Dottorato:

«Tecniche sperimentali in fisica nucleare»

Lo Zoo Adronico

Meson Summary Table

See also the table of suggested $q\overline{q}$ quark-model assignments in the Quark Model section.

• Indicates particles that appear in the preceding Meson Summary Table. We do not regard the other entries as being established.

LIGHT UNFLAVORED ($S = C = B = 0$)

	$I^G(J^{PC})$		$I^G(J^{PC})$
• $\pi^\pm$	$1^-(0^-)$	• $\phi(1680)$	$0^-(1^{--})$
• π^0	$1^-(0^{-+})$	• $\rho_3(1690)$	$1^+(3^{--})$
• η	$0^+(0^{-+})$	• $\rho(1700)$	$1^+(1^{--})$
• $f_0(600)$	$0^+(0^{++})$	$a_2(1700)$	$1^-(2^{++})$
• $\rho(770)$	$1^+(1^{--})$	• $f_0(1710)$	$0^+(0^{++})$
• $\omega(782)$	$0^-(1^{--})$	$\eta(1760)$	$0^+(0^{-+})$
• $\eta'(958)$	$0^+(0^{-+})$	• $\pi(1800)$	$1^-(0^{-+})$
• $f_0(980)$	$0^+(0^{++})$	$f_2(1810)$	$0^+(2^{++})$
• $a_0(980)$	$1^-(0^{++})$	$X(1835)$	$?^?(?^{-+})$
• $\phi(1020)$	$0^-(1^{--})$	• $\phi_3(1850)$	$0^-(3^{--})$
• $h_1(1170)$	$0^-(1^{+-})$	$\eta_2(1870)$	$0^+(2^{-+})$
• $b_1(1235)$	$1^+(1^{+-})$	• $\pi_2(1880)$	$1^-(2^{-+})$
• $a_1(1260)$	$1^-(1^{++})$	$\rho(1900)$	$1^+(1^{--})$
• $f_2(1270)$	$0^+(2^{++})$	$f_2(1910)$	$0^+(2^{++})$
• $f_1(1285)$	$0^+(1^{++})$	• $f_2(1950)$	$0^+(2^{++})$
• $\eta(1295)$	$0^+(0^{-+})$	$\rho_3(1990)$	$1^+(3^{--})$
• $\pi(1300)$	$1^-(0^{-+})$	• $f_2(2010)$	$0^+(2^{++})$
• $a_2(1320)$	$1^-(2^{++})$	$f_0(2020)$	$0^+(0^{++})$
• $f_0(1370)$	$0^+(0^{++})$	• $a_4(2040)$	$1^-(4^{++})$
$h_1(1380)$	$?^-(1^{+-})$	• $f_4(2050)$	$0^+(4^{++})$
• $\pi_1(1400)$	$1^-(1^{-+})$	$\pi_2(2100)$	$1^-(2^{-+})$
• $\eta(1405)$	$0^+(0^{-+})$	$f_0(2100)$	$0^+(0^{++})$
• $f_1(1420)$	$0^+(1^{++})$	$f_2(2150)$	$0^+(2^{++})$
• $\omega(1420)$	$0^-(1^{--})$	$\rho(2150)$	$1^+(1^{--})$
$f_2(1430)$	$0^+(2^{++})$	$\phi(2170)$	$0^-(1^{--})$
• $a_0(1450)$	$1^-(0^{++})$	$f_0(2200)$	$0^+(0^{++})$
• $\rho(1450)$	$1^+(1^{--})$	$f_J(2220)$	$0^+(2^{++}$
• $\eta(1475)$	$0^+(0^{-+})$		or $4^{++})$
• $f_0(1500)$	$0^+(0^{++})$	$\eta(2225)$	$0^+(0^{-+})$
$f_1(1510)$	$0^+(1^{++})$	$\rho_3(2250)$	$1^+(3^{--})$
• $f'_2(1525)$	$0^+(2^{++})$	• $f_2(2300)$	$0^+(2^{++})$
$f_2(1565)$	$0^+(2^{++})$	$f_4(2300)$	$0^+(4^{++})$
$\rho(1570)$	$1^+(1^{--})$	$f_0(2330)$	$0^+(0^{++})$
$h_1(1595)$	$0^-(1^{+-})$	• $f_2(2340)$	$0^+(2^{++})$
• $\pi_1(1600)$	$1^-(1^{-+})$	$\rho_5(2350)$	$1^+(5^{--})$
$a_1(1640)$	$1^-(1^{++})$	$a_6(2450)$	$1^-(6^{++})$
$f_2(1640)$	$0^+(2^{++})$	$f_6(2510)$	$0^+(6^{++})$
• $\eta_2(1645)$	$0^+(2^{-+})$		
• $\omega(1650)$	$0^-(1^{--})$	**OTHER LIGHT**	
• $\omega_3(1670)$	$0^-(3^{--})$	Further States	
• $\pi_2(1670)$	$1^-(2^{-+})$		

STRANGE ($S = \pm1$, $C = B = 0$)

	$I(J^P)$
• $K^\pm$	$1/2(0^-)$
• K^0	$1/2(0^-)$
• K^0_S	$1/2(0^-)$
• K^0_L	$1/2(0^-)$
$K^*_0(800)$	$1/2(0^+)$
• $K^*(892)$	$1/2(1^-)$
• $K_1(1270)$	$1/2(1^+)$
• $K_1(1400)$	$1/2(1^+)$
• $K^*(1410)$	$1/2(1^-)$
• $K^*_0(1430)$	$1/2(0^+)$
• $K^*_2(1430)$	$1/2(2^+)$
$K(1460)$	$1/2(0^-)$
$K_2(1580)$	$1/2(2^-)$
$K(1630)$	$1/2(?^?)$
$K_1(1650)$	$1/2(1^+)$
• $K^*(1680)$	$1/2(1^-)$
• $K_2(1770)$	$1/2(2^-)$
• $K^*_3(1780)$	$1/2(3^-)$
• $K_2(1820)$	$1/2(2^-)$
$K(1830)$	$1/2(0^-)$
$K^*_0(1950)$	$1/2(0^+)$
$K^*_2(1980)$	$1/2(2^+)$
• $K^*_4(2045)$	$1/2(4^+)$
$K_2(2250)$	$1/2(2^-)$
$K_3(2320)$	$1/2(3^+)$
$K^*_5(2380)$	$1/2(5^-)$
$K_4(2500)$	$1/2(4^-)$
$K(3100)$	$?^?(?^{??})$

CHARMED ($C = \pm1$)

• $D^\pm$	$1/2(0^-)$
• D^0	$1/2(0^-)$
• $D^*(2007)^0$	$1/2(1^-)$
• $D^*(2010)^\pm$	$1/2(1^-)$
$D^*_0(2400)^0$	$1/2(0^+)$
$D^*_0(2400)^\pm$	$1/2(0^+)$
• $D_1(2420)^0$	$1/2(1^+)$
$D_1(2420)^\pm$	$1/2(?^?)$
$D_1(2430)^0$	$1/2(1^+)$
• $D^*_2(2460)^0$	$1/2(2^+)$
• $D^*_2(2460)^\pm$	$1/2(2^+)$
$D^*(2640)^\pm$	$1/2(?^?)$

CHARMED, STRANGE ($C = S = \pm1$)

	$I(J^P)$
• $D^\pm_s$	$0(0^-)$
• $D^{*\pm}_s$	$0(?^?)$
• $D^*_{s0}(2317)^\pm$	$0(0^+)$
• $D_{s1}(2460)^\pm$	$0(1^+)$
• $D_{s1}(2536)^\pm$	$0(1^+)$
• $D_{s2}(2573)^\pm$	$0(?^?)$
$D_{s1}(2700)^\pm$	$0(1^-)$

