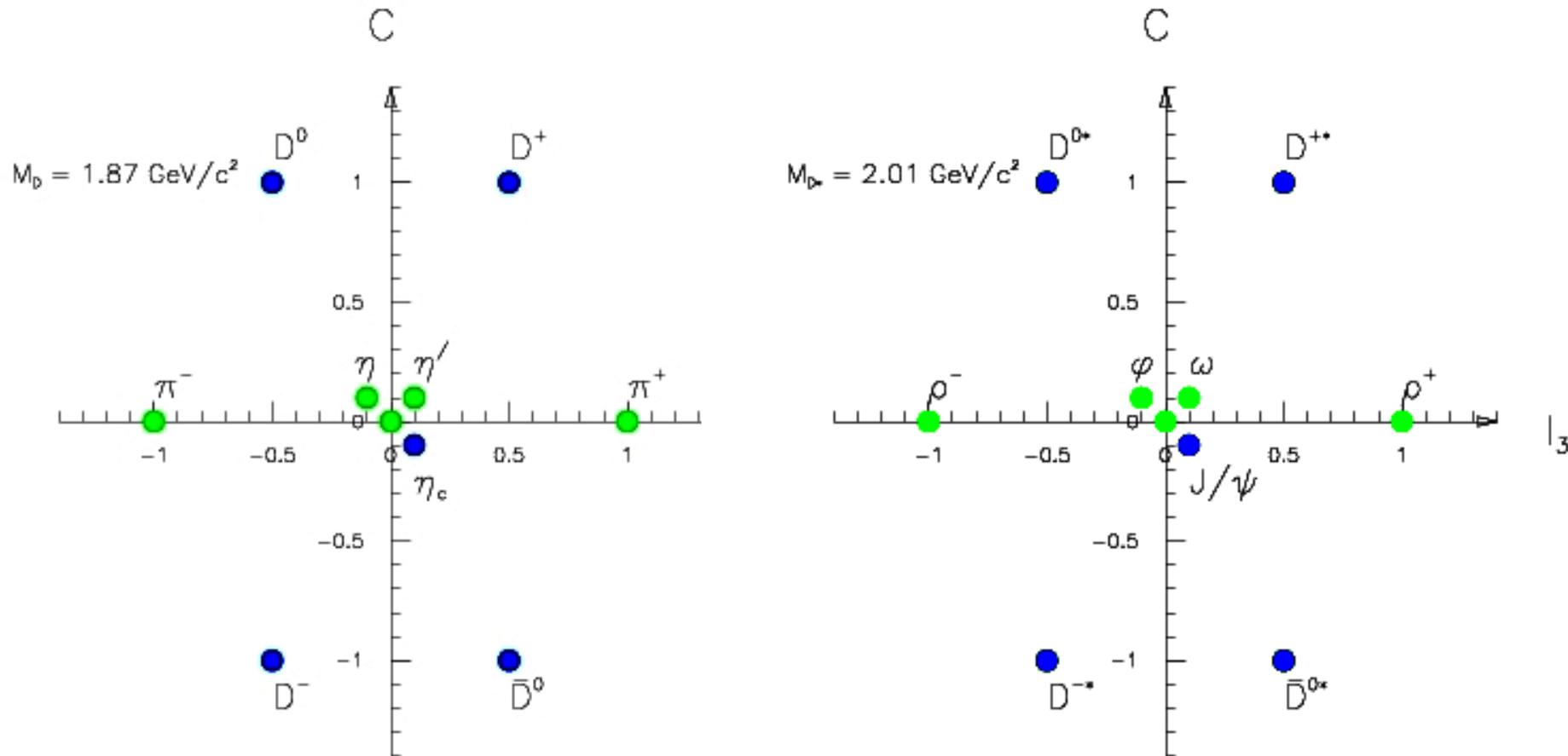


Spettroscopia Adronica / II parte

Generalizzazione da SU(3) a SU(4) del sapore



Generalizzazione da SU(3) a SU(4) del sapore



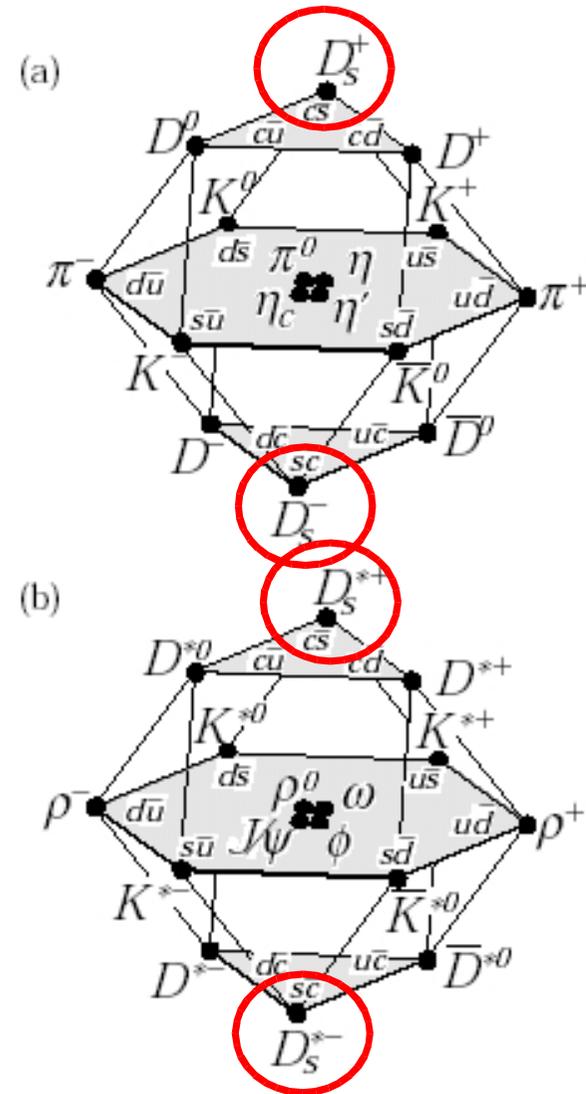
Negli anni dal 1974 al 1980 vengono trovati tutti gli stati pseudoscalari e vettoriali mostrati sopra, ma non solo questi: vengono anche osservate 4 eccitazioni radiali vettoriali, e il tripletto di stati $\chi_c(^3L_{0,1,2})$.

Ulteriori Isosingoletti

La generalizzazione da $SU(3)$ a $SU(4)$ ci porta pero' anche ad ipotizzare l'esistenza di altri mesoni, isosingoletti con S e C non nullo, etichettati in un primo tempo F, poi D_s .

Questi stati vengono osservati nel 1983. Come per i mesoni D ordinari, lo pseudoscalare decade debolmente, ed il vettore e' una risonanza particolarmente stretta: il D_s^* decade EM nel D_s con emissione di un π^0 (6%) o di un γ (94%).

Ma gli stati stretti non finiscono qui...



Ribaltiamo la prospettiva: da $SU(N)_{\text{sapore}}$ a $SU(2)_{\text{spin}}$

Perche' e' con la scoperta del charmonio e del bottomonio che il modello a quark ha la sua definitiva consacrazione?

Perche' sono sistemi non ultrarelativistici, e le somiglianze con gli stati legati della QED ci consentono di fare importanti paralleli:

- heavy quarkonio \leftrightarrow positronio
- mesone D \leftrightarrow atomo d'idrogeno

Cominciamo dunque a confrontare gli spettri di questi sistemi, fissando i quarks di valenza, al variare di J, L, S.

