XYZ: stati a quattro quark?

Alessandro Pilloni

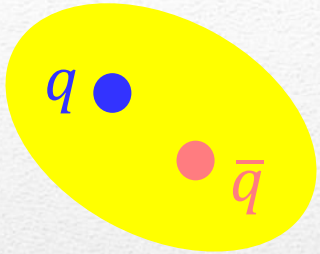
"Sapienza" Università di Roma e INFN

Tor Vergata, Roma – 9 Aprile 2015

Sommario

- «Paesaggi esotici»
- Il tetraquark compatto
- Produzione di esotici a LHC
- Risonanze di Feshbach
- Conclusioni

Quarkonio: l'ortodossia



Il quarkonio pesante è un settore estremamente utile per la comprensione di QCD

$\alpha_s(M_Q) \sim 0.3$

(regime perturbativo)

OZI-rule, QCD multipole

Modelli a potenziale

(definiti nel limite $M_Q \to \infty$)

$$V(r) = -\frac{C_F \alpha_s}{r} + \sigma r$$

(potenziale di Cornell)

Soluzione eq. Schrödinger → spettro

Teorie effettive

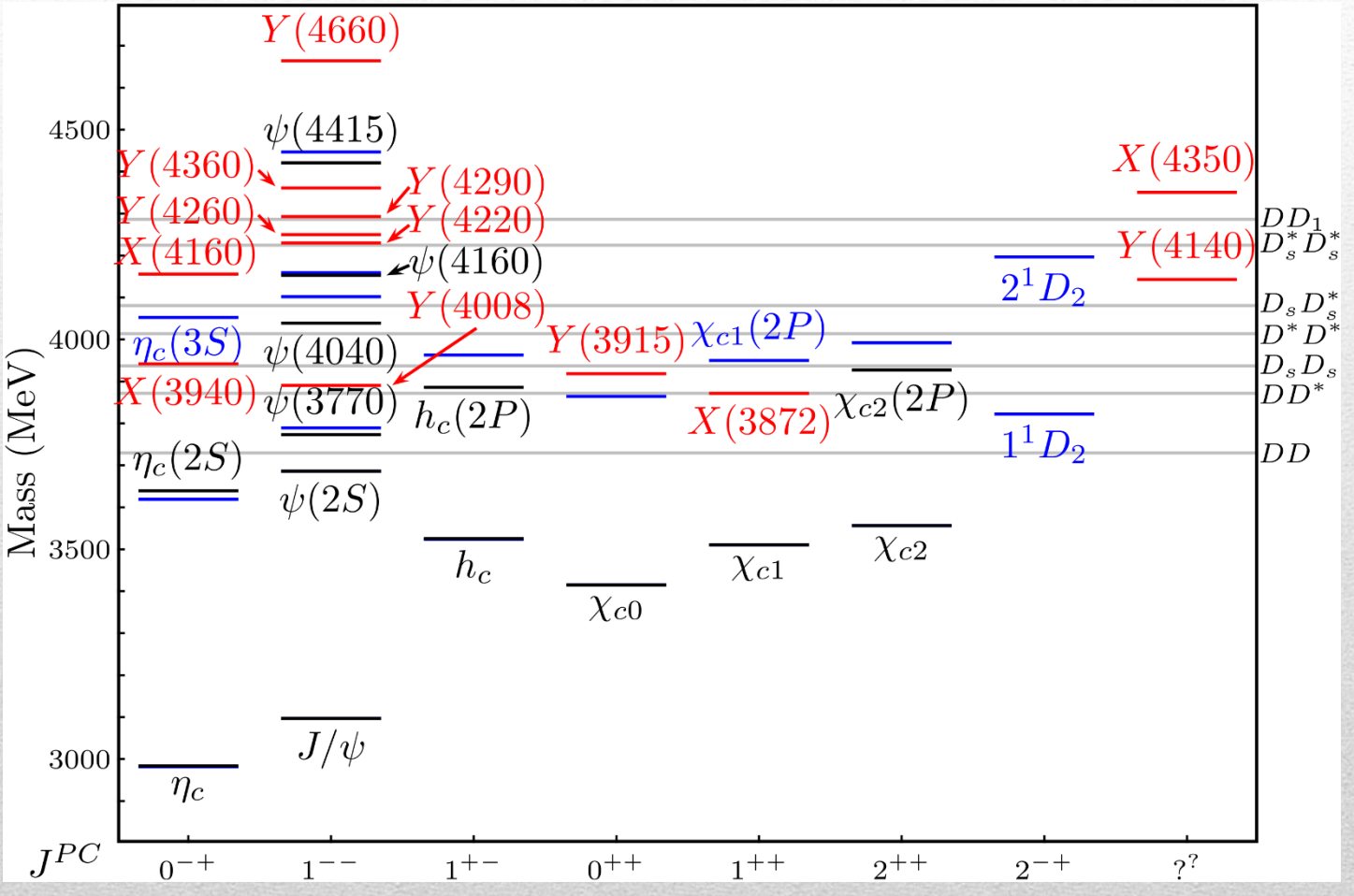
(HQET, NRQCD...)

Integrare via i gradi di libertà pesanti

↓

(spettri), produzione e decadimento

Quarkonio: l'ortodossia?

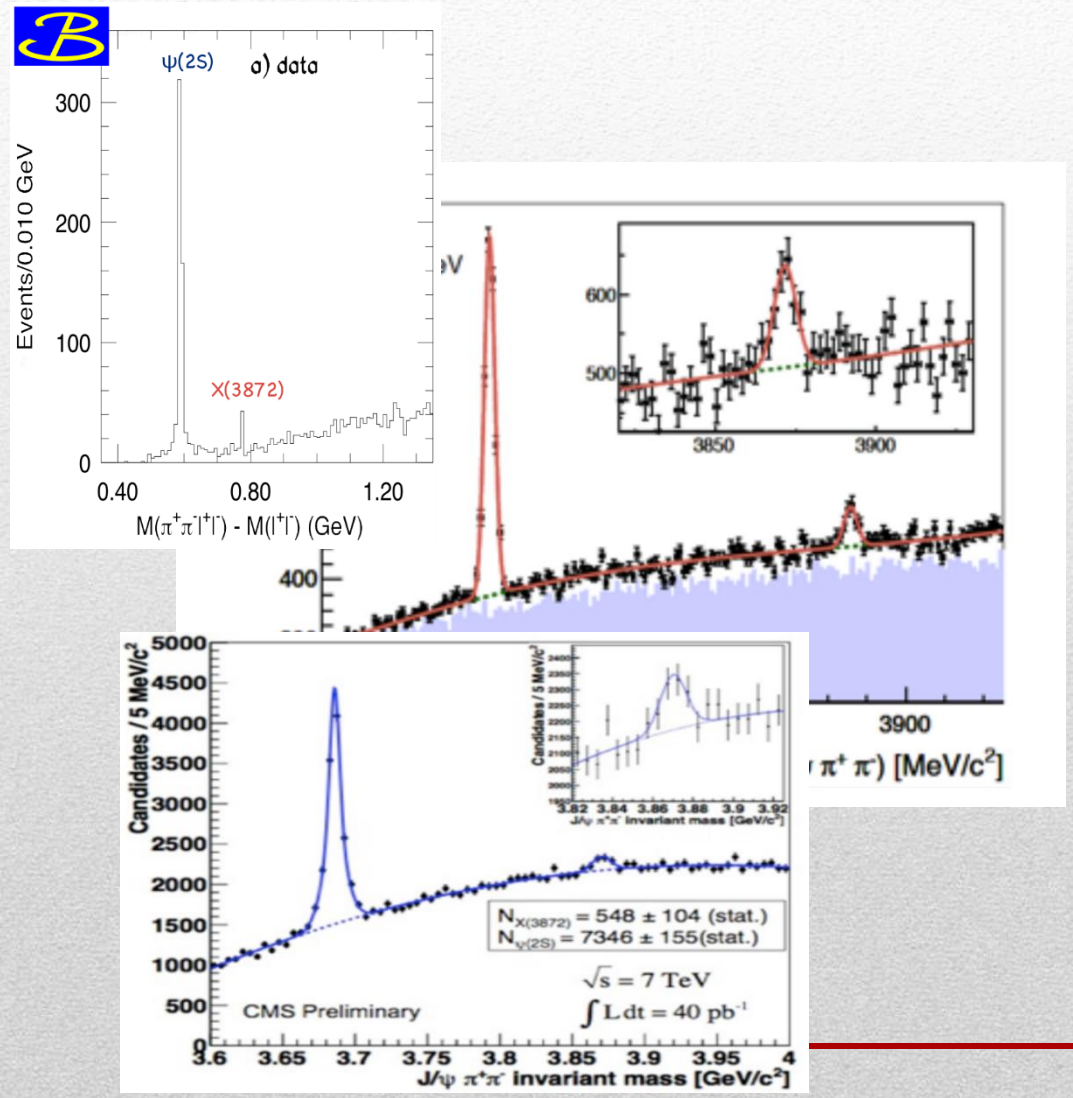


Negli ultimi anni sono state scoperte una serie di risonanze inattese

che decadono soprattutto in charmonio + adroni leggeri

Difficili da riconciliare con una interpretazione in termini di charmonio standard

$X(3872)$



- Molto vicina alla soglia DD^*
- Troppo stretta per essere un charmonio a soglia
- Violazione dell'isospin

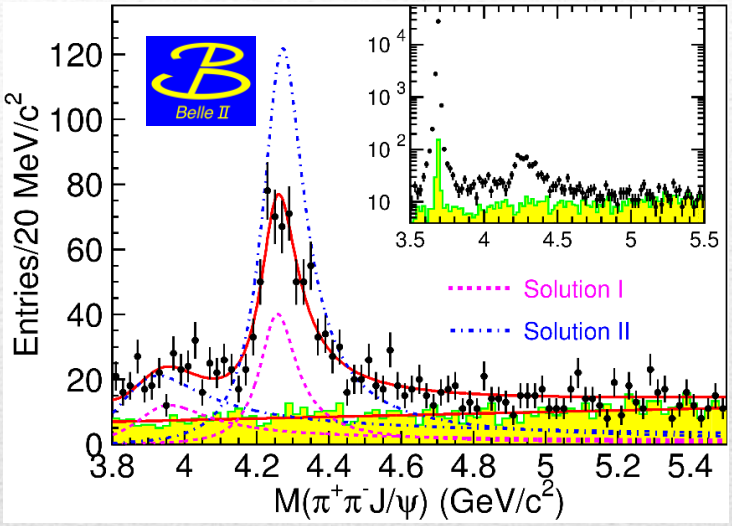
$$\frac{\Gamma(X \to J/\psi\ \omega)}{\Gamma(X \to J/\psi\ \rho)} \sim 0.8 \pm 0.3$$

- Massa non compatibile con le predizioni per $\chi_{c1}(2P)$

$M = 3871.68 \pm 0.17$ MeV
$M_X - M_{DD^*} = -0.14 \pm 0.22$ MeV
$\Gamma < 1.2$ MeV @90%
$J^{PC} = 1^{++}$

Stati vettoriali: le Y

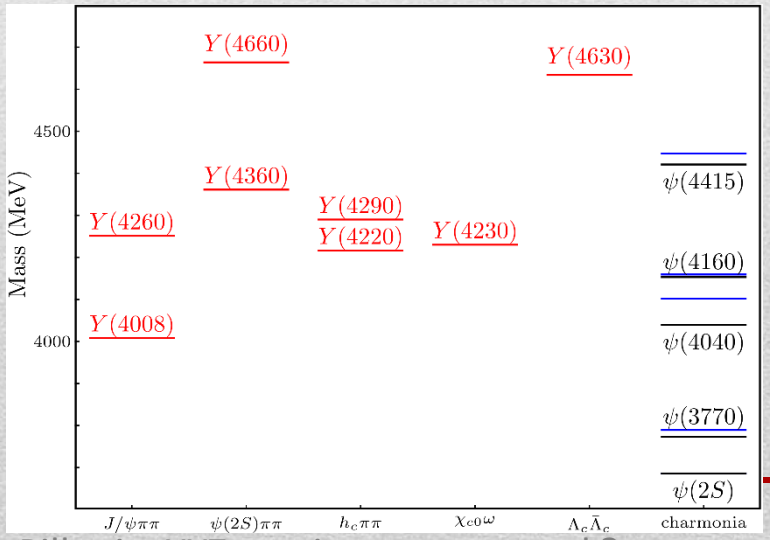
Molte risonanze inattese con $J^{PC} = 1^{--}$ sono state trovate nelle analisi ISR