BOTTOM ($B = \pm1$)

• $B^\pm$	$1/2(0^-)$
• B^0	$1/2(0^-)$
• $B^\pm/B^0$ ADMIXTURE	
• $B^\pm/B^0/B^0_s/b$-baryon ADMIXTURE	
V_{cb} and V_{ub} CKM Matrix Elements	
• B^*	$1/2(1^-)$
$B^*_J(5732)$	$?(?^?)$
• $B_1(5721)^0$	$1/2(1^+)$
• $B^*_2(5747)^0$	$1/2(2^+)$

BOTTOM, STRANGE ($B = \pm1$, $S = \mp1$)

• B^0_s	$0(0^-)$
• B^*_s	$0(1^-)$
• $B_{s1}(5830)^0$	$1/2(1^+)$
• $B^*_{s2}(5840)^0$	$1/2(2^+)$
$B^*_{sJ}(5850)$	$?(?^?)$

BOTTOM, CHARMED ($B = C = \pm1$)

• $B^\pm_c$	$0(0^-)$

$c\overline{c}$

	$I^G(J^{PC})$
• $\eta_c(1S)$	$0^+(0^{-+})$
• $J/\psi(1S)$	$0^-(1^{--})$
• $\chi_{c0}(1P)$	$0^+(0^{++})$
• $\chi_{c1}(1P)$	$0^+(1^{++})$
• $h_c(1P)$	$?^?(1^{+-})$
• $\chi_{c2}(1P)$	$0^+(2^{++})$
• $\eta_c(2S)$	$0^+(0^{-+})$
• $\psi(2S)$	$0^-(1^{--})$
• $\psi(3770)$	$0^-(1^{--})$
• $X(3872)$	$0^?(?^{?+})$
$\chi_{c2}(2P)$	$0^+(2^{++})$
$X(3940)$	$?^?(?^{??})$
$X(3945)$	$?^?(?^{??})$
• $\psi(4040)$	$0^-(1^{--})$
• $\psi(4160)$	$0^-(1^{--})$
• $X(4260)$	$?^?(1^{--})$
$X(4360)$	$?^?(1^{--})$
• $\psi(4415)$	$0^-(1^{--})$

$b\overline{b}$

$\eta_b(1S)$	$0^+(0^{-+})$
• $\Upsilon(1S)$	$0^-(1^{--})$
• $\chi_{b0}(1P)$	$0^+(0^{++})$
• $\chi_{b1}(1P)$	$0^+(1^{++})$
• $\chi_{b2}(1P)$	$0^+(2^{++})$
• $\Upsilon(2S)$	$0^-(1^{--})$
$\Upsilon(1D)$	$0^-(2^{--})$
• $\chi_{b0}(2P)$	$0^+(0^{++})$
• $\chi_{b1}(2P)$	$0^+(1^{++})$
• $\chi_{b2}(2P)$	$0^+(2^{++})$
• $\Upsilon(3S)$	$0^-(1^{--})$
• $\Upsilon(4S)$	$0^-(1^{--})$
• $\Upsilon(10860)$	$0^-(1^{--})$
• $\Upsilon(11020)$	$0^-(1^{--})$

NON-$q\overline{q}$ CANDIDATES

Non-$q\overline{q}$ candidates

Baryon Summary Table

This short table gives the name, the quantum numbers (where known), and the status of baryons in the Review. Only the baryons with 3- or 4-star status are included in the main Baryon Summary Table. Due to insufficient data or uncertain interpretation, the other entries in the short table are not established baryons. The names with masses are of baryons that decay strongly. For N, Δ, and Ξ resonances, the πN partial wave is indicated by the symbol $L_{2I,2J}$, where L is the orbital angular momentum (S, P, D, ...), I is the isospin, and J is the total angular momentum. For Λ and Σ resonances, the $\overline{K}N$ partial wave is labeled $L_{I,2J}$. The nucleon is a pole in the P_{11} wave, and similar comments apply to the Λ and Σ.

p	P_{11}	****
n	P_{11}	****
$N(1440)$	P_{11}	****
$N(1520)$	D_{13}	****
$N(1535)$	S_{11}	****
$N(1650)$	S_{11}	****
$N(1675)$	D_{15}	****
$N(1680)$	F_{15}	****
$N(1700)$	D_{13}	***
$N(1710)$	P_{11}	***
$N(1720)$	P_{13}	****
$N(1900)$	P_{13}	**
$N(1990)$	F_{17}	**
$N(2000)$	F_{15}	**
$N(2080)$	D_{13}	**
$N(2090)$	S_{11}	*
$N(2100)$	P_{11}	*
$N(2190)$	G_{17}	****
$N(2200)$	D_{15}	**
$N(2220)$	H_{19}	****
$N(2250)$	G_{19}	****
$N(2600)$	$I_{1,11}$	***
$N(2700)$	$K_{1,13}$	**

$\Delta(1232)$	P_{33}	****
$\Delta(1600)$	P_{33}	***
$\Delta(1620)$	S_{31}	****
$\Delta(1700)$	D_{33}	****
$\Delta(1750)$	P_{31}	*
$\Delta(1900)$	S_{31}	**
$\Delta(1905)$	F_{35}	****
$\Delta(1910)$	P_{31}	****
$\Delta(1920)$	P_{33}	***
$\Delta(1930)$	D_{35}	***
$\Delta(1940)$	D_{33}	*
$\Delta(1950)$	F_{37}	****
$\Delta(2000)$	F_{35}	**
$\Delta(2150)$	S_{31}	*
$\Delta(2200)$	G_{37}	*
$\Delta(2300)$	H_{39}	**
$\Delta(2350)$	D_{35}	*
$\Delta(2390)$	F_{37}	*
$\Delta(2400)$	G_{39}	**
$\Delta(2420)$	$H_{3,11}$	****
$\Delta(2750)$	$I_{3,13}$	**
$\Delta(2950)$	$K_{3,15}$	**
Λ	P_{01}	****
$\Lambda(1405)$	S_{01}	****
$\Lambda(1520)$	D_{03}	****
$\Lambda(1600)$	P_{01}	***
$\Lambda(1670)$	S_{01}	****
$\Lambda(1690)$	D_{03}	****
$\Lambda(1800)$	S_{01}	***
$\Lambda(1810)$	P_{01}	***
$\Lambda(1820)$	F_{05}	****
$\Lambda(1830)$	D_{05}	****
$\Lambda(1890)$	P_{03}	****
$\Lambda(2000)$		*
$\Lambda(2020)$	F_{07}	*
$\Lambda(2100)$	G_{07}	****
$\Lambda(2110)$	F_{05}	***
$\Lambda(2325)$	D_{03}	*
$\Lambda(2350)$	H_{09}	***
$\Lambda(2585)$		**

Σ^+	P_{11}	****
Σ^0	P_{11}	****
Σ^-	P_{11}	****
$\Sigma(1385)$	P_{13}	****
$\Sigma(1480)$		*
$\Sigma(1560)$		**
$\Sigma(1580)$	D_{13}	*
$\Sigma(1620)$	S_{11}	**
$\Sigma(1660)$	P_{11}	***
$\Sigma(1670)$	D_{13}	****
$\Sigma(1690)$		**
$\Sigma(1750)$	S_{11}	***
$\Sigma(1770)$	P_{11}	*
$\Sigma(1775)$	D_{15}	****
$\Sigma(1840)$	P_{13}	*
$\Sigma(1880)$	P_{11}	**
$\Sigma(1915)$	F_{15}	****
$\Sigma(1940)$	D_{13}	***
$\Sigma(2000)$	S_{11}	*
$\Sigma(2030)$	F_{17}	****
$\Sigma(2070)$	F_{15}	*
$\Sigma(2080)$	P_{13}	**
$\Sigma(2100)$	G_{17}	*
$\Sigma(2250)$		***
$\Sigma(2455)$		**
$\Sigma(2620)$		**
$\Sigma(3000)$		*
$\Sigma(3170)$		*