Esempio QED Numero 1

Stato legato e+e-
Sistema non relativistico
velocita' $\sim \beta \sim \alpha_{\text{QED}}$

J,L,S buoni numeri quantici

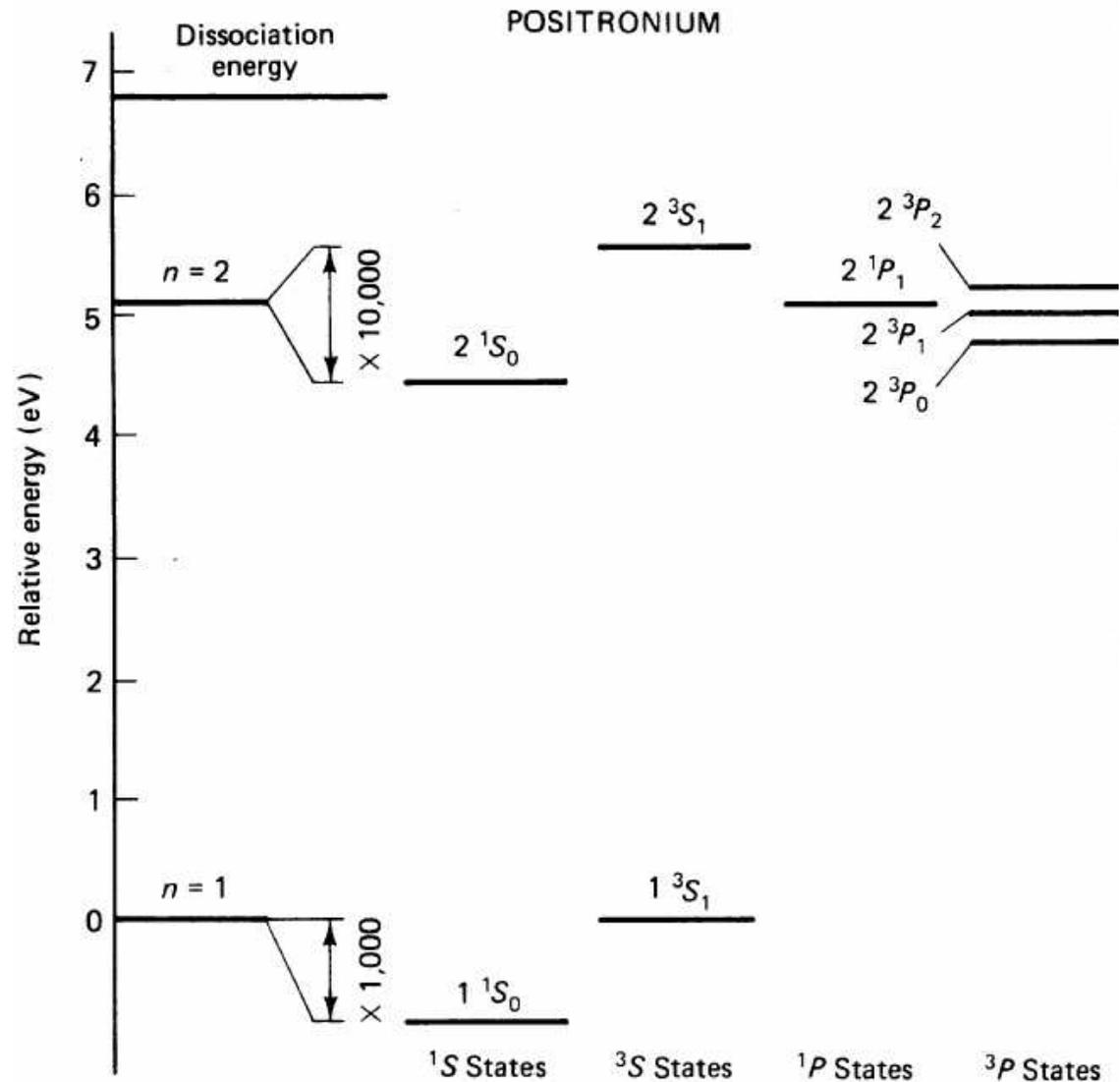
S=0 : *parapositronio*
decade in 2 fotoni
vita media breve

S=1 : *ortopositronio*
decade in 3 fotoni
vita media lunga

Degenerazione 2S-2P

Splitting iperfine : 1 meV (1S)
0.1 meV (2S)

Splitting fine : 0.03 meV (2P)



Esempio QCD Numero 1a

Stato legato $c\bar{c}$
 Sistema quasi relativistico,
 quasi perturbativo
 $\alpha_S \sim 0.3$

J,S buoni numeri quantici
 D wave mixing con S wave

S=0 : *paracharmonio* (η_C)

Decade in 2 gluoni
 vita media breve: $\Gamma \sim 25$ MeV

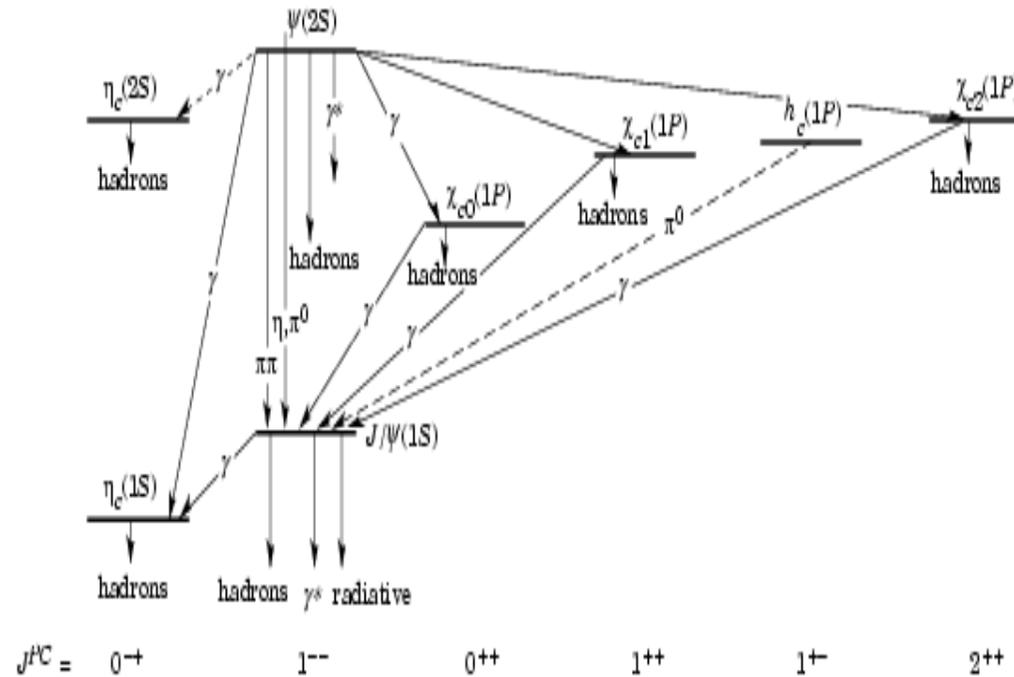
S=1 : *ortocharmonio* (J/ψ)

Decade in 3 gluoni
 250 volte + stretta della η_C

No Degenerazione 2S-2P

Splitting iperfine : 112 MeV (1S)
 40-50 MeV (2S)

Splitting fine : 45-100 MeV (1P)