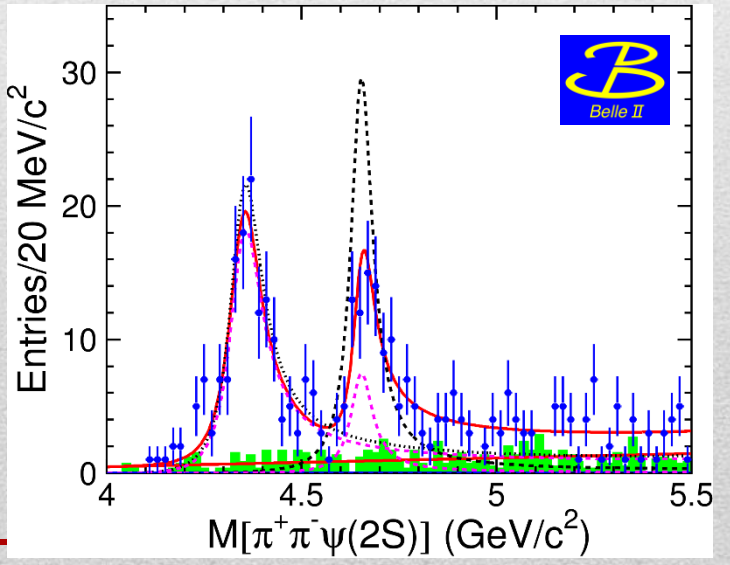


Viste in pochi stati finali,
soprattutto $J/\psi\ \pi\pi$ e $\psi(2S)\ \pi\pi$

Non visti decadere in mesoni open-charm,
da confrontare con

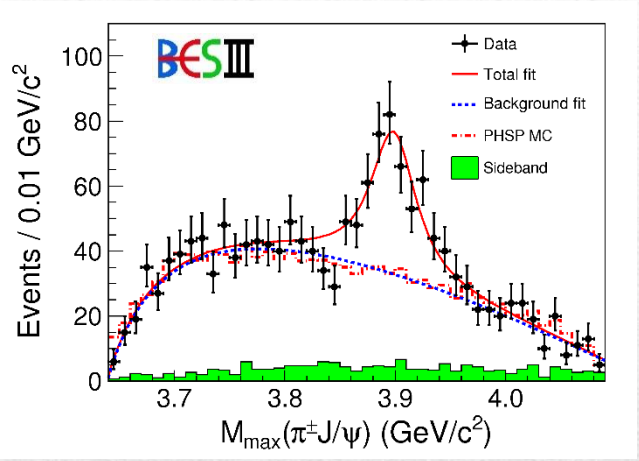
$$\frac{B(\psi(3770) \to D\bar{D})}{B(\psi(3770) \to J/\psi\pi\pi)} > 480$$





Stati carichi: le Z

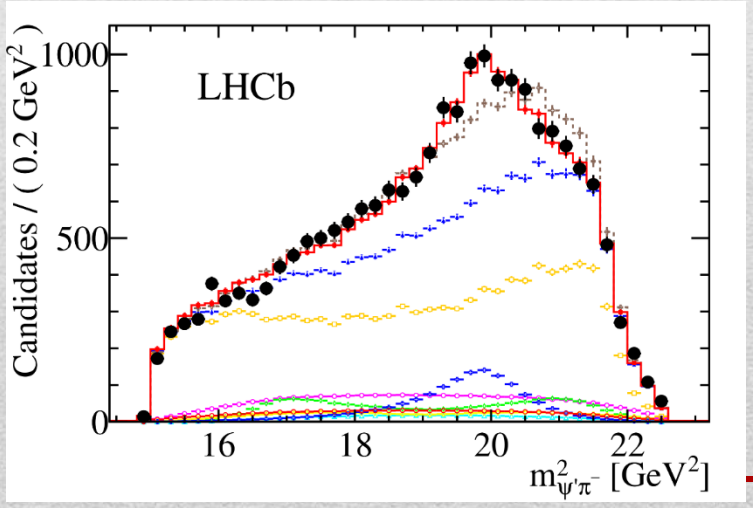
Sono stati osservati anche risonanze cariche di tipo charmonio, **necessari 4q**

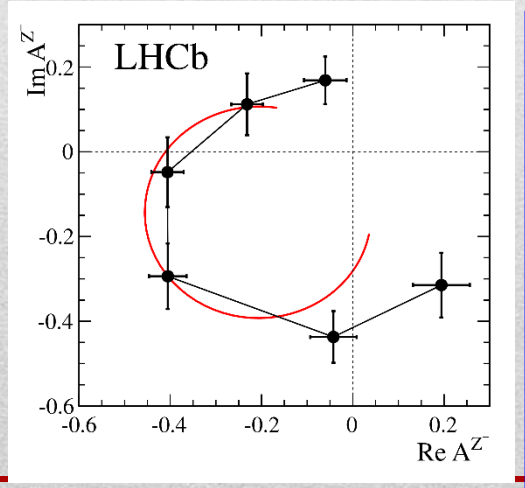


Due stati $J^{PC} = 1^{+-}$ sono poco sopra la soglia $D^{(*)}D^*$

$$Z_c(3900)^+ \to J/\psi\,\pi^+ \text{ e} \to (DD^*)^+$$
$$M = 3888.7 \pm 3.4 \text{ MeV}, \Gamma = 35 \pm 7 \text{ MeV}$$
$$Z_c'(4020)^+ \to h_c\,\pi^+ \text{ e} \to \bar{D}^{*0}D^{*+}$$
$$M = 4023.9 \pm 2.4 \text{ MeV}, \Gamma = 10 \pm 6 \text{ MeV}$$

Lo stesso accade alle soglie $B^{(*)}B^*$ con le $Z_b(10610)$ e $Z_b'(10650)$





$$Z(4430)^+ \to \psi(2S)\,\pi^+$$
$$I^G J^{PC} = 1^+1^{+-}$$

$$M = 4475 \pm 7^{+15}_{-25} \text{ MeV}$$
$$\Gamma = 172 \pm 13^{+37}_{-34} \text{MeV}$$

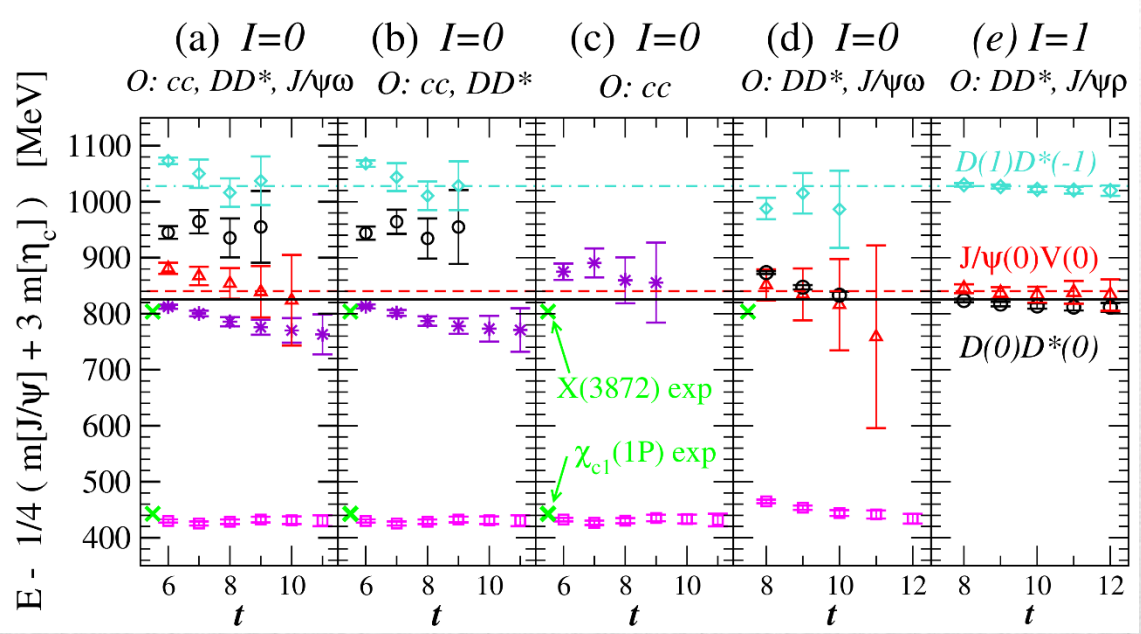
Lontana dalle soglie open-charm

State	M (MeV)	Γ (MeV)	J^{PC}	Process (mode)	Experiment ($\#\sigma$)
$X(3823)$	3823.1 ± 1.9	< 24	$?^{?-}$	$B \to K(\chi_{c1}\gamma)$	Belle[23] (4.0)
$X(3872)$	3871.68 ± 0.17	< 1.2	1^{++}	$B \to K(\pi^+\pi^- J/\psi)$	Belle[24,25] (>10), *BABAR*[26] (8.6)
				$p\bar{p} \to (\pi^+\pi^- J/\psi)\ldots$	CDF[27,28] (11.6), D0[29] (5.2)
				$pp \to (\pi^+\pi^- J/\psi)\ldots$	LHCb[30,31] (np)
				$B \to K(\pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi)$	Belle[32] (4.3), *BABAR*[33] (4.0)
				$B \to K(\gamma\, J/\psi)$	Belle[34] (5.5), *BABAR*[35] (3.5)
					LHCb[36] (> 10)
				$B \to K(\gamma\,\psi(2S))$	*BABAR*[35] (3.6), Belle[34] (0.2)
					LHCb[36] (4.4)
				$B \to K(D\bar{D}^*)$	Belle[37] (6.4), *BABAR*[38] (4.9)
$Z_c(3900)^+$	3888.7 ± 3.4	35 ± 7	1^{+-}	$Y(4260) \to \pi^-(D\bar{D}^*)^+$	BES III[39] (np)
				$Y(4260) \to \pi^-(\pi^+ J/\psi)$	BES III[40] (8), Belle[41] (5.2)
					CLEO data[42] (>5)
$Z_c(4020)^+$	4023.9 ± 2.4	10 ± 6	1^{+-}	$Y(4260) \to \pi^-(\pi^+ h_c)$	BES III[43] (8.9)
				$Y(4260) \to \pi^-(D^*\bar{D}^*)^+$	BES III[44] (10)
$Y(3915)$	3918.4 ± 1.9	20 ± 5	0^{++}	$B \to K(\omega J/\psi)$	Belle[45] (8), *BABAR*[33,46] (19)
				$e^+e^- \to e^+e^-(\omega J/\psi)$	Belle[47] (7.7), *BABAR*[48] (7.6)
$Z(3930)$	3927.2 ± 2.6	24 ± 6	2^{++}	$e^+e^- \to e^+e^-(D\bar{D})$	Belle[49] (5.3), *BABAR*[50] (5.8)
$X(3940)$	3942^{+9}_{-8}	37^{+27}_{-17}	$?^{?+}$	$e^+e^- \to J/\psi\,(D\bar{D}^*)$	Belle[51,52] (6)
$Y(4008)$	3891 ± 42	255 ± 42	1^{--}	$e^+e^- \to (\pi^+\pi^- J/\psi)$	Belle[41,53] (7.4)
$Z(4050)^+$	4051^{+24}_{-43}	82^{+51}_{-55}	$?^{?+}$	$\bar{B}^0 \to K^-(\pi^+\chi_{c1})$	Belle[54] (5.0), *BABAR*[55] (1.1)
$Y(4140)$	4145.6 ± 3.6	14.3 ± 5.9	$?^{?+}$	$B^+ \to K^+(\phi J/\psi)$	CDF[56,57] (5.0), Belle[58] (1.9),
					LHCb[59] (1.4), CMS[60] (>5)
					D0[61] (3.1)
$X(4160)$	4156^{+29}_{-25}	139^{+113}_{-65}	$?^{?+}$	$e^+e^- \to J/\psi\,(D^*\bar{D}^*)$	Belle[52] (5.5)
$Z(4200)^+$	4196^{+35}_{-30}	370^{+99}_{-110}	1^{+-}	$\bar{B}^0 \to K^-(\pi^+ J/\psi)$	Belle[62] (7.2)