Ξ^0	P_{11}	****
Ξ^-	P_{11}	****
$\Xi(1530)$	P_{13}	****
$\Xi(1620)$		*
$\Xi(1690)$		***
$\Xi(1820)$	D_{13}	***
$\Xi(1950)$		***
$\Xi(2030)$		***
$\Xi(2120)$		*
$\Xi(2250)$		**
$\Xi(2370)$		**
$\Xi(2500)$		*
Ω^-		****
$\Omega(2250)^-$		***
$\Omega(2380)^-$		**
$\Omega(2470)^-$		**

Λ_c^+	****
$\Lambda_c(2595)^+$	***
$\Lambda_c(2625)^+$	***
$\Lambda_c(2765)^+$	*
$\Lambda_c(2880)^+$	***
$\Lambda_c(2940)^+$	***
$\Sigma_c(2455)$	****
$\Sigma_c(2520)$	***
$\Sigma_c(2800)$	***
Ξ_c^+	***
Ξ_c^0	***
$\Xi_c'^+$	***
$\Xi_c'^0$	***
$\Xi_c(2645)$	***
$\Xi_c(2790)$	***
$\Xi_c(2815)$	***
$\Xi_c(2930)$	*
$\Xi_c(2980)$	***
$\Xi_c(3055)$	**
$\Xi_c(3080)$	***
$\Xi_c(3123)$	*
Ω_c^0	***
$\Omega_c(2770)^0$	***
Ξ_{cc}^+	*
Λ_b^0	***
Σ_b	***
Σ_b^*	***
Ξ_b^0, Ξ_b^-	***

**** Existence is certain, and properties are at least fairly well explored.

*** Existence ranges from very likely to certain, but further confirmation is desirable and/or quantum numbers, branching fractions, etc. are not well determined.

** Evidence of existence is only fair.

* Evidence of existence is poor.

From P.D.B.2008

Spettro di massa dei mesoni

Per comprendere lo spettro di massa dei mesoni occorre fare riferimento a:

- modello a quark costituenti

(mesoni stati q-qbar, ma previsti anche ibridi o glueballs)

- Gruppi di simmetria e operatori di rotazione che danno luogo ai multipletti mesonici (J^{PC})
- Rottura di simmetria per spiegare le differenze di massa all'interno di ciascun multipletto

Phys.Lett.B667(2008)1 – "Review of Particle Physics"
H.J.Lipkin – "Lie groups for pedestrians"
I.S.Hughes – "Elementary particles"

Operatori di momento angolare

- Definiamo un operatore di momento angolare $\mathbf{J}$ tale che
  $J^2 = J_x^2 + J_y^2 + J_z^2$ che commuti con ciascuno degli operatori J_x,J_y e J_z
- Nello spazio di J quindi possiamo trovare un set completo di autostati che identifichiamo con |J,Jz> (spesso indicato |J,M>)
- Jz|J,M> = M|J,M>

- Dato un particolare stato |J,M> genero successivamente tutti i possibili stati , e poiché M<J se ne deduce che

  ad ogni valore di J ho un multipletto di 2j+1 possibili stati di M

Esempi :

- Hamiltoniana commuta con tutti gli operatori di momento angolare : invariante per rotazione

  $\Longrightarrow$ Troviamo (2J+1) stati degeneri in energia

- H commuta con J^2 e Jz

  $\Longrightarrow$ Troviamo multipletto di (2J+1) stati non degeneri

Generazione dei multipletti di stati J^{PC}

- Ho un insieme di operatori che soddisfano le regole di commutazione degli operatori di momento angolare
- Si può creare dei multipletti tali che :

  - combinazioni lineari di tali operatori siano diagonali per tali stati (o agiscano per spostarsi da uno stato all'altro del multipletto)

  - la matrice di transizione tra membri di diversi multipletti sia nulla.
- Se l'H commuta con tali operatori, allora avrò stati degeneri, altrimenti no… ..

Indipendenza delle forze nucleari dall'isospin: nuclei isobari

- Le proprietà dei nuclei isobari sono estremamente diverse (masse ed energie di legame diverse, cariche elettriche e momenti magnetici). Alcuni di essi sono stabili ed altri instabili per decadimento alfa, beta, e così via.
- una analisi degli isobari mostra che essi formano gruppi di nuclei con proprietà nucleari estremamente simili. La sostituzione di uno o più protoni con un corrispondente numero di neutroni porta solo ad un cambio delle proprietà elettromagnetiche e deboli del nucleo senza cambiare le sue caratteristiche principali dovute alle interazioni nucleari forti.

${}^{3}_{1}H$ e ${}^{3}_{2}He$

- differiscono nelle proprietà deboli: il tritio decade β l'elio e stabile
- proprietà elettromagnetiche diverse (cariche elettriche momenti magnetici
- molto simili rispetto all'interazione forte
- La differenza di energia di legame ΔB tra di essi è data da:

$$\Delta B = B\,(H) - B\,(He) = m_n - m_p + m\,(He) - m(H) = 0.76 MeV$$

coincide con l'energia colombiana di repulsione tra i due protoni nel nucleo di elio

- assumiamo che i due protoni siano separati da una distanza media data da r = r0·A1/3 = 1.9·10-13 cm, abbiamo:

$$\Delta U = {}^{k\ e^2}/_{r} = 0.76\ MeV$$

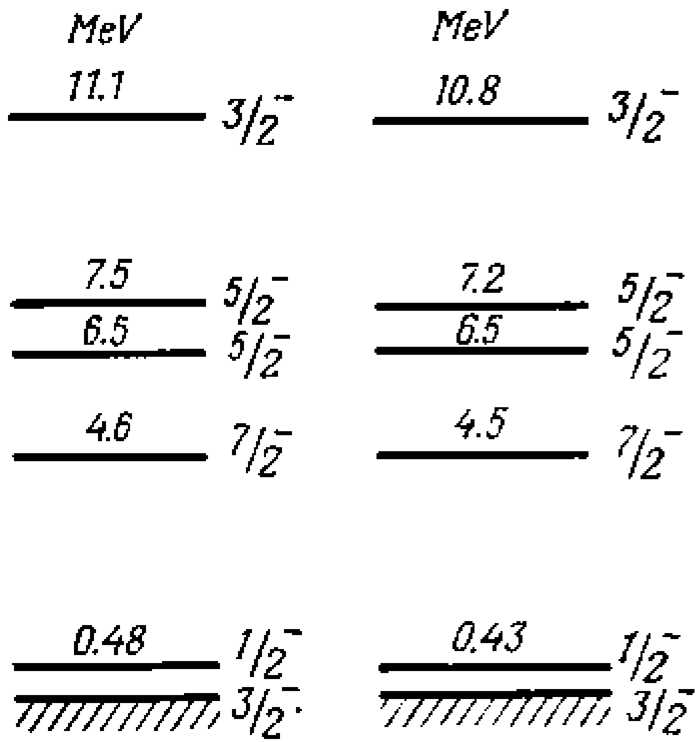
Conticino.....