Esempio QCD Numero 1b

Stato legato bb
Sistema NON relativistico,
perturbativo

$$\alpha_S \sim 0.1$$

J,S,L buoni numeri quantici

S=0 : *parabottomonio*

Non ancora osservato

S=1 : *ortobottomonio*

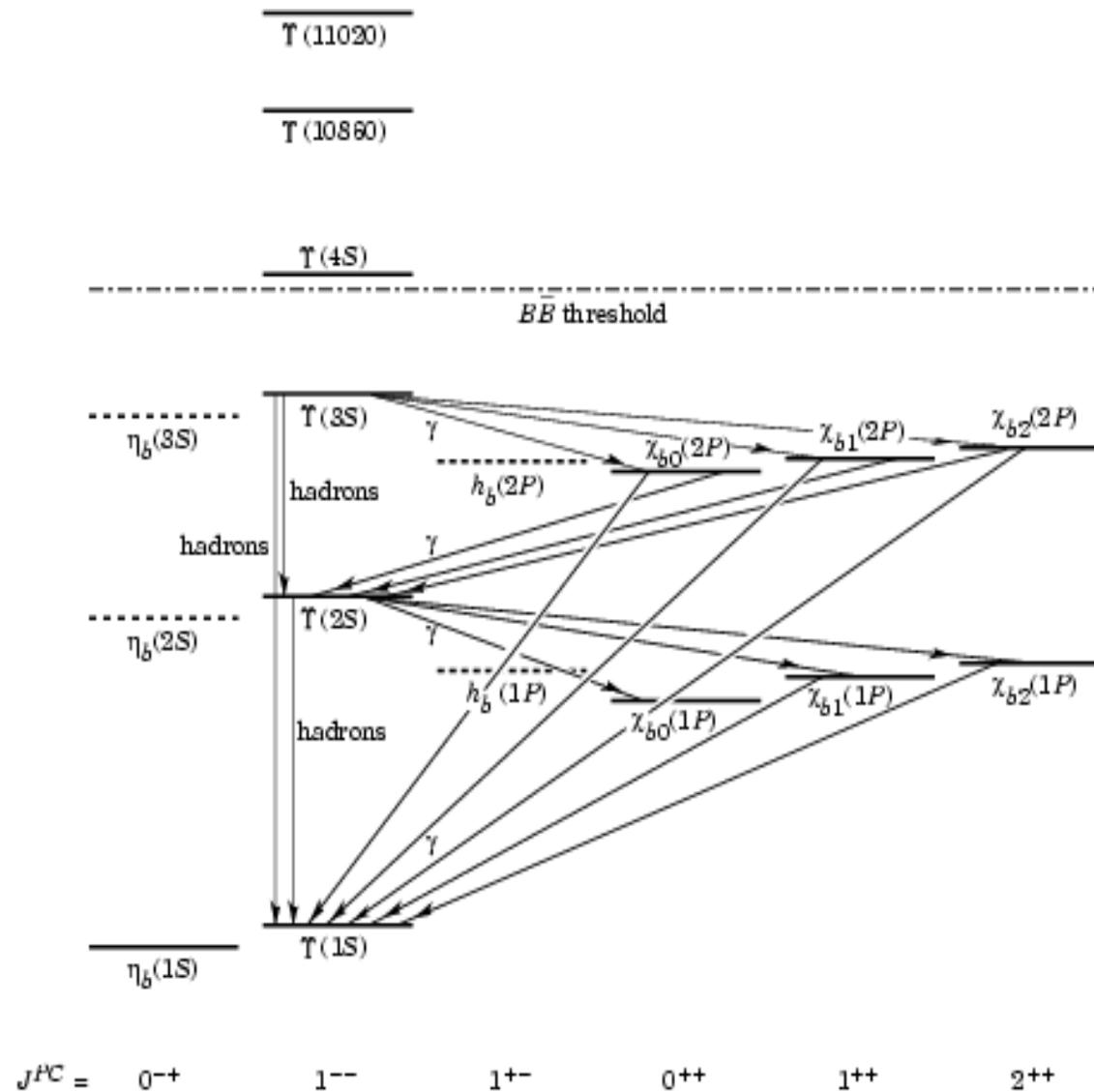
Y decade in 3 gluoni

$$\Gamma[Y(1,2,3S)] = 53, 44, 26 \text{ keV}$$

No Degenerazione 2S-2P

Splitting iperfine : sconosciuto

Splitting fine : 15-30 MeV (1P)



Esempio QED Numero 2

Stato legato protone-elettrone
Sistema non relativistico

$$\text{velocita}' \sim \beta \sim n \alpha_{\text{QED}}$$

$$M_p / M_e = 938/0.511 = 1836$$

Transizioni EM tra livelli
Ground state stabile

Splitting tra livelli: 2S-1S ~ 10 eV

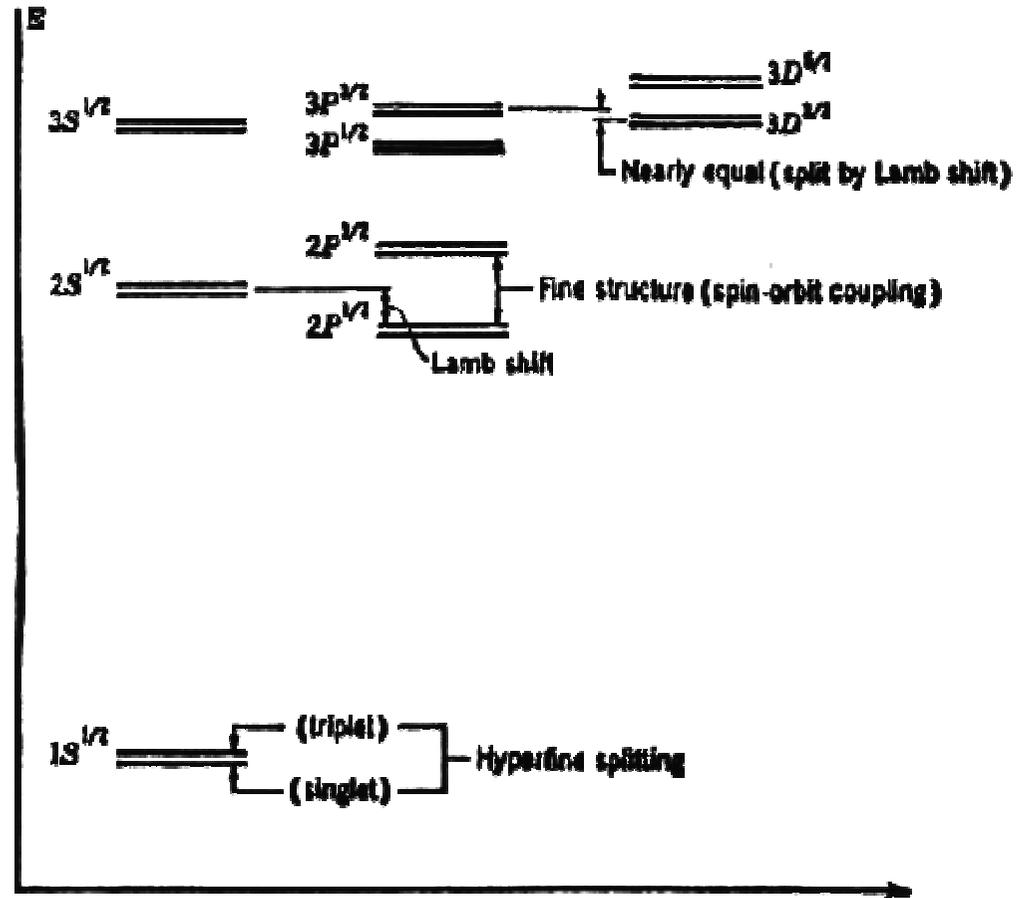
Splitting Fine : 45 μeV (2P)

Splitting Iperfine: 5.9 μeV (1S)

0.7 μeV (2S), 0.2 μeV (2P)

Degenerazione 2S-2P rotta solo dal

Lamb Shift : $\Delta m \sim m_e \alpha^5_{\text{QED}} \sim 4.4 \mu\text{eV}$ (1S)