State	M (MeV)	Γ (MeV)	J^{PC}	Process (mode)	Experiment ($\#\sigma$)
$Y(4220)$	4196^{+35}_{-30}	39 ± 32	1^{--}	$e^+e^- \to (\pi^+\pi^- h_c)$	BES III data[63,64] (4.5)
$Y(4230)$	4230 ± 8	38 ± 12	1^{--}	$e^+e^- \to (\chi_{c0}\omega)$	BES III[65] (>9)
$Z(4250)^+$	4248^{+185}_{-45}	177^{+321}_{-72}	$?^{?+}$	$\bar{B}^0 \to K^-(\pi^+\chi_{c1})$	Belle[54] (5.0), *BABAR*[55] (2.0)
$Y(4260)$	4250 ± 9	108 ± 12	1^{--}	$e^+e^- \to (\pi\pi J/\psi)$	*BABAR*[66,67] (8), CLEO[68,69] (11)
					Belle[41,53] (15), BES III[40] (np)
				$e^+e^- \to (f_0(980)J/\psi)$	*BABAR*[67] (np), Belle[41] (np)
				$e^+e^- \to (\pi^- Z_c(3900)^+)$	BES III[40] (8), Belle[41] (5.2)
				$e^+e^- \to (\gamma\, X(3872))$	BES III[70] (5.3)
$Y(4290)$	4293 ± 9	222 ± 67	1^{--}	$e^+e^- \to (\pi^+\pi^- h_c)$	BES III data[63,64] (np)
$X(4350)$	$4350.6^{+4.6}_{-5.1}$	13^{+18}_{-10}	$0/2^{?+}$	$e^+e^- \to e^+e^-(\phi J/\psi)$	Belle[58] (3.2)
$Y(4360)$	4354 ± 11	78 ± 16	1^{--}	$e^+e^- \to (\pi^+\pi^-\psi(2S))$	Belle[71] (8), *BABAR*[72] (np)
$Z(4430)^+$	4478 ± 17	180 ± 31	1^{+-}	$\bar{B}^0 \to K^-(\pi^+\psi(2S))$	Belle[73,74] (6.4), *BABAR*[75] (2.4)
					LHCb[76] (13.9)
				$\bar{B}^0 \to K^-(\pi^+ J/\psi)$	Belle[62] (4.0)
$Y(4630)$	4634^{+9}_{-11}	92^{+41}_{-32}	1^{--}	$e^+e^- \to (\Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-)$	Belle[77] (8.2)
$Y(4660)$	4665 ± 10	53 ± 14	1^{--}	$e^+e^- \to (\pi^+\pi^-\psi(2S))$	Belle[71] (5.8), *BABAR*[72] (5)
$Z_b(10610)^+$	10607.2 ± 2.0	18.4 ± 2.4	1^{+-}	$\Upsilon(5S) \to \pi(\pi\Upsilon(nS))$	Belle[78,79] (>10)
				$\Upsilon(5S) \to \pi^-(\pi^+ h_b(nP))$	Belle[78] (16)
				$\Upsilon(5S) \to \pi^-(B\bar{B}^*)^+$	Belle[80] (8)
$Z_b(10650)^+$	10652.2 ± 1.5	11.5 ± 2.2	1^{+-}	$\Upsilon(5S) \to \pi^-(\pi^+\Upsilon(nS))$	Belle[78] (>10)
				$\Upsilon(5S) \to \pi^-(\pi^+ h_b(nP))$	Belle[78] (16)
				$\Upsilon(5S) \to \pi^-(B^*\bar{B}^*)^+$	Belle[80] (6.8)

Esotici in QCD su reticolo

Stati risonanti sono stati cercati su reticolo, con il metodo di Lüscher



Prelovsek *et al.*, PRL 111, 192001; PLB 727, 172-176; PRD 91, 014504

Risultato positivo solo per la $X(3872)$, ma lontana dal punto fisico:

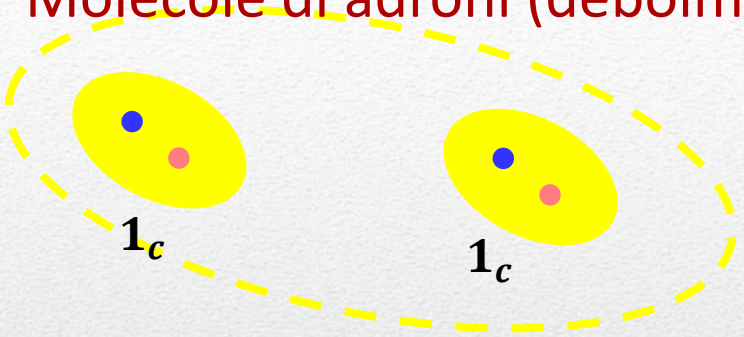
- $m_\pi = 266$ MeV, $V = 16^3 \times 32$, $L = 2$ fm, $p_{min} = 620$ MeV, $E_B = -11 \pm 7$ MeV
- Lunghezza di scattering $a_0^{DD^*} = -1.7 \pm 0.4$ fm

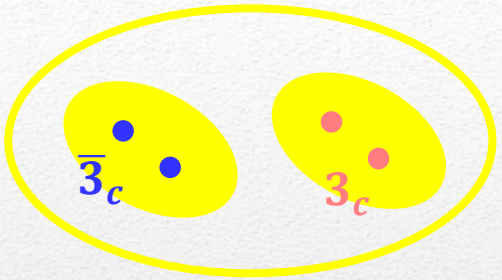
- Un solo volume, nessun limite continuo ✘
- Diagrammi charm-disconnessi trascurati (OZI soppressi?), ma importanti a $N_c \to \infty$ ✘
- Nessuna violazione di isospin, come distinguerla da un $\chi_{c1}(2P)$ standard? ✘

Studi preliminari sul canale $C = 2$ in Esposito, Papinutto, AP, Polosa, Tantalo, PRD88, 054029; Guerrieri, Papinutto, AP, Polosa, Tantalo, PoS LATTICE2014, 106;

Fenomenologia: i modelli proposti

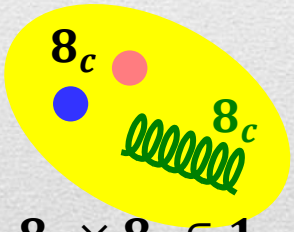
Molecole di adroni (debolmente legate)





$\mathbf{3}_c \times \overline{\mathbf{3}}_c \in \mathbf{1}_c$

Diquark-antidiquark (tetraquark)

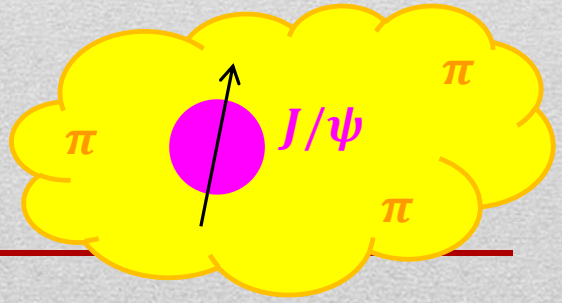


$\mathbf{8}_c \times \mathbf{8}_c \in \mathbf{1}_c$

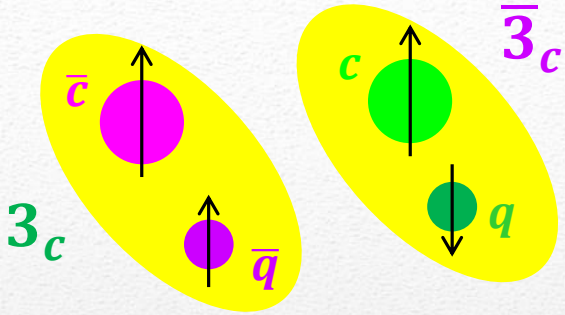
Glueball, Hybrids (con gluoni di valenza), Born-Oppenheimer 4q

Hadrocharmonio (forze di Van der Waals)

Cuspidi (effetti cinematici)



Tetraquark



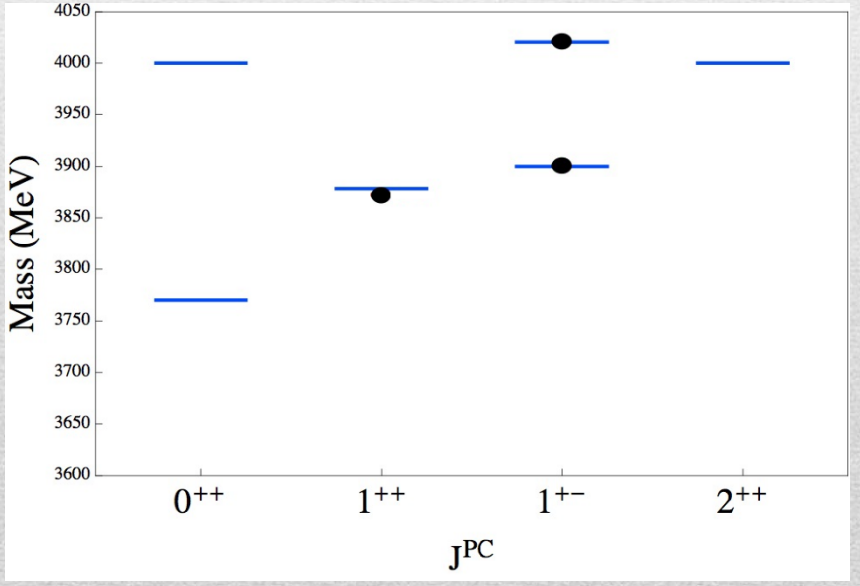
In un modello a quark costituenti, si può definire uno **stato compatto diquark-antidiquark**

$$[cq]_{S=0}[\bar{c}\bar{q}]_{S=1} + h.c.$$

Maiani, Piccinini, Polosa, Riquer PRD71 014028
Faccini, Maiani, Piccinini, AP, Polosa, Riquer PRD87 11, 111102

Spettro calcolabile con l'hamiltoniana color-spin:

$$H = \sum_{dq} m_{dq} - 2\sum_{i<j} \kappa_{ij}\, \vec{S_i} \cdot \vec{S_j}\, \frac{\lambda_i^a}{2}\frac{\lambda_j^a}{2}$$



Schema di decadimento guidato da HQSS ✓
Buona comprensione dello spettro osservato ✓
Previsto un intero nonetto per ogni livello ✗

Tetraquark

Un ansatz recente (solo $\kappa_{cq} \neq 0$) dà un accordo ragionevole con i dati

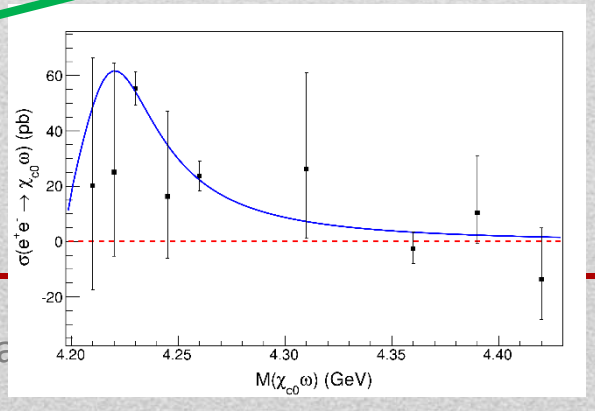
Maiani, Piccinini, Polosa, Riquer PRD89 114010