- $k = 9\,.\,10^9\ N\,m^2/C^2$
- $\Delta U = \frac{9.10^9\ \ 1.6\,10^{-19}\,1.6\ \ 10^{-19}}{1.9\ \ 10^{-15}}$$=1.212\ 10^{-13}\ J$$=0.76\ MeV$

Nuclei speculari

- Stesso numero di legami n-p ma diverso n-n e p-p

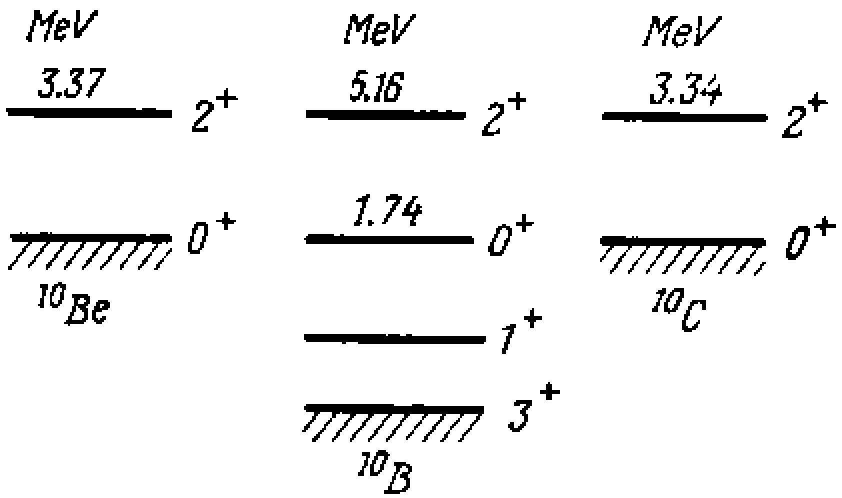
- Se le interazioni elementari (p-p) ed (n-n) sono identiche assumiamo simmetria di carica delle forze nucleari.



${}^{7}_{3}Li$ ${}^{7}_{4}Be$

La tripletta ${}^{10}_{4}Be$, ${}^{10}_{5}B$ e ${}^{10}_{6}C$

- Differiscono esattamente per una coppia (n-n) , (n-p) e (p-p)



Indipendenza delle forze nucleari dalla carica

Postilla:

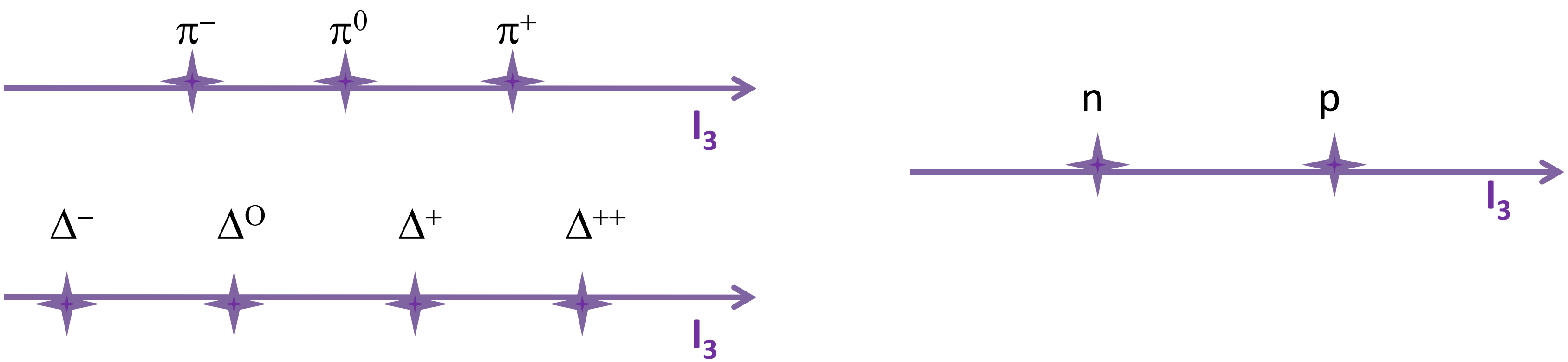
- Le forze nucleari DIPENDONO dall’orientazione dello spin dei nucleoni interagenti !!!
- Deutone ⇔ n e p con spin paralleli (non esiste con spin antiparalleli!)

Invarianze, simmetrie e leggi di conservazione avevano svolto un ruolo importante anche nella “vecchia fisica”

- Energia-impulso (analisi delle collisioni elastiche e anelastiche)
- Momento angolare. Importanza dello spin per la classificazione delle particelle (fermioni-bosoni)
- Carica elettrica
- Numero barionico
- Numero leptonico
- Parità
- Spin isotopico (isospin)

SU(2)

- Multipletti ⇔ famiglie di particelle con medesime proprietà e differente carica elettrica, rotazioni nello spazio dello spin isotopico trasformano un membro nell'altro del multipletto (H_{strong} indipendente dalla carica elettrica!)
- degenerazione in energia rimossa dall'interazione coulombiana



Nascita del modello a quark

- Le motivazioni fenomenologiche => osservazione di famiglie adroniche di uguale spin e parità, con masse uguali, entro un errore dell'ordine di qualche percento, ma differenti tra loro per carica elettrica.
- La famiglia composta da protone (938,3 MeV) e neutrone (939,5 MeV)
- La famiglia dei pioni (con masse che variano tra i 135 e i 140 MeV)
- SU(2) di isospin lascia invariato l'hamiltoniano di interazione forte => se si spegnesse l'interazione elettromagnetica gli stati del multipletto degenererebbero in uno

da SU(2) a SU(3)

- Quando si scoprirono le prime particelle strane si notò che, insieme alle altre già note, potevano essere raggruppate in multipletti, di diverse dimensioni, caratterizzati da isospin e stranezza
- Se si considera la stranezza, il gruppo SU(2) di isospin va allargato a SU(3). Ciò sta a significare che, adesso, l'hamiltoniano dell'interazione forte è invariante per trasformazioni di SU(3). Questo gruppo viene chiamato SU(3) di flavour (o sapore).
- A differenza della simmetria di isospin, quella di sapore viene rotta per circa il 20%; infatti al variare della stranezza le masse delle particelle differiscono di circa 150 MeV

Nuovi numeri quantici: la stranezza

Negli anni 50, i kaoni e le Λ erano noti come particelle strane

⇓

- prodotte con sezioni d'urto tipiche delle interazioni forti
- decadevano con vite medie proprie delle deboli.

1952=> ipotesi della "produzione associata":

- un kaone e una Λ interagiscono "forte" solo in coppie e come tali possono essere prodotte

- lasciate a se stesse, potevano decadere solo via interazione debole.