Esempio QCD Numero 2

Stato legato Qq : cu, cd, cs
Sistema quasi relativistico

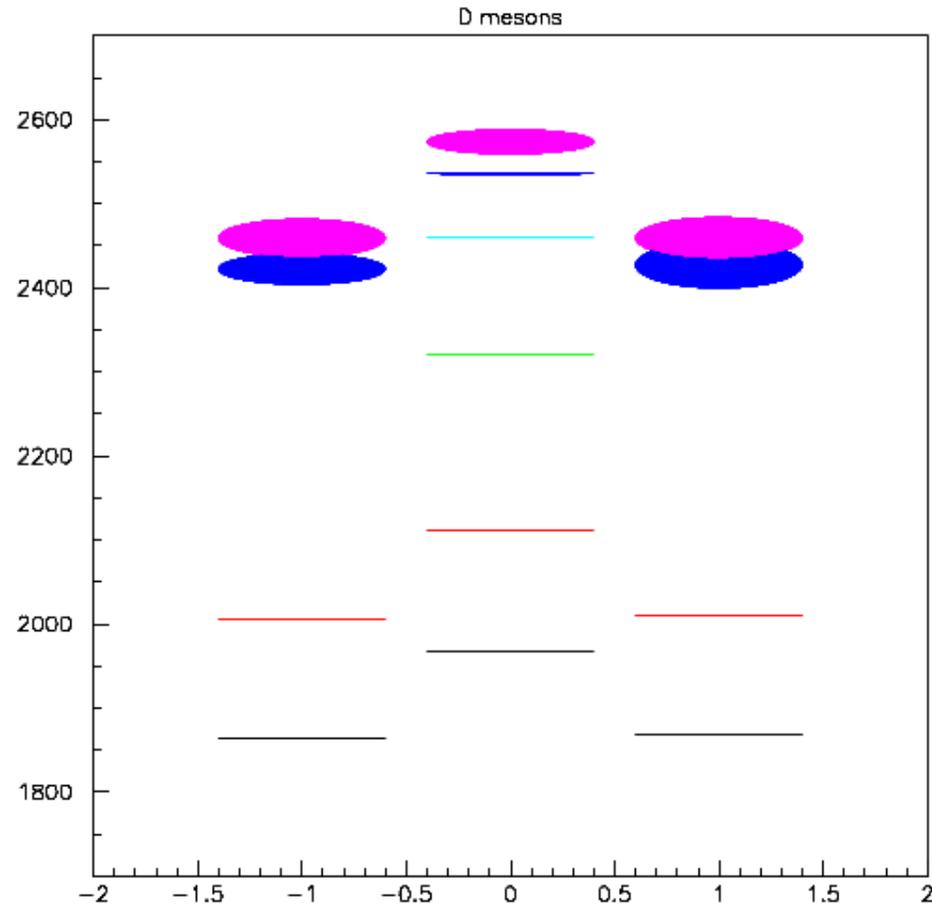
$M_Q / M_q = 300$ (D), 10 (D_s)

Transizioni tra stati con γ, π, K
Ground state decade debolmente
Si osservano i doppietti $1S_{1/2}$ e $1P_{3/2}$
di tutti i 3 sistemi, mentre si
prevedono larghi i membri del
doppietto $1P_{1/2}$

Splitting tra livelli: $2S-1S$ ignoto

Splitting Fine meno facile da definire
e minore dello splitting hf

Splitting Iperfine: 140 MeV



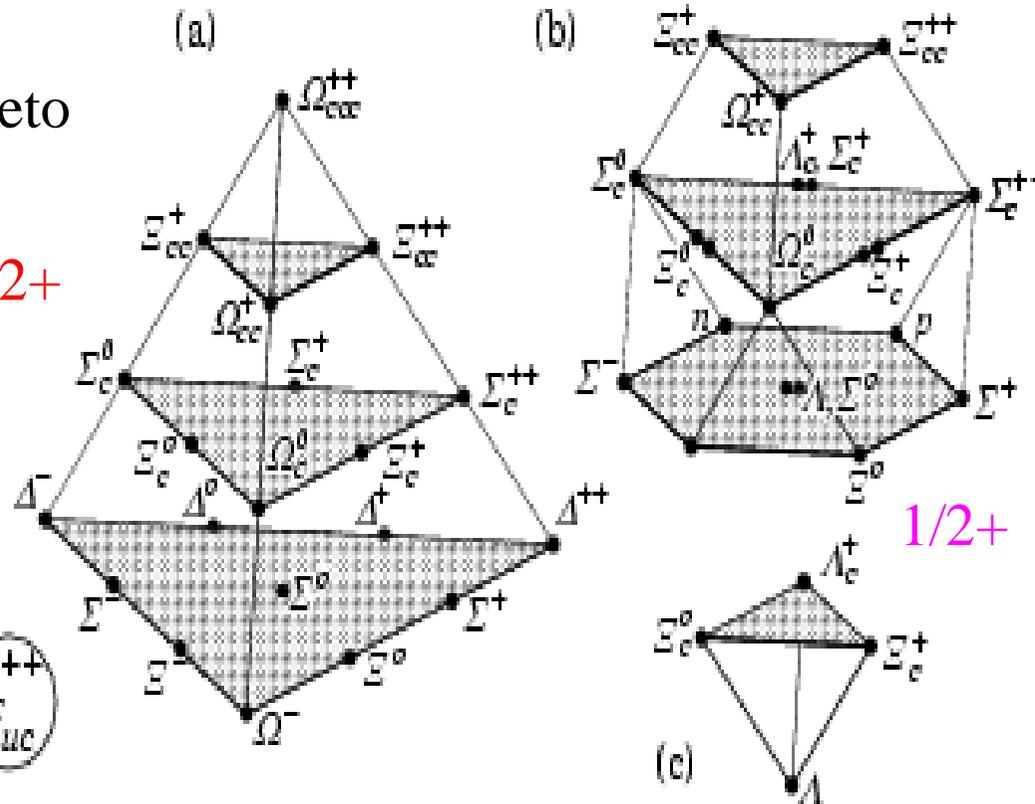
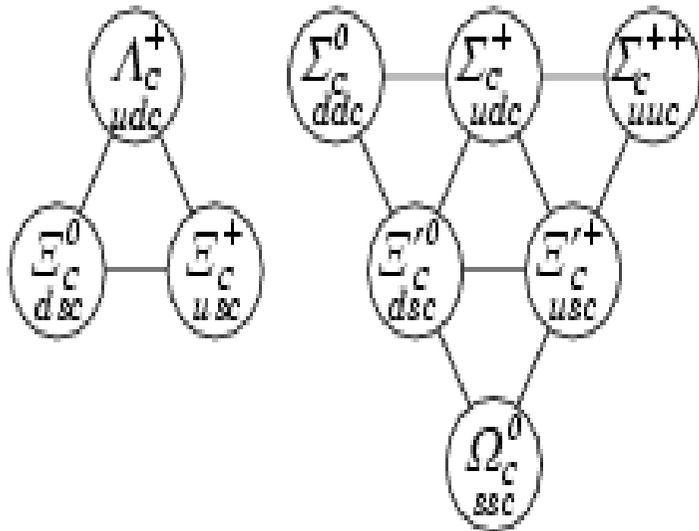
Gli stati 0^+ e 1^+ del D_s , inaspettatamente stretti, perche' sotto soglia DK, sono stati scoperti nel 2002 da BaBar

Ci stiamo dimenticando dei Barioni?