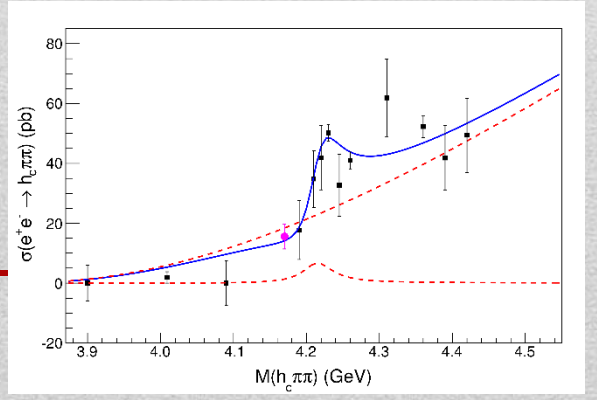
J^{PC}	$cq\ \bar{c}\bar{q}$	$c\bar{c}\ q\bar{q}$	Resonance Assig.	Decays
0^{++}	$\|0,0\rangle$	$1/2\|0,0\rangle + \sqrt{3}/2\|1,1\rangle_0$	$X_0(\sim 3770$ MeV)	$\eta_c, J/\psi$ + light mesons
0^{++}	$\|1,1\rangle_0$	$\sqrt{3}/2\|0,0\rangle - 1/2\|1,1\rangle_0$	$X_0'(\sim 4000$ MeV)	$\eta_c, J/\psi$ + light mesons
1^{++}	$1/\sqrt{2}(\|1,0\rangle + \|0,1\rangle)$	$\|1,1\rangle_1$	$X_1 = X(3872)$	$J/\psi + \rho/\omega,\ DD^*$
1^{+-}	$1/\sqrt{2}(\|1,0\rangle - \|0,1\rangle)$	$1/\sqrt{2}(\|1,0\rangle - \|0,1\rangle)$	$Z = Z(3900)$	$J/\psi + \pi,\ h_c/\eta_c + \pi/\rho$
1^{+-}	$\|1,1\rangle_1$	$1/\sqrt{2}(\|1,0\rangle + \|0,1\rangle)$	$Z' = Z(4020)$	$J/\psi + \pi,\ h_c/\eta_c + \pi/\rho$
2^{++}	$\|1,1\rangle_2$	$\|1,1\rangle_2$	$X_2(\sim 4000$ MeV)	J/ψ + light mesons

Le eccitazioni radiali
$Z(2S) = Z(4430)$
$Y_1(2P) = Y(4360)$
$Y_2(2P) = Y(4660)$
decadono preferibilmente in $\psi(2S)$

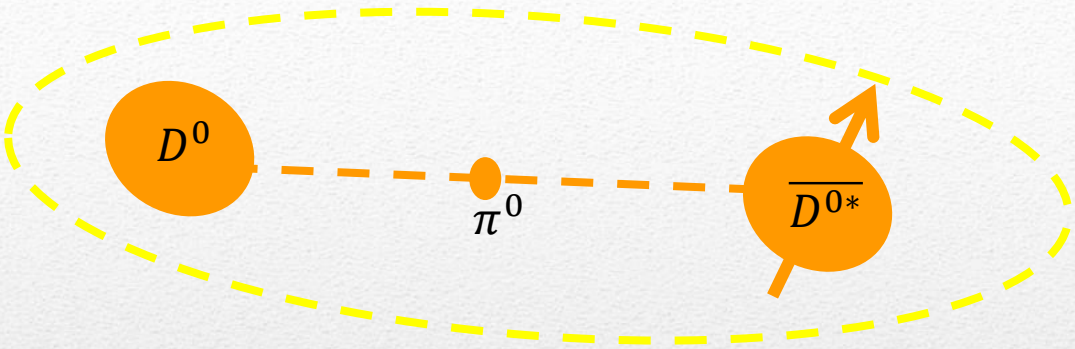
$L = 1$	$P(S_{c\bar{c}}=1) : P(S_{c\bar{c}}=0)$	Assignment	Radiative Decay
Y_1	3:1	$Y(4008)$	$\gamma + X_0$
Y_2	1:0	$Y(4260)$	$\gamma + X$
Y_3	1:3	$Y(4290)/Y(4220)$	$\gamma + X_0'$
Y_4	1:0	$Y(4630)$	$\gamma + X_2$

È stato osservamente recentemente uno stato che sembra rompere HQSS
Faccini, Filaci, Guerrieri, AP, Polosa, arXiv:1412.7196





Molecola



Tornqvist, Z.Phys. C61, 525
Braaten and Kusunoki, PRD69 074005
Swanson, Phys.Rept. 429 243-305

$$X(3872) \sim \bar{D}^0 D^{*0}$$
$$Z_c(3900) \sim \bar{D}^0 D^{*+}$$
$$Z_c'(4020) \sim \bar{D}^{*0} D^{*+}$$
$$Y(4260) \sim \bar{D} D_1$$

Una coppia di mesoni simile al deuterio, l'interazione è mediata dallo scambio di mesoni leggeri

- Buona descrizione dei decadimenti (nei costituenti) e della violazione di isospin in $X(3872)$ ✓
- Gli stati appaiono vicino alle soglie ✓ (ma $Z(4430)$ ✗)
- Le energie di legame variano da -70 a -0.1 MeV, o anche positive (interazione repulsiva) ✗
- Spettro non chiaro (uno stato per ogni soglia?) – dipende dai dettagli del potenziale ✗

È interessante cercare modi di decadimento che hanno predizioni diverse nei diversi modelli

es. $Z_c^{(\prime)} \to \eta_c \rho$ è previsto essere

- un canale dominante in un modello a 4q compatto
- trascurabile per uno stato molecolare

Esposito, Guerrieri, AP, arXiv:1409.3551

Teorema di Weinberg

- Prevede una relazione model-independent ✓
- Valido in MQ per stati risonanti in onda S se $\sqrt{-2\mu E_B} \ll m_\pi$ $(X(3872)$ ✓, $Y(4260)$ ✗$)$

Calcolabile dal $BR(X \to DD^*)$ e Γ_X

$$E_B = -\frac{g_{XDD^*}^4}{512\pi^2}\frac{m_D m_{D^*}}{(m_D + m_{D^*})^5}(1 - \mathrm{Z})^2$$

Compatibile con zero!!!

$$a_0 = -\frac{2(1-Z)}{\sqrt{-2\mu E_B}(2-Z)}$$

Caveat: il formalismo si rompe se $E_B \approx \Gamma_{D^*}$

La scelta di un modello permette di calcolare più osservabili,

vedi il caso di $\frac{BR(X \to \psi(2S)\gamma)}{BR(X \to J/\psi\,\gamma)}$

Produzione prompt di $X(3872)$

La $X(3872)$ è la regina delle risonanze esotiche
L'interpretazione più famosa è in termini di una molecola $D^0\bar{D}^{0*}$

Bignamini, Grinstein, Piccinini, Polosa, Sabelli, PRL103, 162001

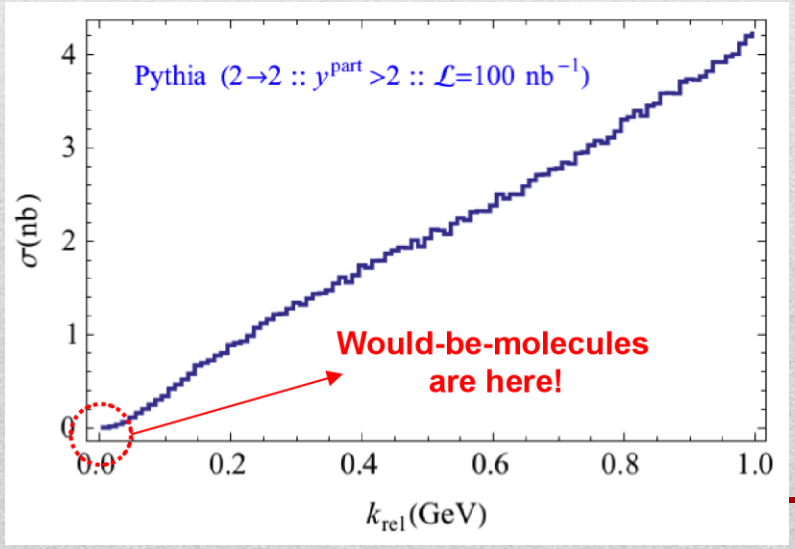
Ma l'energia di legame è $E_B \approx -0.14 \pm 0.22$ MeV: molto piccola!
Un semplice modello a buca quadrata dà $k_{max} \approx 50$ MeV

Esposito, Piccinini, AP, Polosa, JMP 4, 1569

Quante coppie con impulso relativo così piccolo vengono prodotte ai collider adronici?

Guerrieri, Piccinini, AP, Polosa, PRD90, 034003

$$\sigma(p\bar{p} \to X(3872)) \sim \int d^3k\, |\langle X|D\bar{D}^*\rangle\langle D\bar{D}^*|p\bar{p}\rangle|^2 < \int_{k<k_{max}} d^3k\, |\langle D\bar{D}^*|p\bar{p}\rangle|^2$$



Con simulazioni MC otteniamo
$\sigma(p\bar{p} \to DD^*) \approx 0.1$ nb @$\sqrt{s} = 1.96$ TeV

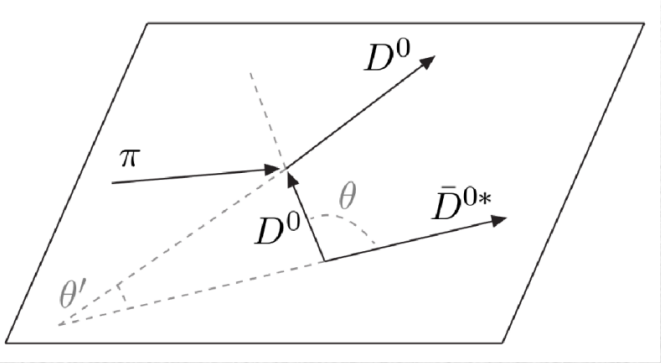
Sperimentalmente
$\sigma(p\bar{p} \to X(3872)) \approx 30$ nb!!!

Problematico per la molecola

Un nuovo meccanismo?

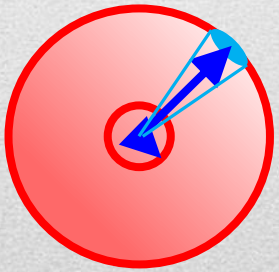
In un'ottica da palla da biliardo, i pioni presenti possono interagire elasticamente con $D(D^*)$, e rallentare le coppie DD^*

Esposito, Piccinini, AP, Polosa, JMP 4, 1569
Guerrieri, Piccinini, AP, Polosa, PRD90, 034003

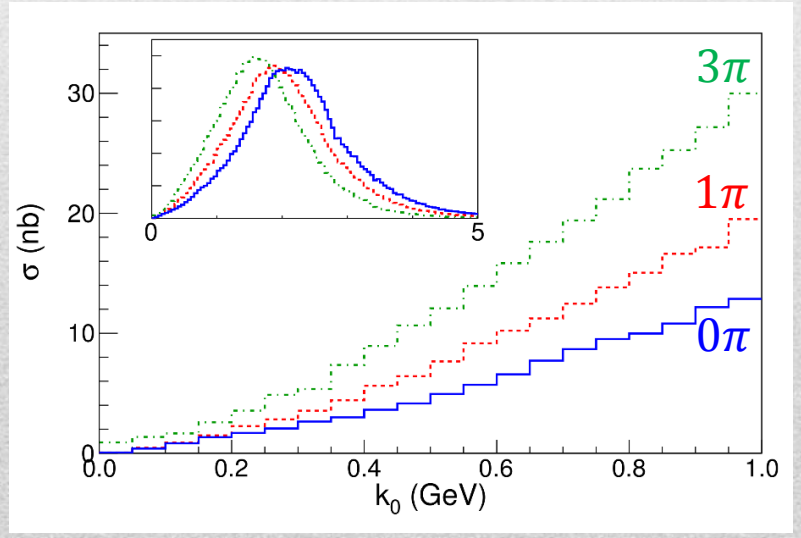


Il meccanismo implica che i mesoni D sono effettivamente "spinti" nella buca (problema dei 3 corpi classico)

$X(3872)$ è un vero stato legato a energia negativa (stabile)
Si spiega anche la larghezza $\Gamma_X \sim \Gamma_{D^*} \sim 100$ keV



Comparando i tempi di adronizzazione dei mesoni pesanti e leggeri, stimiamo che fino a ~ 3 collisioni possono accadere prima che la coppia pesante voli via



Otteniamo $\sigma(p\bar{p} \to X(3872)) \sim 5$ nb, ancora non sufficienti per spiegare la sezione d'urto sperimentale

$X(3872) \sim$ Deuterio?