SU(3)

- Conservazione della “stranezza”:

Raggruppiamo particelle con medesimo numero barionico B, spin J e parità P ma all’interno del multipletto variano Isospin e Stranezza

Rappresentazione bi-dimensionale , inizialmente nel piano I_3 e ipercarica $Y=B+S$

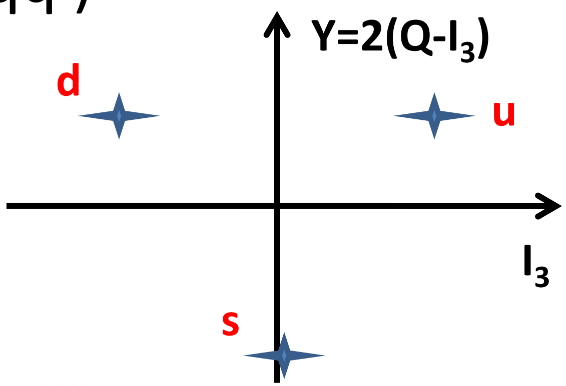
SU(3) : ritrovare un ordine

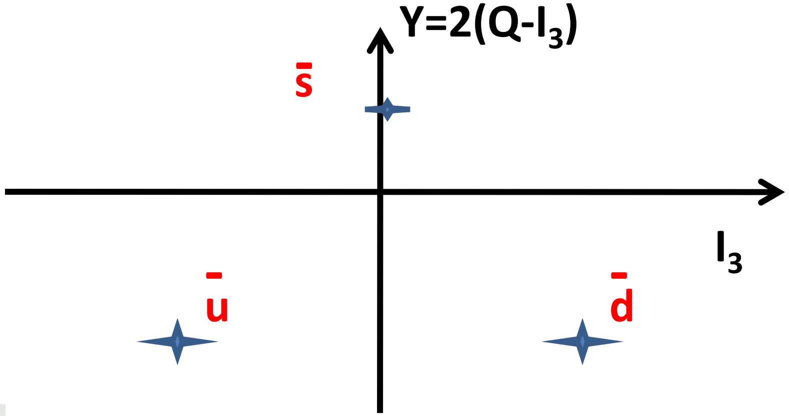
1961 => Murray Gell-Mann e Yuval Ne'eman si rendono conto, indipendentemente, che il gruppo di simmetria che garantiva tutto ciò era la più immediata generalizzazione di SU(2), cioè il gruppo SU(3) delle matrici unitarie unimodulari 3x3.

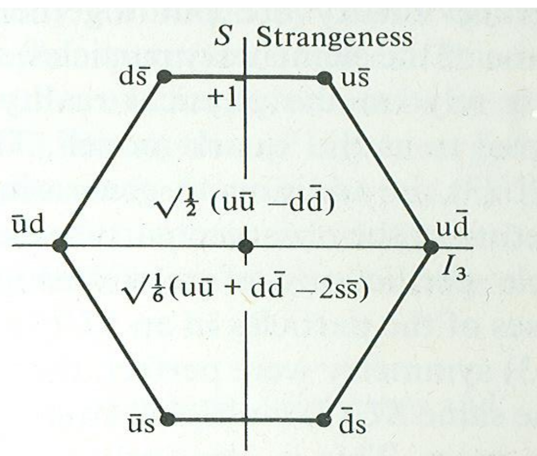
M.Gell-Mann, Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, Benjamin, 1964

Modello a quark in SU(3)

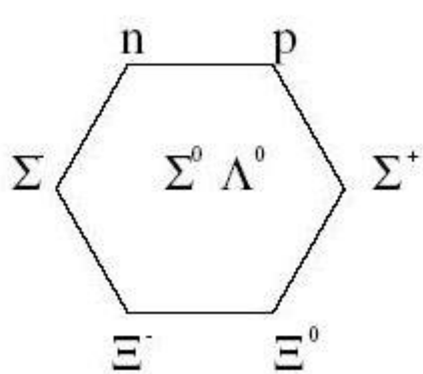
- 1961-64: Gell-Mann&Zweig multipletti di SU(3) ottenuti come combinazione di una rappresentazione fondamentale costituita da una tripletta di quak (mesoni q-qbar   o barioni qqq)