SU(4) completo

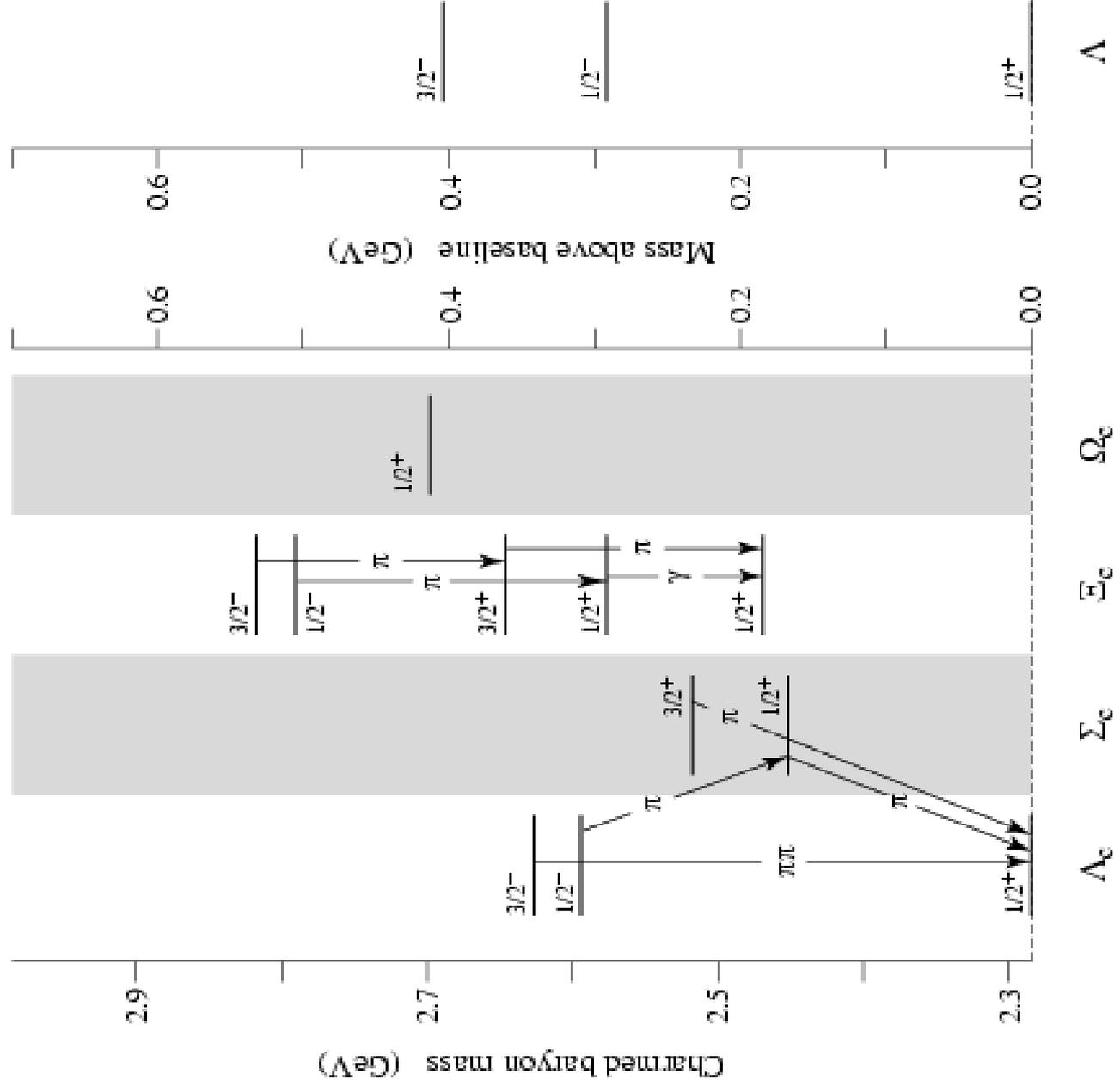
3/2+

Livello con C=1

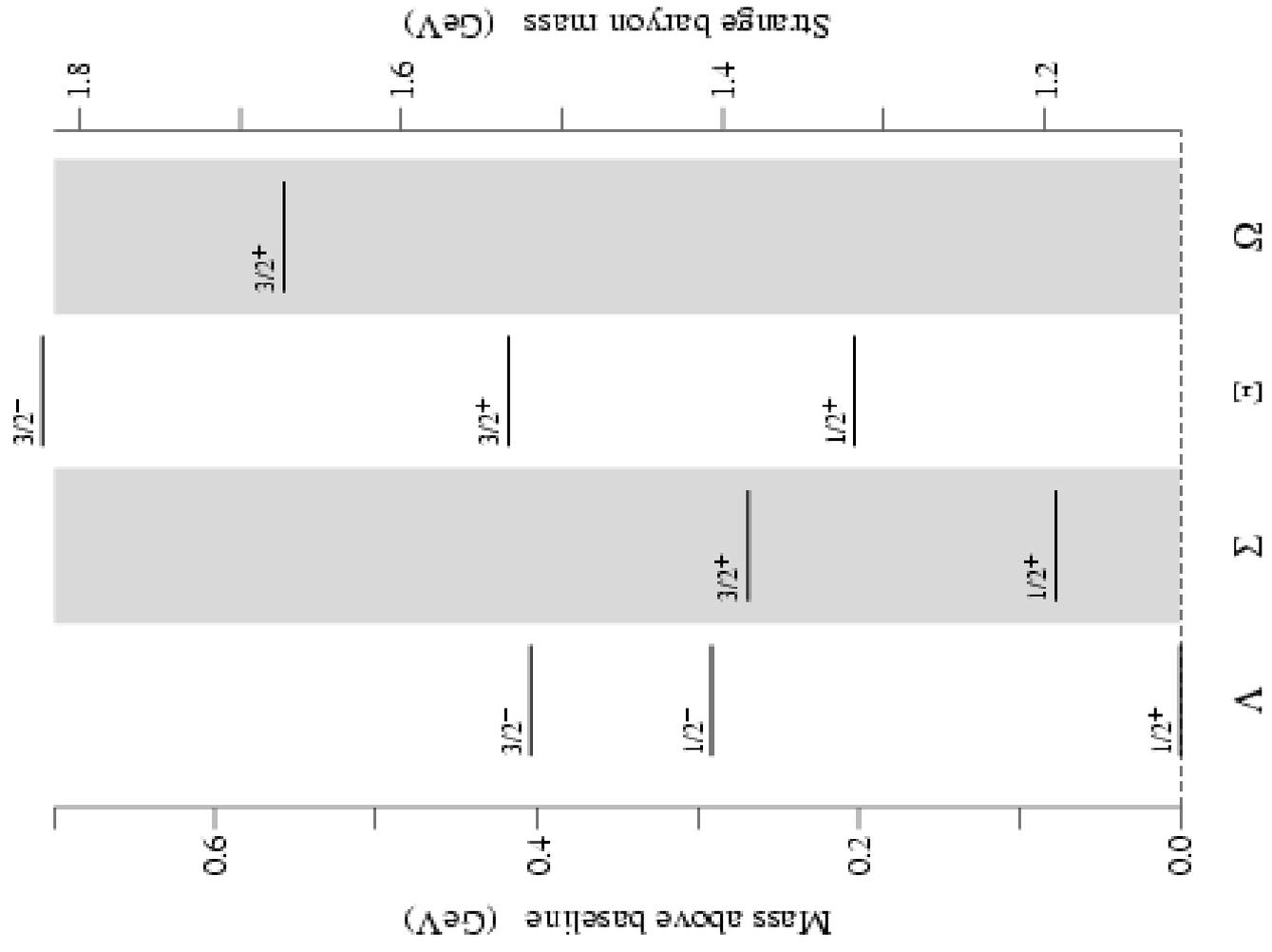


Solo una fragile evidenza (SELEX) di Barioni con doppio charm

(a) Charmed baryons



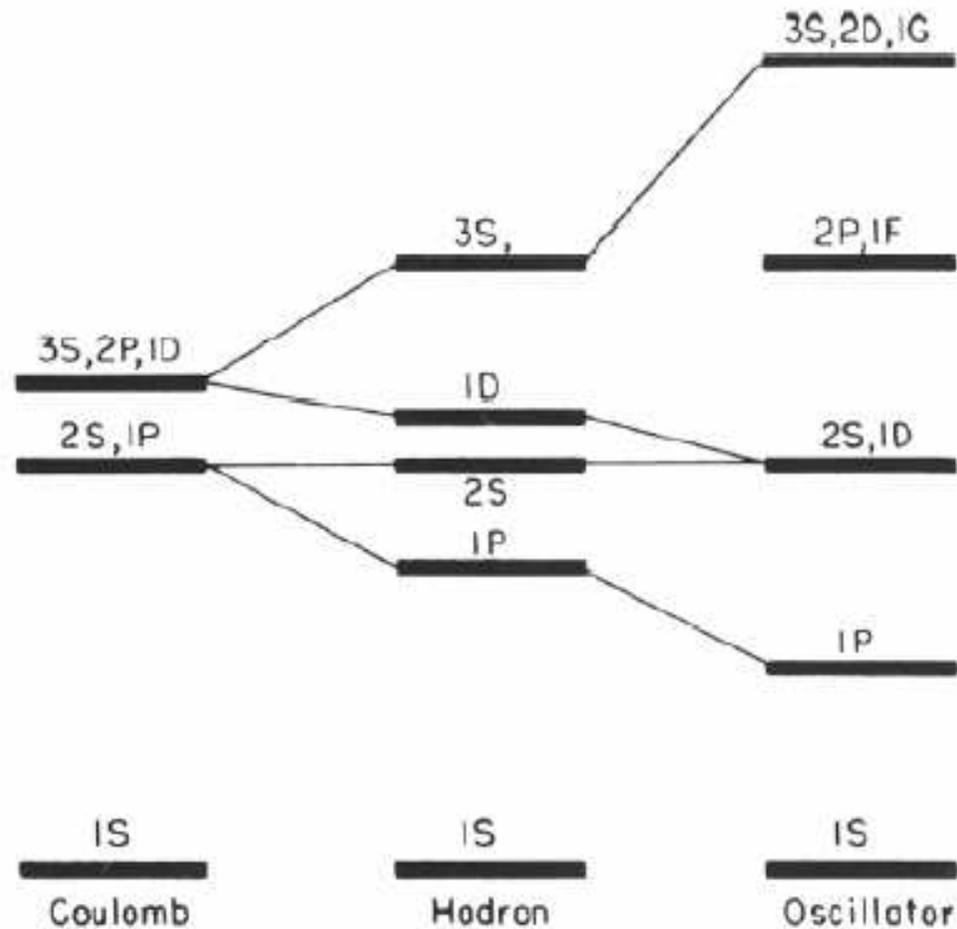
(b) Light strange baryons



A meta' strada tra Sistema Coulombiano e Oscillatore armonico

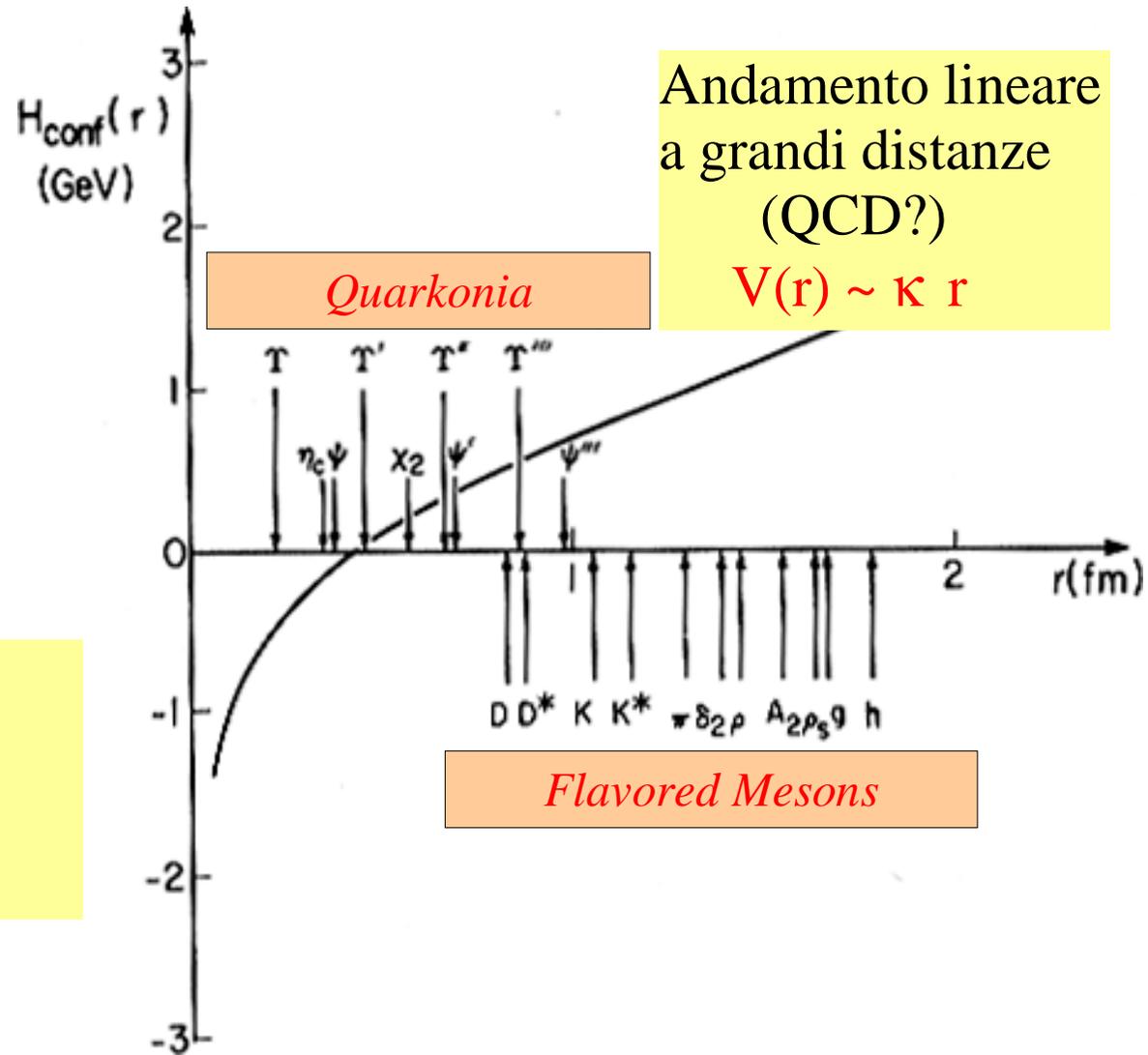
Pattern formato dalle:

- Eccitazioni radiali della J/ψ
- Eccitazioni radiali della Y
- Spin average degli stati χ_c



Potenziale statico in QCD : 1980

Andamento
Coulombiano
a corte distanze
 $V(r) \sim \alpha_S / r$



Andamento lineare
a grandi distanze
(QCD?)
 $V(r) \sim \kappa r$

Nota: il bottomonio e' lo stato legato + piccolo in natura

Potenziale statico in QCD : 2000

QCD sul reticolo:
ora con il computer
possiamo finalmente
studiare la QCD non
perturbativa.
Possiamo così
vedere la stringa
rompersi a ~ 1.2 fm!