Guerrieri, Piccinini, AP, Polosa, PRD90, 034003

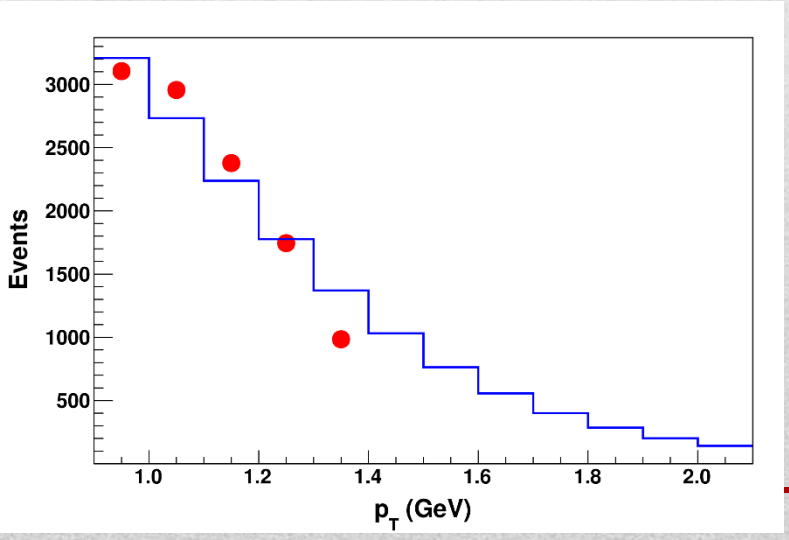
Se $X(3872)$ è una molecola ~deuterio, possiamo comparare le sezioni d'urto

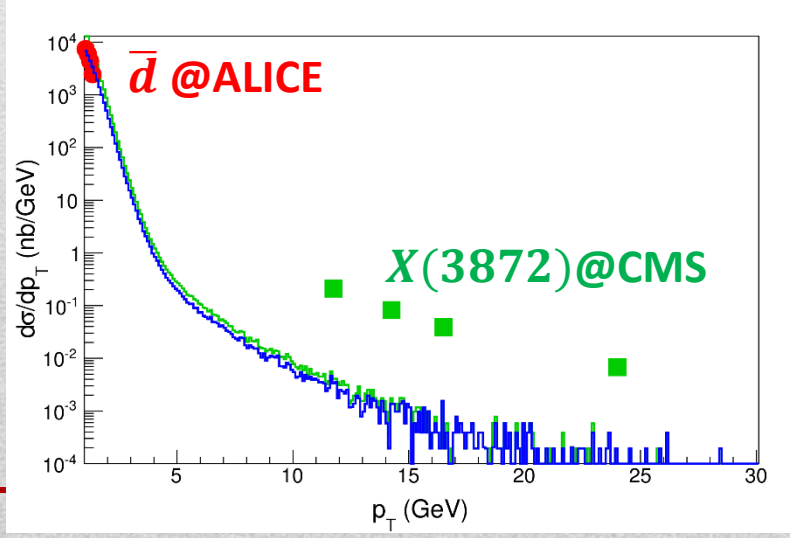
Usiamo i dati sull'antideuterio di ALICE e simuliamo MC per estrapolare ad alto p_T

A $p_{Tmin} \sim 1$ GeV, la sezione d'urto totale esplode, non possiamo normalizzare
Scegliamo un K factor per fittare i dati: indipendente da k_{max}

3 ordini di grandezza più piccolo della sez. d'urto per la $X(3872)$ a CMS!

Sono oggetti simili?





$X(3872) \sim$ Deuterio?

Guerrieri, Piccinini, AP, Polosa, PRD90, 034003

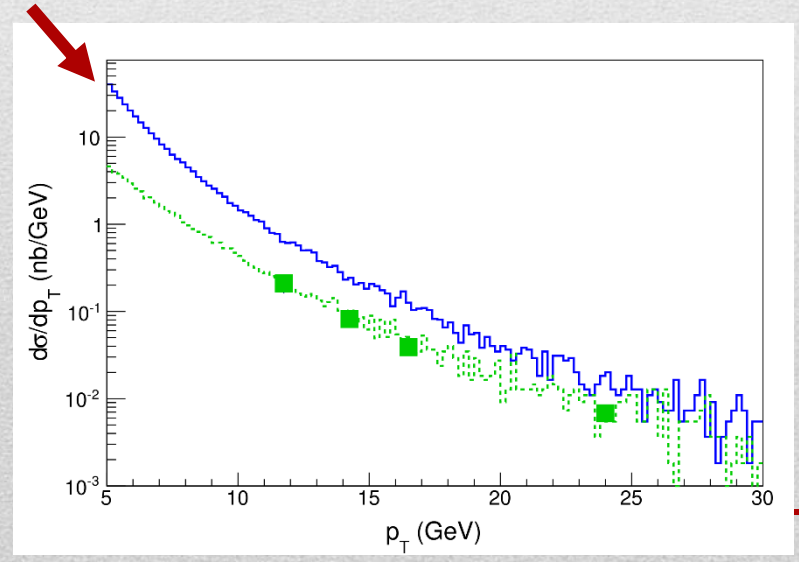
Possiamo procedere al contrario normalizzando ai dati di CMS per la $X(3872)$, le predizioni per l'antideuterio sono più grandi della precedente

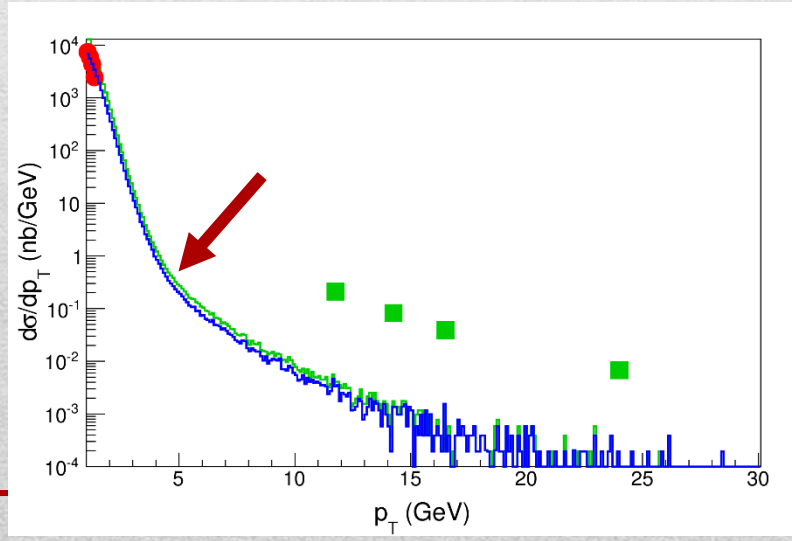
Non credete al MC!

Vogliamo i dati!!!

- I dati di ALICE sono preliminari
- MC non affidabile a $p_T \sim 1$ GeV
- Dipendenza dai modelli di adronizzazione
- Differenti funzioni di frammentazione

Se ALICE raggiungesse $5 - 8$ GeV di p_T, l'argomento sarebbe dirimente





Risonanze di Feshbach

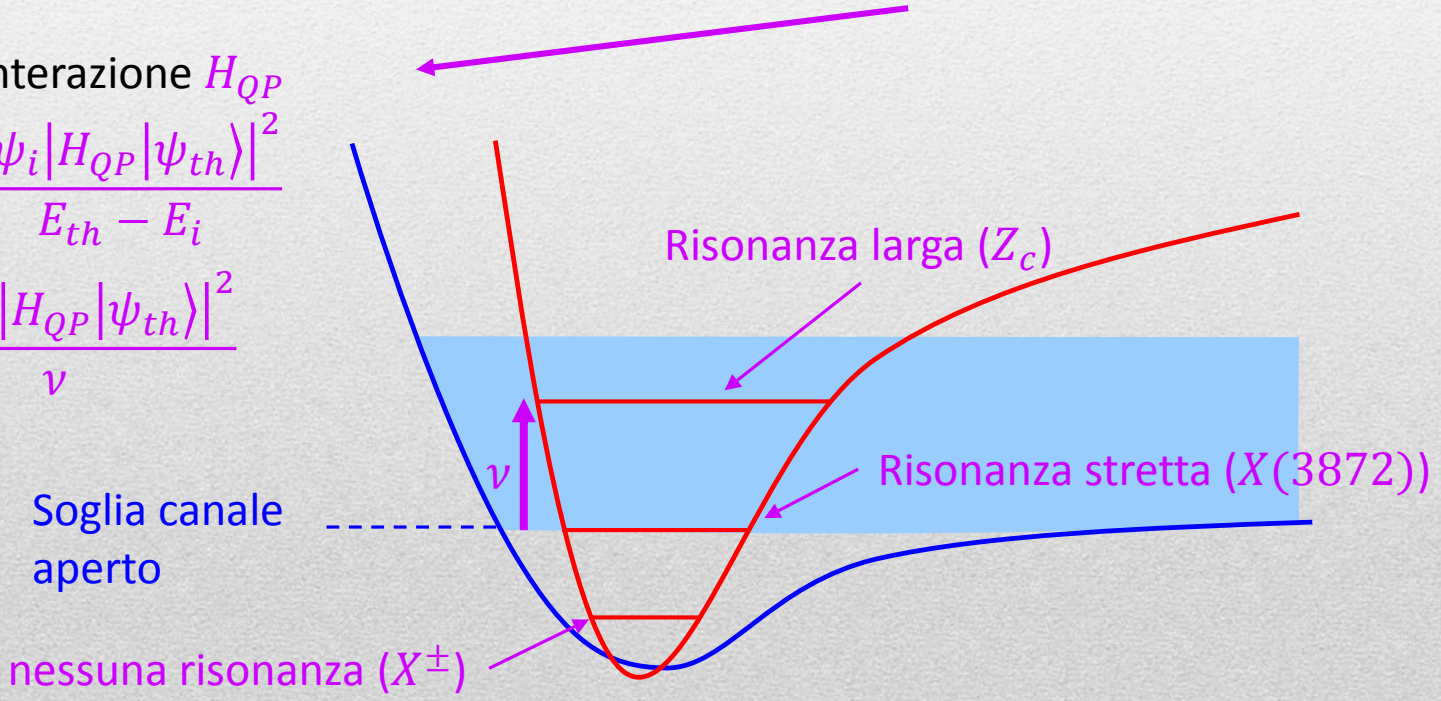
Braaten and Kusunoki, PRD69, 074005
Papinutto, Piccinini, AP, Polosa, Tantalo arXiv:1311.7374
Guerrieri, Piccinini, AP, Polosa, PRD90, 034003

Nella fisica degli atomi freddi esiste un meccanismo per cui due atomi possono interagire tramite due potenziali, risp. con lo spettro continuo (molecola) and discreto (4q)
es. DD^* ha gli stessi numeri quantici di $[cu][\bar{c}\bar{u}]$, gli operatori mischiano sotto rinormalizzazione

Aggiungiamo un'interazione H_{QP}

$$a \simeq a_P + C \sum \frac{\left|\langle \psi_i | H_{QP} | \psi_{th} \rangle\right|^2}{E_{th} - E_i}$$

$$\simeq a_{NR} - C \frac{\left|\langle \psi_{res} | H_{QP} | \psi_{th} \rangle\right|^2}{\nu}$$



Risonanze di Feshbach

Imponiamo un cutoff su $\nu < 100$ MeV

$X(3872)$ dovrebbe essere uno stato $I = 0$, ma $M(1^{++}) < M(D^{+*}D^{-})$

Nessuna componente carica, violazione di isospin!