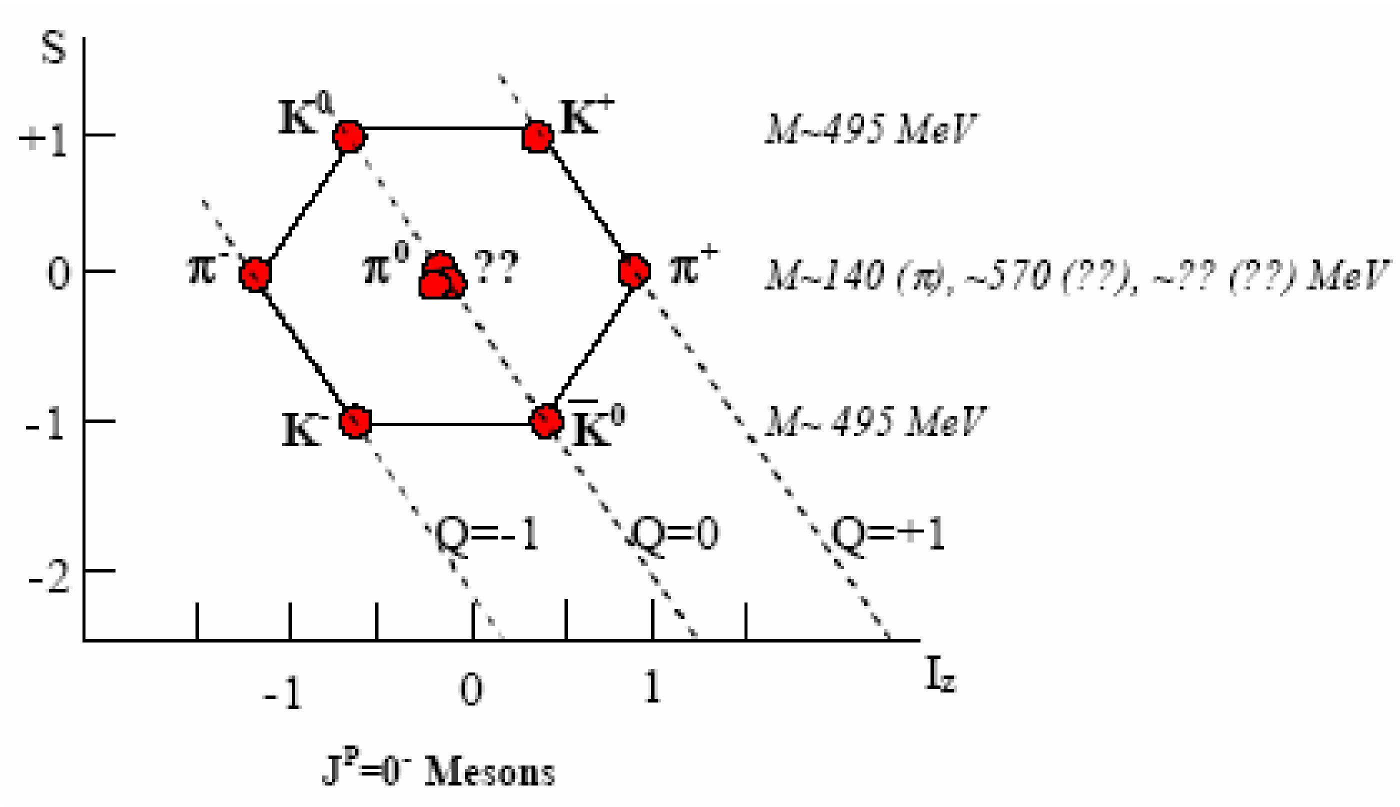


The meson octet

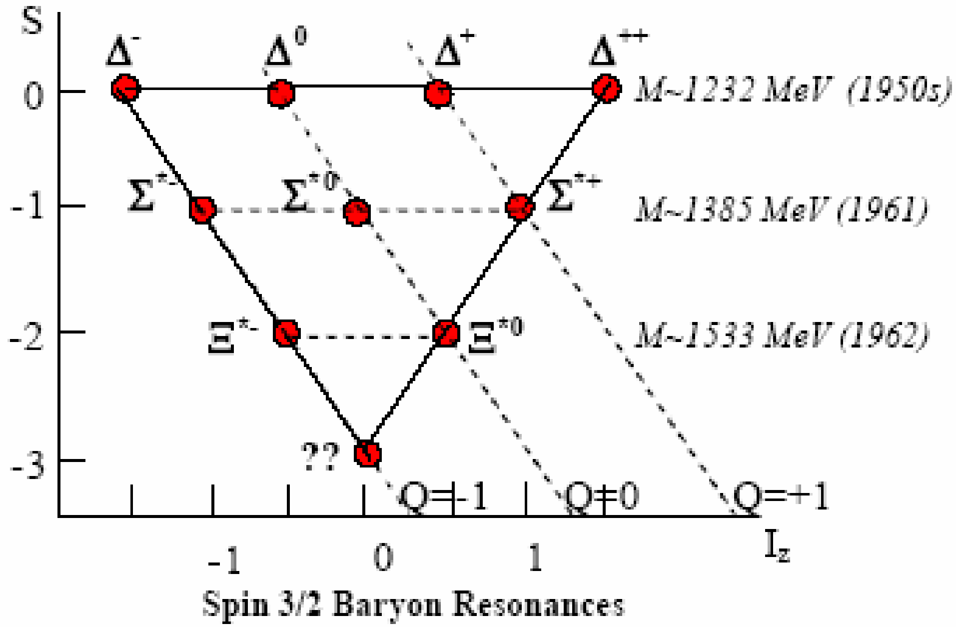


The barion octet

Nonetto pseudoscalare mesonico



Parecchie predizioni…..



Il barione Ω- oda Gell-Mann nel1962, fu scoperto due anni dopo a Brookhaven da Samios et al nella camera a bolle ad idrogeno .

S=-3 Ω**- puo' decadere solo debole** poiche' l' unica possibile via di decadimento con S=-3, e' data da Ω-→Λ KK che, avendo massa dello stato finale ≅ 2100 MeV piu' grande della massa della Ω- (1700 MeV), non conserva l' energia e quindi NON e' possibile.

l' unica via di decadimento e' quella debole

Numeri quantici dei quark

- Sulla base degli stati mesonici e barionici sin ora osservati sono stati ipotizzati i numeri quantici dei quark

Table 14.1: Additive quantum numbers of the quarks.

Property \ Quark	d	u	s	c	b	t
Q – electric charge	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I – isospin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
I_z – isospin z-component	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S – strangeness	0	0	-1	0	0	0
C – charm	0	0	0	$+1$	0	0
B – bottomness	0	0	0	0	-1	0
T – topness	0	0	0	0	0	$+1$

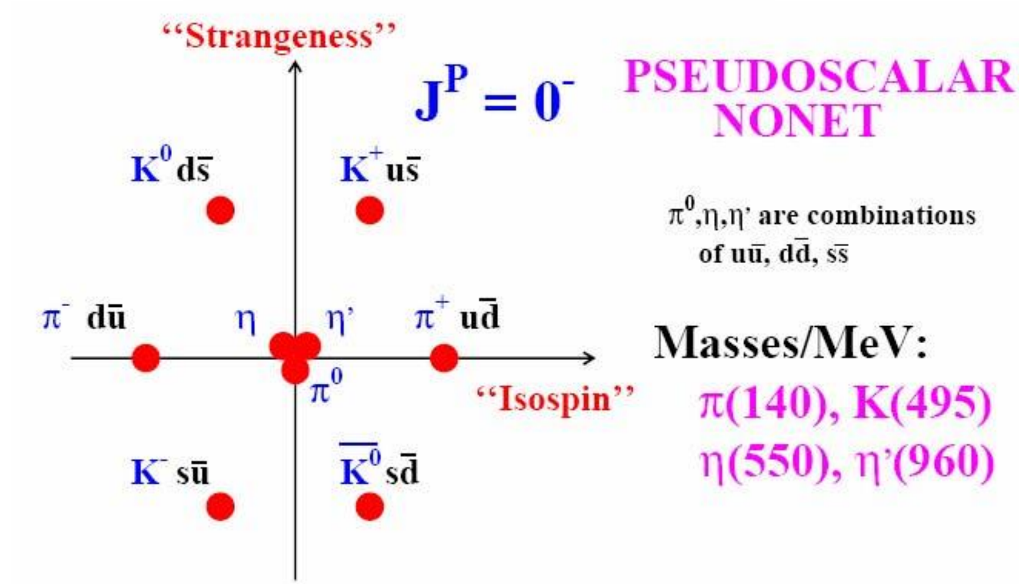
- A partire da questi si formano i possibili stati q-qbar che raggruppiamo in multipletti con lo stesso J^P

Modello a quark in SU(3)

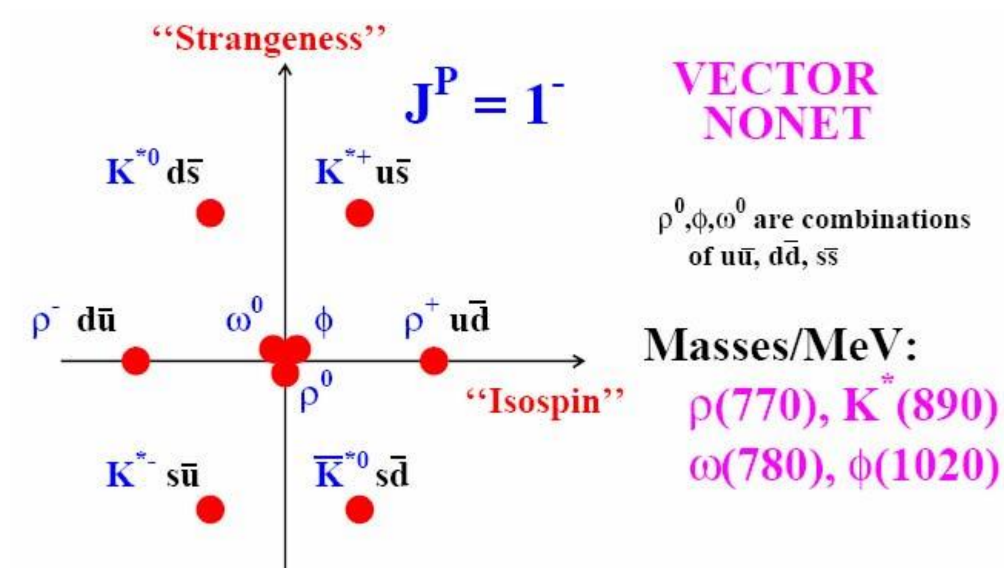
La $\eta \to \pi^0\pi^+\pi$

scoperta solo nel

1962(Alvarez)



Il nonetto dei mesoni vettori era già noto..



Da trasp. di Dionisi, A.A.2008-2009

Un quarto quark

Fu proposto da Glashow, J. Iliopoulos e L. Maiani nel 1970
Per esso Glashow scelse il termine ***charm***.

L'introduzione del charm permetteva di individuare una simmetria fra quarks e leptoni, nella quale si corrispondevano le famiglie

$$(u,d) \leftrightarrow (e,\nu_e) \qquad\qquad (s,c) \leftrightarrow (\mu,\nu_\mu)$$

la J/ψ

Nel 1974 , in esperimenti distinti condotti al collisionatore SPEAR della Stanford University (Burton Richter*) e al protosincrotrone di Brookhaven (Samuel Ting*) fu scoperta una particella con una vita media inusualmente lunga, alternativamente strettissima

$$\Gamma = (86{,}6 \pm 6{,}0) KeV$$

e una grande massa:

$$m = (3069{,}93 \pm 0{,}09) MeV$$

Fu battezzata ψ alla Stanford, J a Brookhaven (J/psi). Fu interpretata come uno stato legato quark charm-antiquark charm.