Andamento
Coulombiano
a corte distanze

$$V(r) \sim \alpha_S / r$$

Andamento lineare
a grandi distanze

$$V(r) \sim \kappa r$$

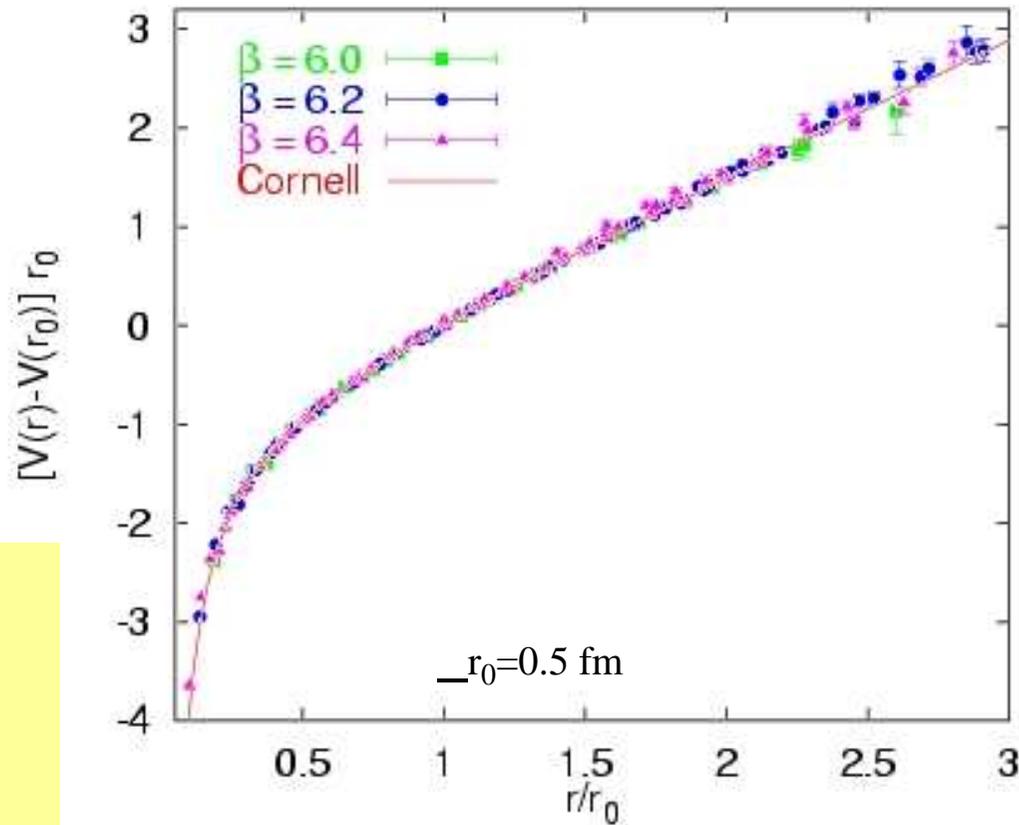


Figure 4.2: The quenched Wilson action $SU(3)$ potential, normalised to $V(r_0) = 0$.

Effetti di SPIN : Splitting Fine

Termine di Interazione Spin-Orbita

$$V_{LS}(r) = (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) (3 dV_V/dr - dV_S/dr) / (2 m^2 r)$$

For (3P_2 , 3P_1 , 3P_0) states, $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle = (1, -1, -2)$.

Termine di Interazione Tensoriale

$$V_{tensor} = \frac{S_{12}}{12 m_1 m_2} \left(\frac{1}{r} \frac{dV_V}{dr} - \frac{d^2 V_V}{dr^2} \right) \quad (3.12)$$

where $S_{12} \equiv 2 [3(\mathbf{S} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{S} \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{S}^2]$ has nonzero matrix elements only for $L \neq 0$.

Its expectation values in (3P_2 , 3P_1 , 3P_0) states are $(-2/5, 2, -4)$.

$$M({}^3P_2) = M_{cog} + h_{LS} - 2/5 h_T$$

$$M({}^3P_1) = M_{cog} - h_{LS} + 2 h_T \quad M_{cog} = [5M({}^3P_2) + 3M({}^3P_1) + M({}^3P_0)]/9$$

$$M({}^3P_0) = M_{cog} - 2h_{LS} - 4 h_T$$

Effetti di SPIN : Splitting Iperfine

$$V_{SS}(r) = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2}{6 m_1 m_2} \nabla^2 V_V(r) = \frac{8 \alpha_S(r) \sigma_1 \cdot \sigma_2}{9 m_1 m_2} \delta^3(r)$$

$$\sigma_1 \cdot \sigma_2 = 4 \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = (2S(S+1) - 3)$$

**Solo se il potenziale Vettoriale
e' Coulombiano**

Nel caso degli stati P, lo splitting iperfine $M(^1P_1) - M(P_{\text{cog}})$ misura le componenti non Coulombiane del potenziale vettoriale.

L'integrazione sulle funzioni d'onda ci lascia fuori una dipendenza da $1/M_Q$ [come previsto dalla HQET per i sistemi heavy-light].

	$c\bar{u}$	$c\bar{d}$	$c\bar{s}$	$b\bar{u}, b\bar{d}$	$b\bar{s}$
$M(1^-) - M(0^-), \text{MeV}/c^2$	142.12 ± 0.07	140.64 ± 0.10	143.8 ± 0.4	45.78 ± 0.35	47.0 ± 2.6

Effetti di SPIN : Splitting Iperfine

$$V_{SS}(r) = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2}{6 m_1 m_2} \nabla^2 V_V(r) = \frac{8 \alpha_S(r) \sigma_1 \cdot \sigma_2}{9 m_1 m_2} \delta^3(r)$$

$$\sigma_1 \cdot \sigma_2 = 4 \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = (2S(S+1)-3)$$

Solo se il potenziale Vettoriale e' Coulombiano

L'integrazione sulle funzioni d'onda ci lascia fuori una dipendenza da $1/M_Q$ [come previsto dalla HQET per i sistemi heavy-light].

	$c\bar{u}$	$c\bar{d}$	$c\bar{s}$	$b\bar{u}, b\bar{d}$	$b\bar{s}$
$M(1^-)-M(0^-), \text{MeV}/c^2$	142.12 ± 0.07	140.64 ± 0.10	143.8 ± 0.4	45.78 ± 0.35	47.0 ± 2.6

ΔM	$q\bar{q}qqq$	$s\bar{q}, sqq$	$c\bar{q}, cqq$	$c\bar{s}, csq$
$\Delta_{hf}^B, \text{MeV}$	(Δ -N) 294	(Σ)191	(Σ_c) 66	(Ξ_c) 69
$\Delta_{hf}^M, \text{MeV}$	($\rho - \pi$) 635	($K^* - K$) 397	($D^* - D$) 142	($D_s^* - D_s$) 144
ratio	0.446	0.481	0.465	0.480

Flavor indipendenza dello Splitting Tensore Vettore

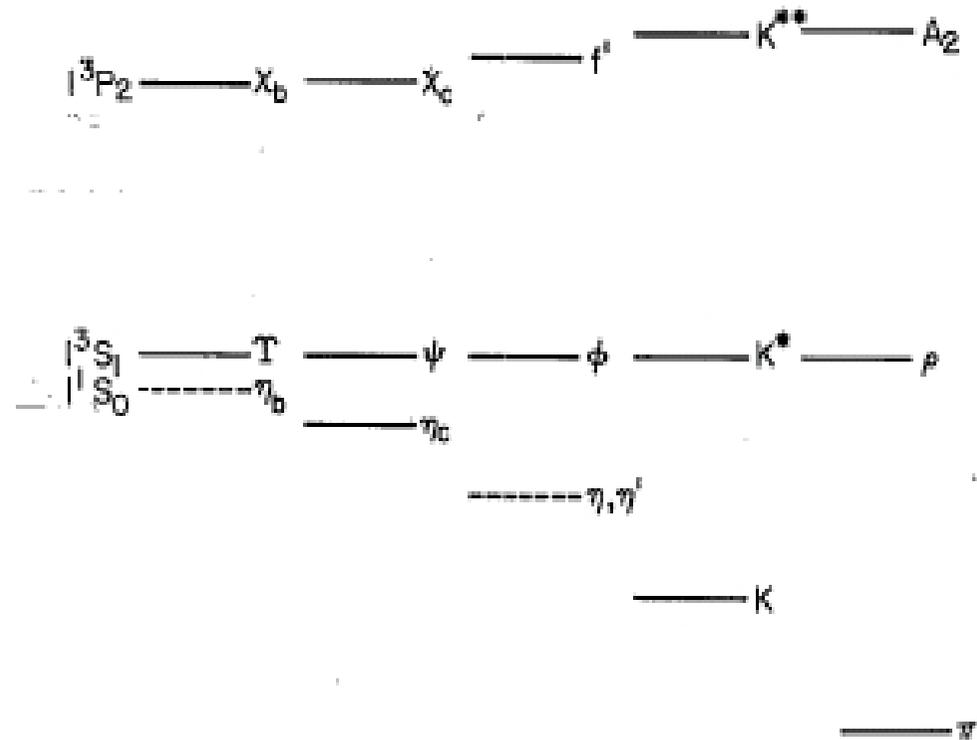


FIG. 19. A graphic illustration of the universality of meson dynamics from the σ to the Υ , showing the splittings of 3P_2 and 1S_0 from 3S_1 in the $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$, $u\bar{u}$, and $u\bar{d}$ families.