Se assumiamo $\Gamma = A\sqrt{\nu}$, possiamo usare $Z_c(3900)$ per estrarre $A = 10 \pm 5$ MeV$^{1/2}$

Questo valore è compatibile per tutte le risonanze (caveat: errori grandi...)

Canale aperto	M_{4q} (MeV)	ν (MeV)	Γ (MeV)	$I^G J^{PC}$	nome
$D^{*0}\bar{D}^0$	3872	0	0	1^-1^{++}	$X(3872)$
$D^{*+}\bar{D}^0$	3900	24	53	1^+1^{+-}	$Z_c(3900)$
$D^{*+}\bar{D}^0$	4025	8	24	1^+1^{+-}	$Z_c'(4025)$
$\eta_c(2S)\rho^+$	4475	75	>150	1^+1^{+-}	$Z(4430)$
$B^{*+}\bar{B}^0$	10610	3	18	1^+1^{+-}	$Z_b(10610)$
$B^{*+}\bar{B}^{*0}$	10650	1.8	11	1^+1^{+-}	$Z_b'(10650)$

Nota che $\Gamma(Z_b')/\Gamma(Z_b) \approx 0.63, \sqrt{\nu(Z_b')/\nu(Z_b)} \approx 0.77$

Conclusioni

Lo studio del settore esotico pesante è un compito difficile
Gli esperimenti sono molto prolifici! Feedback costante sulle predizioni

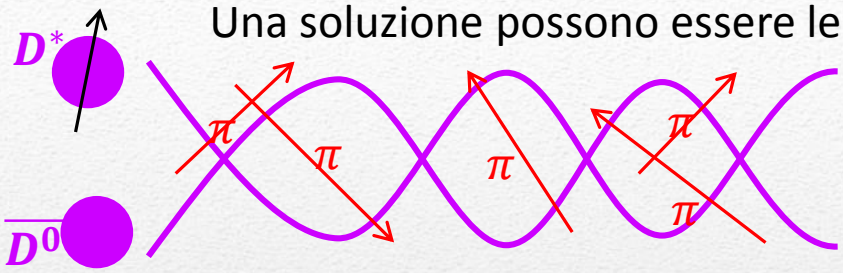
Gli stati a multiquark sono stati scoperti, lo scopo della fenomenologia è offrirne una descrizione unitaria

- Il modello diquark-antidiquark descrive con successo lo spettro di molti stati e costituisce il miglior candidato per spiegare la produzione prompt
- Lo studio degli spettri e dei decadimenti migliora la nostra comprensione, nuovi dati attesi da BESIII, LHCb, Belle II, ALICE
- Il meccanismo di Feshbach può essere efficace nel ridurre il numero di stati predetti dal modello a tetraquark, e include alcune proprietà interessanti della descrizione molecolare

Grazie

BACKUP

Stimare k_{max}



Una soluzione possono essere le FSI (rescattering del DD^*) , che permettono un k_{max} dell'ordine di $5m_\pi \sim 700$ MeV

$\sigma(p\bar{p} \to DD^* | k < k_{max}) \approx 230$ nb

Artoisenet and Braaten, PRD81, 114018

Comunque, l'applicabilità del teorema di Watson è resa incerta dalla presenza di pioni che interferiscono con la propagazione della coppia DD^*

Bignamini, Grinstein, Piccinini, Polosa, Riquer, Sabelli, PLB684, 228-230

Le FSI saturano il limite di unitarietà? L'influenza dei pioni è piccola?

Artoisenet and Braaten, PRD83, 014019

Guo, Meissner, Wang, Yang, JHEP 1405, 138; EPJC74 9, 3063; CTP 61 354

usano $E_{max} = M_X + \Gamma_X$ per stati instabili sopra soglia

Con scelte differenti, incertezze di 2 ordini di grandezza,

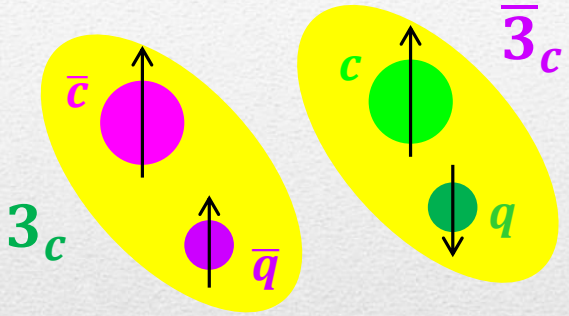
limitazioni sulla predittività

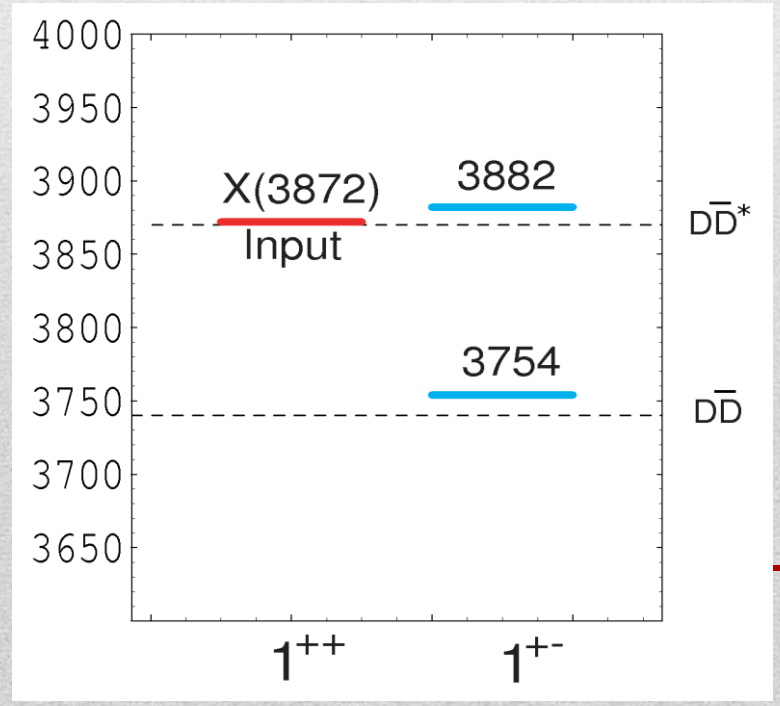
Tetraquark (type I)

In un modello a quark costituenti, si può definire uno **stato compatto diquark-antidiquark**

Maiani, Piccinini, Polosa, Riquer PRD71 014028

$$H = \sum_i m_i - 2 \sum_{i<j} \kappa_{ij} \, \vec{S_i} \cdot \vec{S_j} \, \frac{\lambda_i^a}{2} \frac{\lambda_j^a}{2}$$





La massa costituente del diquark non è nota

↓

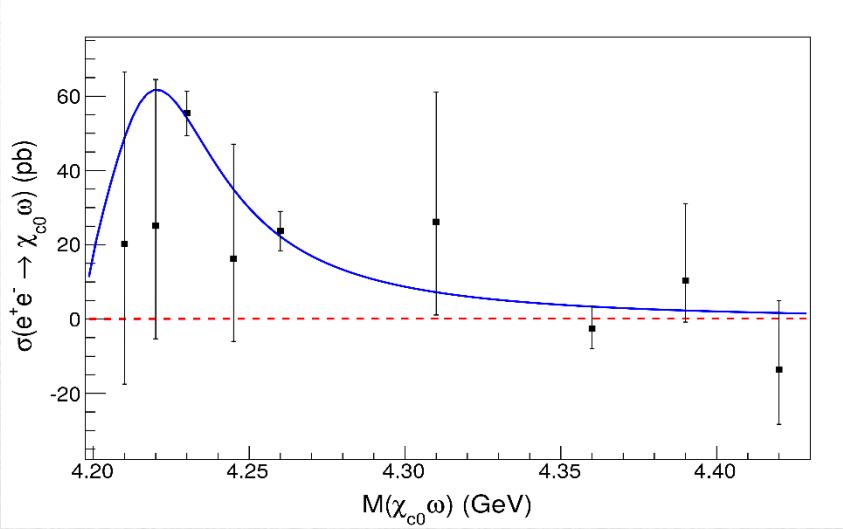
Possiamo usare $X(3872)$ come input per predire le masse dei mesoni composti dagli stessi diquarks

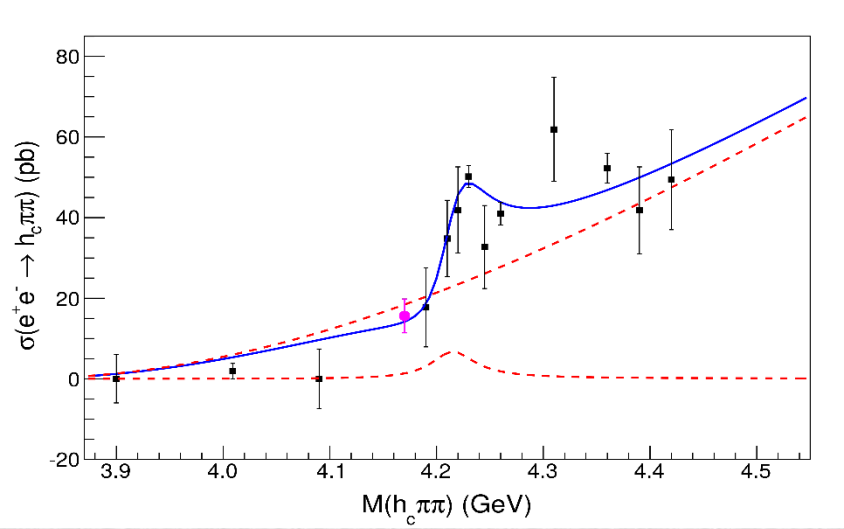
↓

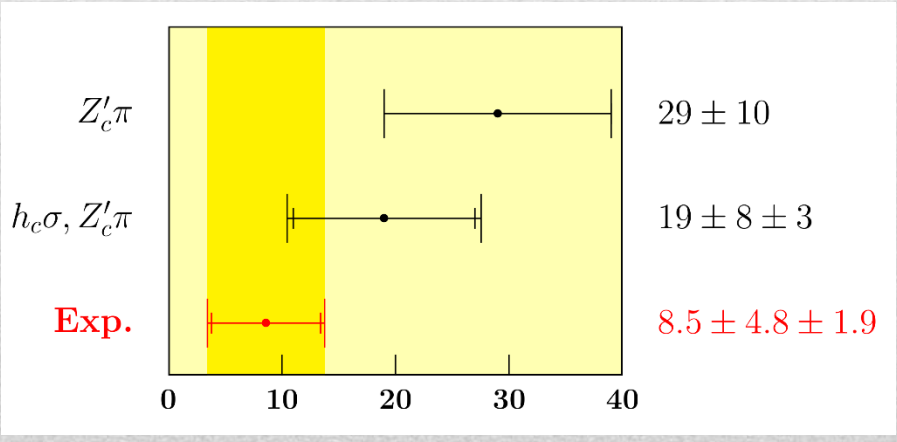
Predetta $Z_c(3900)$ + uno stato più leggero