*Premi Nobel per la fisica 1976

Adone e la J/ψ

Nel novembre del 1974, Giorgio Bellettini, direttore dei Laboratori di Frascati, fu informato della scoperta dallo stesso Samuel Ting. Si capì che, forzando al massimo le posibilità energetiche della macchina, sarebbe stato possibile produrre la particella. E così fu.

Testimonianza di Giorgio Salvini: “Fui abbastanza saggio da pubblicare questo risultato dicendo: siamo stati avvisati di questa risonanza e l’abbiamo trovata; sicché il nostro articolo comparve contemporaneamente agli altri ma con questa dichiarazione iperonesta, cosa di cui mi lodo ancora perché in queste cose non si può scherzare. Sicché siamo stati tra gli scopritori della J/ψ, ma grazie al suggerimento di chi l’aveva trovata prima”.*

*G. Salvini, Intervista a cura di G. Battimelli e G.Paoloni, in: INFN, Storia di una comunità di ricerca; riportata in Vecchi, *op. cit*., p. 92 .

SU(4)

- SU(4) con il charm.. Simmetria malamente rotta data la differenza di massa…

- Si passa sino a rappresentazioni di dimensione più elevata considerando anche i quark b e t
- Y= B+S+C+$\mathcal{B}$+$\mathcal{T}$
- $Q = I_3 + Y/2$

- Stiamo parlando sin ora solo di simmetrie di "sapore"

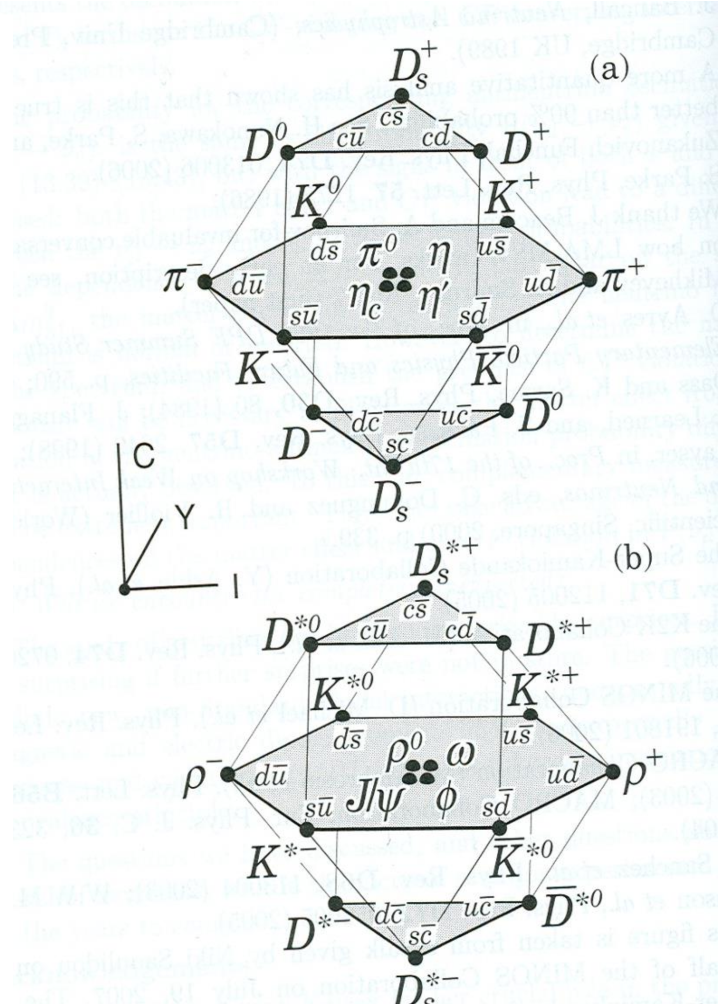


Figure 14.1: SU(4) weight diagram showing the 16-ple… the pseudoscalar (a) and vector mesons (b) made of the u… and c quarks as a function of isospin I, charm C, and hyper… $Y = S + \mathcal{B} - \frac{C}{3}$. The nonets of light mesons occupy the c… planes to which the $c\bar{c}$ states have been added.

Dal P.D.B. 2008

Modello a quark costituenti

- Nel 1965 viene proposto un modello a quark costituenti non relativistico (Morpurgo)

$$\psi_{3q} = \psi_{spaziale}\psi_{spin}\varphi_{sapore}$$

Simmetrie di sapore e colore….   …..

- Se i quark fermioni => Pauli…

$$\psi_{3q} = \psi_{spaziale}\psi_{spin}\varphi_{sapore}$$

Antisimmetrica

Ma la Δ++ ??   (L=0, spin=3/2, uuu) ??

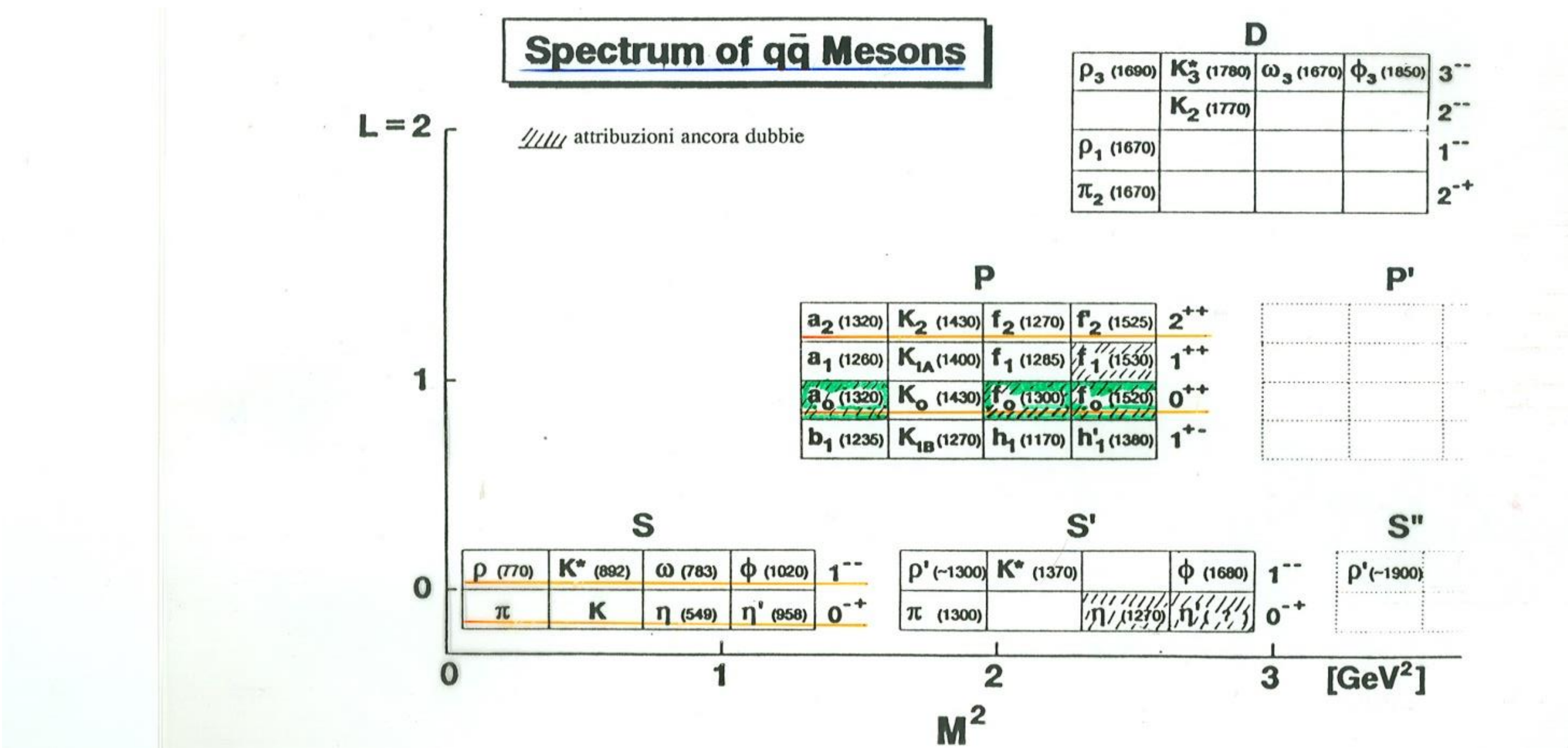
- Introduzione del “colore” !