	$c\bar{u}$	$c\bar{d}$	$c\bar{s}$	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
$M(2^+) - M(1^-)$, in MeV/c^2	452 ± 2	449 ± 4	461 ± 2	458.3 ± 0.1	452.3 ± 0.6

$$\frac{\Lambda_c(\frac{3}{2}^-) - \Lambda_c(\frac{1}{2}^+)}{D(2^+) - D^*(1^-)} = \frac{342}{455} = 0.752 \quad ; \quad \frac{\Lambda(\frac{3}{2}^-) - \Lambda(\frac{1}{2}^+)}{K(2^+) - K^*(1^-)} = \frac{404}{538} = 0.759$$

Bibliografia Essenziale

Rassegne classiche:

Kwong, Rosner, Quigg

Godfrey, Isgur ; [Phys.Rev.D](#) 32 (1985), 189

Rassegne moderne:

Bali, '*QCD forces and heavy quark bound states*', hep-ph/0001312

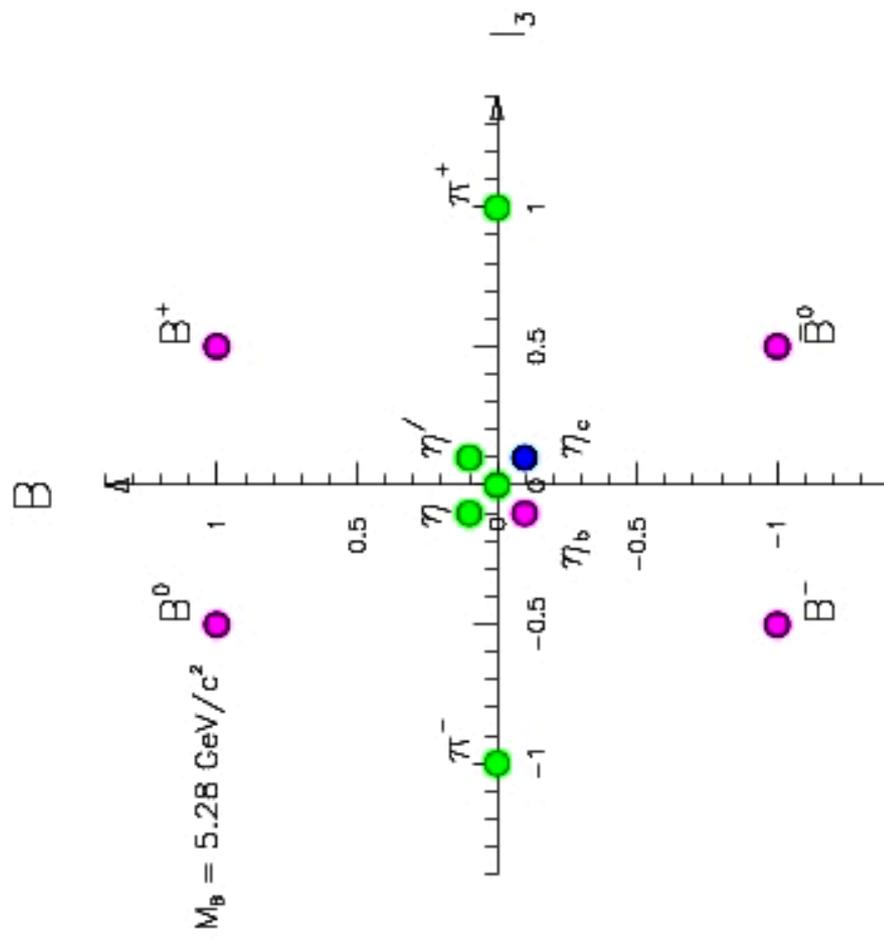
Brambilla, Vairo, '*Quark confinement and the hadron spectrum*' , hep-ph/9904330

Reticolo: Wilson

NRQCD: Bodwin, Braaten, Lepage

HQET: Isgur, Wise , PRL 66 (1991) 1530

Cornell model: Eichten et al. Hep-ph/9407339



$N^{2S+1}L_J$	J^{PC}	$u\bar{d}, s\bar{s}, d\bar{d}$ $I = 1$	$u\bar{s}, d\bar{d}, s\bar{s}$ $I = 0$	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$	$\bar{s}u, \bar{s}d$ $I = 1/2$	$c\bar{u}, c\bar{d}$ $I = 1/2$	$c\bar{s}$	$\bar{b}u, \bar{b}d$ $I = 1/2$	$\bar{b}s$ $I = 0$	$\bar{b}c$ $I = 0$
1^1S_0	0^{-+}	π	η, η'	$\eta_c(1S)$	$\eta_b(1S)$	K	D	D_s	B	B_s	B_c
1^3S_1	1^{--}	ρ	ω, ϕ	$J/\psi(1S)$	$\Upsilon(1S)$	$K^*(892)$	$D^*(2010)$	D_s^*	B^*	B_s^*	
1^1P_1	1^{+-}	$b_1(1235)$	$h_1(1170), h_1(1380)$	$h_c(1P)$		K_{1B}^\dagger	$D_1(2420)$	$D_{s1}(2536)$			
1^3P_0	0^{++}	$a_0(1450)^*$	$f_0(1370)^*, f_0(1710)^*$	$\chi_{c0}(1P)$	$\chi_{b0}(1P)$	$K_0^*(1430)$					
1^3P_1	1^{++}	$a_1(1260)$	$f_1(1285), f_1(1420)$	$\chi_{c1}(1P)$	$\chi_{b1}(1P)$	K_{1A}^\dagger					
1^3P_2	2^{++}	$a_2(1320)$	$f_2(1270), f_2'(1525)$	$\chi_{c2}(1P)$	$\chi_{b2}(1P)$	$K_2^*(1430)$	$D_2^*(2460)$				
1^1D_2	2^{-+}	$\pi_2(1670)$	$\eta_2(1645), \eta_2(1870)$			$K_2(1770)$					
1^3D_1	1^{--}	$\rho(1700)$	$\omega(1650)$	$\psi(3770)$		$K^*(1680)^\ddagger$					
1^3D_2	2^{--}					$K_2(1820)$					
1^3D_3	3^{--}	$\rho_3(1690)$	$\omega_3(1670), \phi_3(1850)$			$K_3^*(1780)$					
1^3F_4	4^{++}	$a_4(2040)$	$f_4(2050), f_4(2220)$			$K_4^*(2045)$					
2^1S_0	0^{-+}	$\pi(1300)$	$\eta(1295), \eta(1440)$	$\eta_c(2S)$		$K(1460)$					
2^3S_1	1^{--}	$\rho(1450)$	$\omega(1420), \phi(1680)$	$\psi(2S)$	$\Upsilon(2S)$	$K^*(1410)^\ddagger$					
2^3P_2	2^{++}	$a_2(1700)$	$f_2(1950), f_2(2010)$		$\chi_{b2}(2P)$	$K_2^*(1980)$					
3^1S_0	0^{-+}	$\pi(1800)$	$\eta(1760)$			$K(1830)$					