$Y(4220)$

Faccini, Filaci, Guerrieri, AP, Polosa, arXiv:1412.7196







$$\langle \chi_{c0}(p)\,\omega(\eta,q)|Y(\lambda,P)\rangle = g_\chi\,\eta\cdot\lambda,$$
$$\langle Z_c'(\eta,q)\,\pi(p)|Y(\lambda,P)\rangle = g_Z\,\eta\cdot\lambda,$$
$$\langle h_c(\eta,q)\,\sigma(p)|Y(\lambda,P)\rangle = g_h\,\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\eta^\mu\lambda^\nu\frac{P^\rho q^\sigma}{P\cdot q},$$

Rapporto tra i coupling dato da HQSS

$$\frac{\Gamma\left(Y(4220)\to\chi_{c0}\omega\right)}{\Gamma(Y(4220)\to Z_c'^{\pm}\pi^{\mp}\to h_c\pi^+\pi^-)} = 29\pm10,$$

$$\frac{\Gamma\left(Y(4220)\to\chi_{c0}\omega\right)}{\Gamma\left(Y(4220)\to(h_c\sigma,Z_c'\pi)\to h_c\pi^+\pi^-\right)} = 19\pm8\pm3,$$

$Z_c(3900) \to \eta_c \rho$

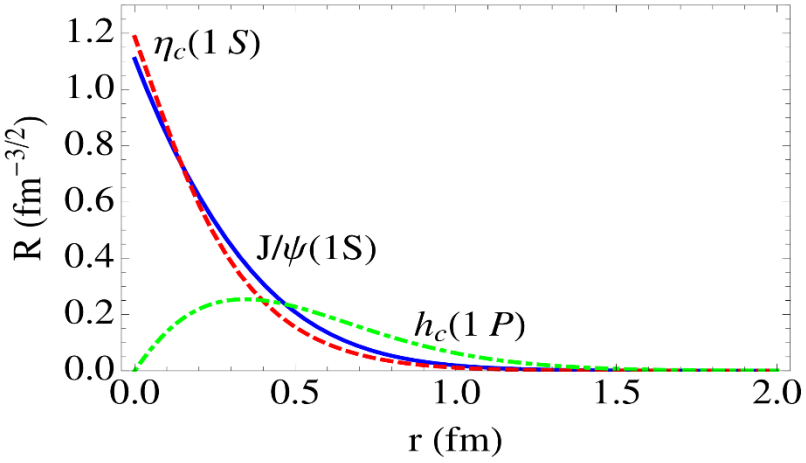
Esposito, Guerrieri, AP, arXiv:1409.3551

Se tetraquark

Cinematica da PHS e HQSS

Dinamica stimata con un modello di

Brodsky, Hwang, Lebed, PRL113, 112001

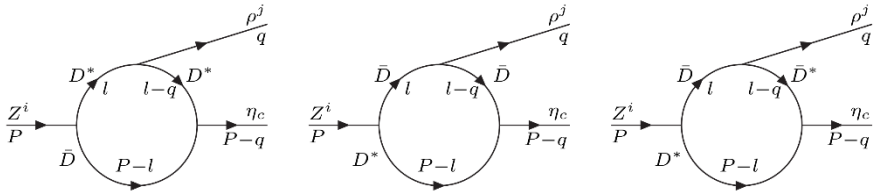


	Kinematics only		Dynamics included	
	type I	type II	type I	type II
$\frac{\mathcal{BR}(Z_c \to \eta_c \rho)}{\mathcal{BR}(Z_c \to J/\psi \pi)}$	5.6×10^2	6.8×10^{-1}	3.9×10^2	4.8×10^{-1}
$\frac{\mathcal{BR}(Z_c' \to \eta_c \rho)}{\mathcal{BR}(Z_c' \to h_c \pi)}$	2.0×10^2		3.6×10^1	

Se molecola

Non-Relativistic Effective Theory

HQET e Hidden gauge Lagrangian



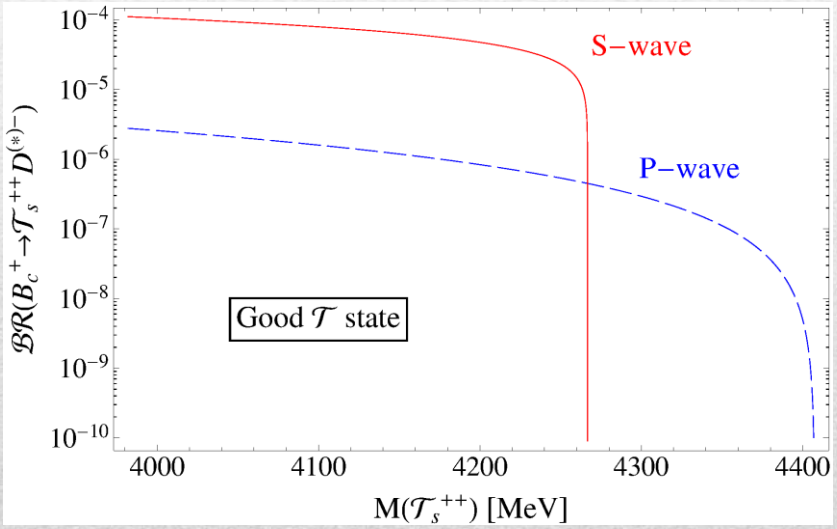
$$\frac{\mathcal{BR}(Z_c \to \eta_c \rho)}{\mathcal{BR}(Z_c \to J/\psi \pi)} = 0.053 \pm 0.011; \qquad \frac{\mathcal{BR}(Z_c' \to \eta_c \rho)}{\mathcal{BR}(Z_c' \to h_c \pi)} = 0.012 \pm 0.002$$

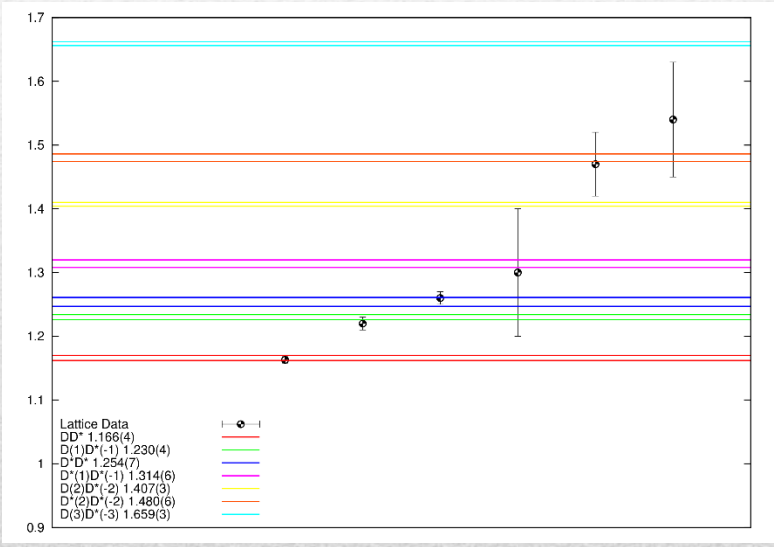
Stati con doppio charm

Abbiamo proposto di cercare stati con doppio charm,
che nel modello a tetraquark sono descritti da $[cc]_{S=1}[\bar{q}\bar{q}]_{S=0,1}$

Questi stati possono essere cercati nei decadimenti del B_c @LHC e cercati su reticolo

Esposito, Papinutto, AP, Polosa, Tantalo, PRD88 (2013) 054029

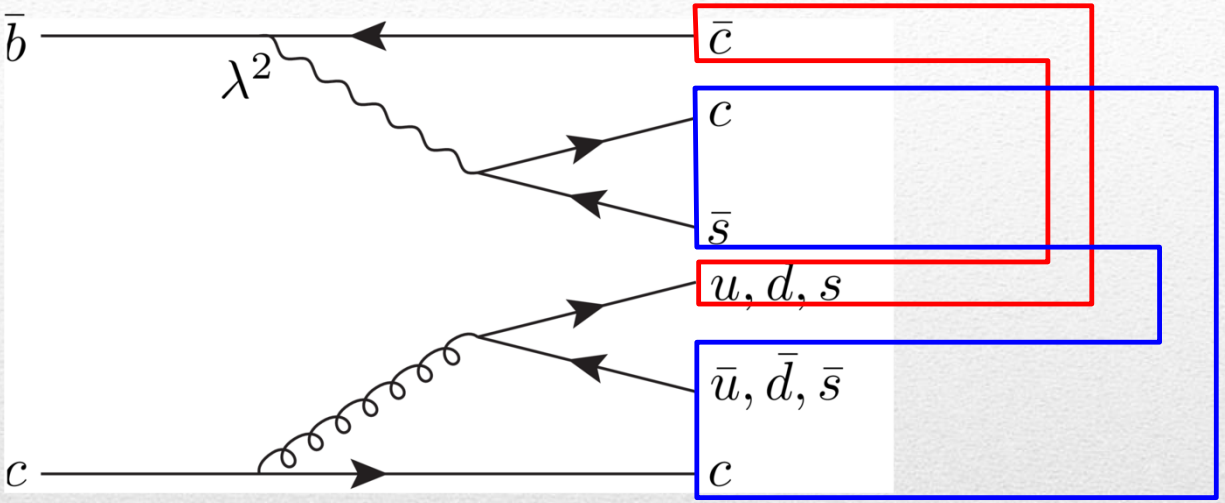




Risultati preliminari sullo spettro per $m_\pi = 490$ MeV, $\mathrm{V} = 32^3 \times 64$, $a = 0.075$ fm

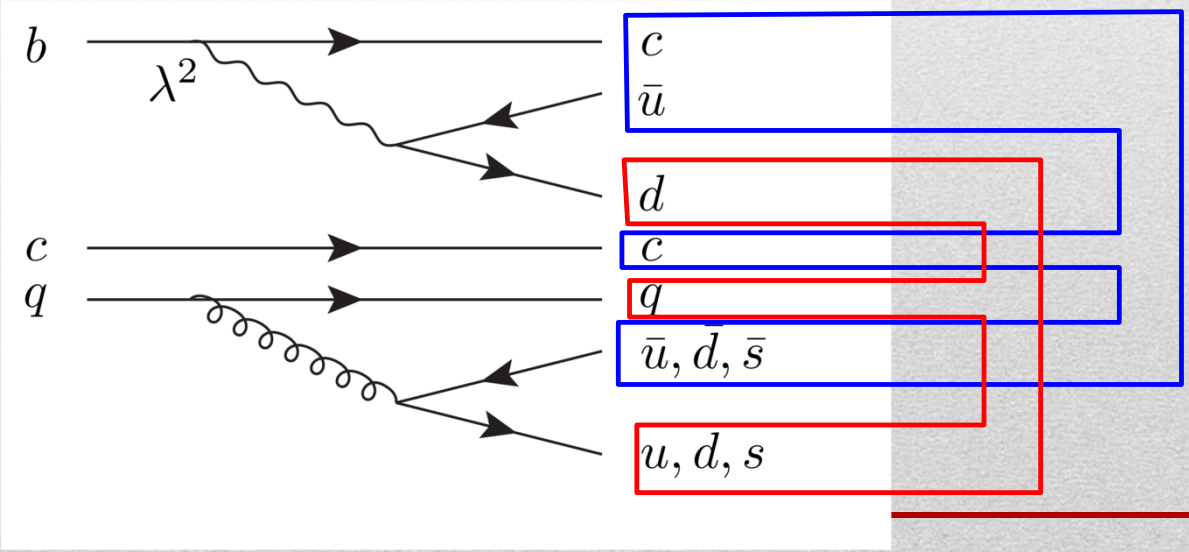
Guerrieri, Papinutto, AP, Polosa, Tantalo, PoS LATTICE2014 106

Produzione degli stati T



$\overline{D^0}, D^-, D_s^-$

$T_s^+, T_s^{++}, T_{ss}^{++}$



T^0, T^+, T_s^+

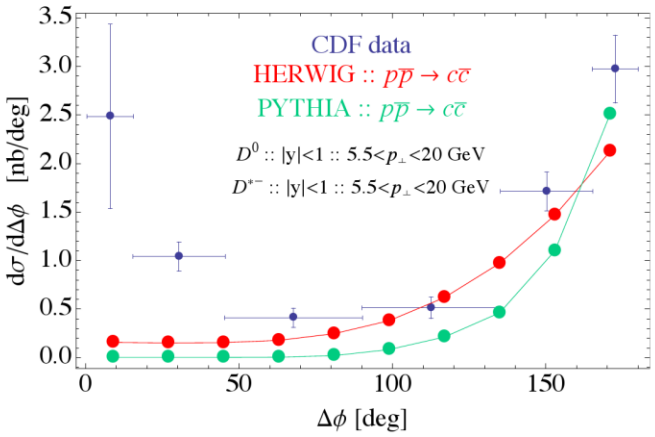
$p, n, \Lambda, \Sigma, \Xi \ldots$

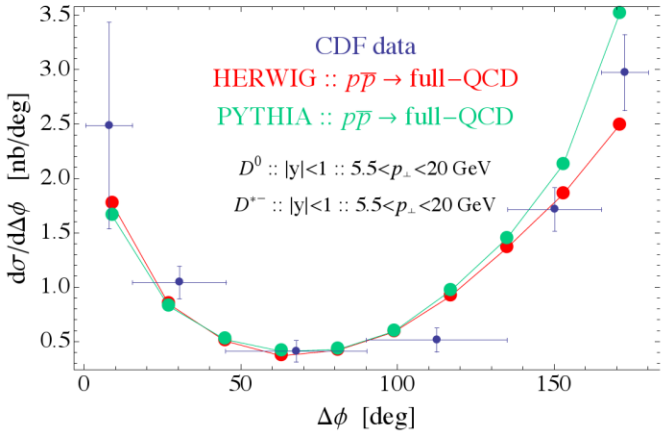
Tuning del MC

Monte Carlo simulations

A. Esposito

- Compariamo la distribuzione delle coppie $D^0 D^{*-}$ in funzione dell'angolo azimutale relativo con i risultati di CDF





Il run $c\bar{c}$ sottostima la regione a piccoli angoli (basso k_0)!

Queste distribuzioni di coppie di mesoni open charm sono disponibili solo per il Tevatron

Nessuna distribuzione è stata (ancora) pubblicata da LHC

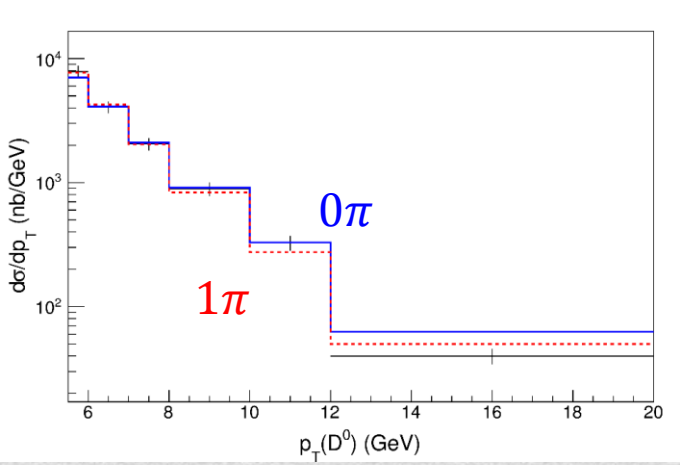
Tuning dei pioni

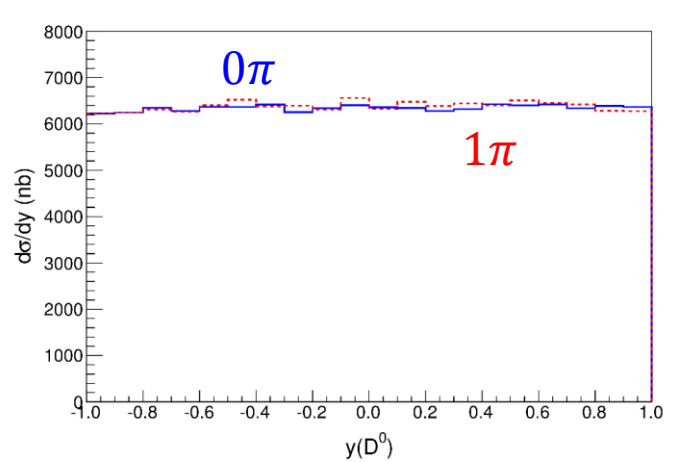
Questo sistema potrebbe modificare le distribuzioni di singoli mesoni open charm utilizzate per il tuning dei MC

Verifichiamo che non succede a meno di un K factor overall

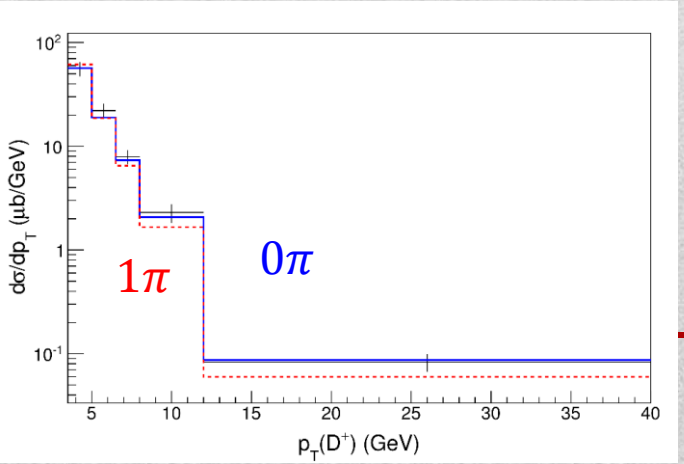
Guerrieri, Piccinini, AP, Polosa, PRD90, 034003

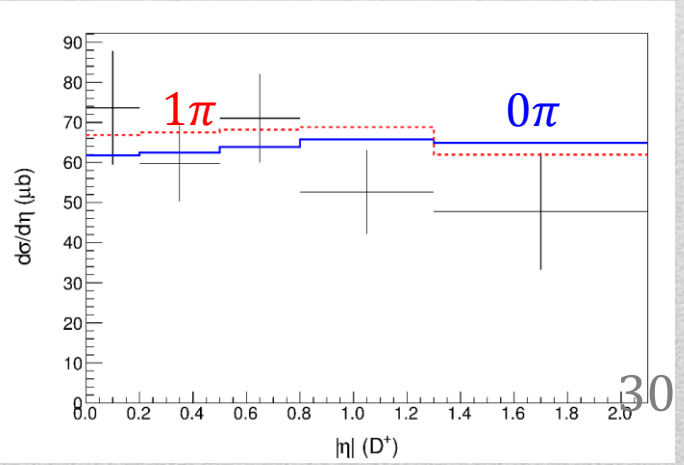
Né a CDF...





...né ad ATLAS





$Z_c(3900)$

mysterious particle

Physics
spotlighting exceptional research

Home | About | Browse | APS Journals

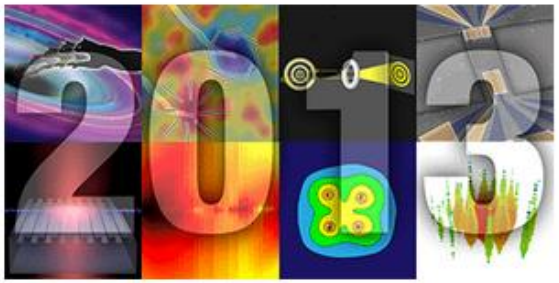
Notes from the Editors: Highlights of the Year

Published December 30, 2013 | Physics **6**, 139 (2013) | DOI: 10.1103/Physics.6.139

***Physics* looks back at the standout stories of 2013.**

As 2013 draws to a close, we look back on the research covered in *Physics* that really made waves in and beyond the physics community. In thinking about which stories to highlight, we considered a combination of factors: popularity on the website, a clear element of surprise or discovery, or signs that the work could lead to better technology. On behalf of the *Physics* staff, we wish everyone an excellent New Year.

– Matteo Rini and Jessica Thomas



Images from popular *Physics* stories in 2013.

Four-Quark Matter

Quarks come in twos and threes—or so nearly every experiment has told us. This summer, the BESIII Collaboration in China and the Belle Collaboration in Japan reported they had sorted through the debris of high-energy electron-positron collisions and seen a mysterious particle that appeared to contain four quarks. Though other explanations for the nature of the particle, dubbed $Z_c(3900)$, are possible, the "tetraquark" interpretation may be gaining traction: BESIII has since seen a series of other particles that appear to contain four quarks.

Produzione & Feshbach?

Ritornando alle collisioni $pp(\bar{p})$, possiamo supporre che l'adronizzazione produca uno stato

$$|\psi\rangle = \alpha|[qQ][\bar{q}\bar{Q}]\rangle_c + \beta|(\bar{q}q)(\bar{Q}Q)\rangle_o + \gamma|(\bar{q}Q)(\bar{Q}q)\rangle_o$$

Se $\beta, \gamma \gg \alpha$, lo stato iniziale difficilmente sarà un tetraquark
I mesoni nel canale aperto volano via (vedi le simulazioni MC)

Se il meccanismo di Feshbach è al lavoro, uno stato aperto può risuonare in uno chiuso

Nessuna produzione prompt senza risonanze di Feshbach!

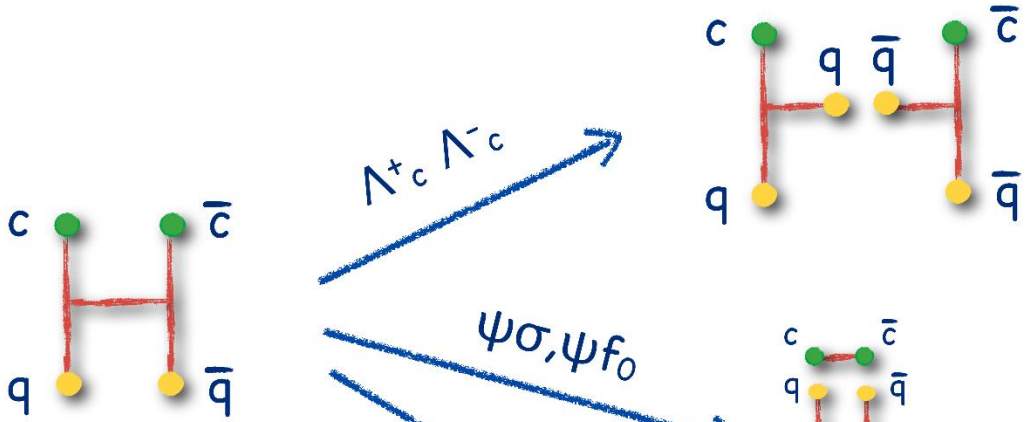
Per esempio, compariamo la $X(3872)$ a soglia con la $Y(4260)$ sotto soglia
(dati su $X(3872)$ di CMS: JHEP 1304, 154)

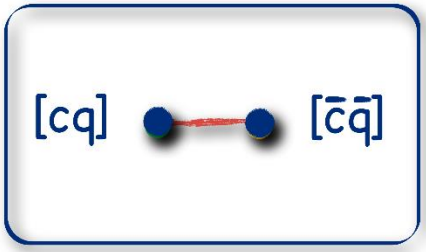
$$\frac{\sigma\left(pp \to X(3872)\right) \times BR(X(3872) \to J/\psi\, \pi^+\pi^-)}{\sigma(pp \to Y(4260)) \times BR(Y(4260) \to J/\psi\, \pi^+\pi^-)} \sim 10^2$$

Barionio

C. Sabelli

- Una struttura [cq][$\bar{c}\bar{q}$] è in grado di spiegare la forte dominanza del canale barionico





Rossi, Veneziano,
NPB 123, 507;
Phys.Rept. 63, 149;
PLB70, 255