$$\psi_{3q} = \psi_{spaziale}\psi_{spin}\varphi_{sapore}\zeta_{colore}$$

- La funzione di colore deve poter essere antisimmetrica ed le particelle osservate descrivibili come singoletti di colore => SU(3) di colore

Modello “orbitale”

- Se i mesoni sono coppie q-qbar allora possono anche avere eccitazioni radiali



Spettroscopia mesonica

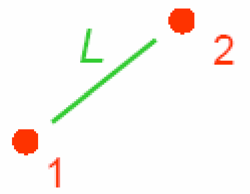
1) **Teoria** => ipotesi su H => spettro di stati di data energia (massa) e numeri quantici (J^{PC})
2) QCD prevede anche stati con gluoni costituenti => qqg , detti ibridi
   =>ggg , detti glueballs .. ..

3) **Sperimentalmente** trova e identifica questi stati .... misurandone massa e numeri quantici!

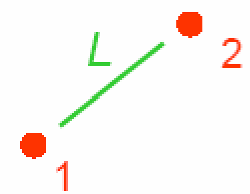
Parità

- particelle a riposo sono autostati di parita' : "parita' intrinseca "(± 1)
- particelle spin =½ :parita' intrinseca opposta delle loro antiparticelle
- Per convenzione a quark e leptoni viene assegnata parita' +1
- particelle e antiparticelle s=0 hanno la stessa parita' intrinseca

- sistemi a multi-particelle la parita' e' un numero quantico moltiplicativo



$$\boxed{P = P_1 P_2 (-1)^L}$$



$$\boxed{P = P_1 P_2 (-1)^L}$$

Coniugazione di carica

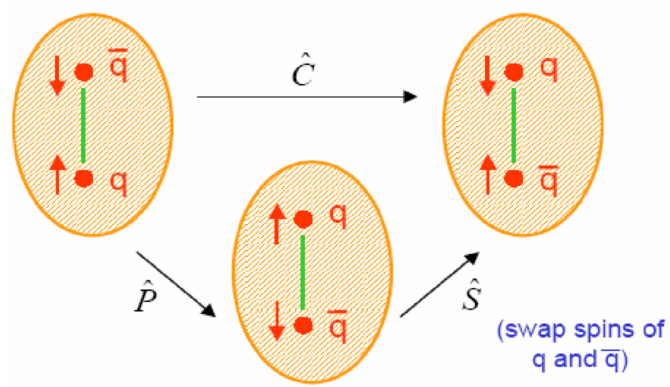
- l’ operatore Coniugazione di Carica sostituisce tutte le particelle nelle loro anti-particelle nello stesso stato
- Tutti i numeri quantici di carica, numero barionico, ecc.. cambiano segno. Posizione, impulsi, spin   restano invariati

- Solo particelle che sono anche anti-particelle di se stesse sono autostati di C
- particelle a riposo NON SONO USUALMENTE autostati di C

Numeri quantici dei mesoni

- q-qbar con S=0,1 e L=0,1,2….
- P = P(q)P(qbar)$(-1)^{L}$ = $(-1)^{L+1}$

- C è P seguita da scambio di spin



(S=0 singoletto antisimmetrico,

S=1 tripletto simmetrico)

$C=(-1)^{L+1}(-1)^{S+1}=(-1)^{L+S}$

Numeri quantici del sistema $q\bar{q}$

- $P \Leftrightarrow (-1)^{L+1}$ parità intrinseca per parità "orbitale"
- $C \Leftrightarrow (-1)^{L+S}$ coniugazione di carica
- $G \Leftrightarrow C\exp^{(i\pi I3)} = (-1)^{L+S+I}$ G-parità (rotazione nello spazio dell'isospin)

Gli stati q-qbar nel modello "orbitale" hanno dunque una serie di numeri quantici "accessibili"

(L=0) 0-+ pseudoscalari ; 1-- vettori

(L=1) 0++ scalari ; 1++ vettori assiali .... Ecc….

Altri valori di J^{PC} implicano costituenti diversi da q-qbar

Stati permessi

J^{PC}	$^{2S+1}L_J$
0^{-+}	$^{1}S_0$
1^{--}	$^{3}S_1$
1^{+-}	$^{1}P_1$
0^{++}	$^{3}P_0$
1^{--}	$^{3}P_1$
2^{--}	$^{3}P_2$

....

Stati "proibiti"

J^{PC}

0^{--}

0^{+-}

1^{-+}

2^{+-}

....

PARITÀ INTRINSECA DEL PIONE

Abbiamo detto che:

$$P(\pi)= (-1)^{\mathbf{L+1}} \Rightarrow P(\pi)= -1 \quad \text{per } L=0$$

Ciò è dimostrato sperimentalmente dalla reazione di cattura del π^- nel deuterio:

$$(1)\ \ \pi^- + d \rightarrow n + n \qquad \text{OSSERVATO}$$

$$(2)\ \ \pi^- + d \rightarrow n + n + \pi^0 \qquad \text{NON OSSERVATO}$$

Studiamo infatti la parità degli stati iniziale e finale delle due reazioni.

Stato iniziale:

$$\boxed{P(\pi^- d) = P(\pi^-) \cdot P(d) \cdot (-1)^L} \qquad (3) \qquad \text{dove } L = L(\pi^- d)$$

Parità intrinseca del Pione : $J^{\mathbf{P}} = 0^{\mathbf{?}} \Rightarrow J_\pi = 0$ e $P(\pi^-) = \ ?$

Parità intrinseca del Deuterio: $J^{\mathbf{P}} = 1^+ \Rightarrow J_{\mathbf{deuterio}} = 1$ e $P(d) = +1$

Nel caso in cui: $L(\pi^- d) = 0$:

$$P(\pi^- d) = P(\pi^-)\, P(d)\, (-1)^{\mathbf{L}} = P(\pi^-) \qquad (4)$$

Momento angolare totale J del sistema $(\pi^- d)$: $\quad J(\pi^- d) = J_{\mathbf{deuterio}} = 1$:

$$J(\pi^- d) = \cancel{L(\pi^- d)} + J_{\mathbf{deuterio}} + \cancel{J_\pi} = J_{\mathbf{deuterio}} \qquad \text{per } L(\pi^- d) = 0$$

Da lez.Prof.D’angelo

Stato finale (1):

$$\boxed{P(n_1 n_2) = P(n_1) \cdot P(n_2) \cdot (-1)^{L_{fin}} = (-1)^{L_{fin}}} \qquad (5) \qquad \text{dove } L_{fin} = L(n_1 n_2)$$

In che stato relativo di moto si trovano i due neutroni, cioè quanto vale il momento angolare orbitale relativo L? Sappiamo che essendo i neutroni due fermioni identici, essi devono soddisfare la statistica di Fermi e cioè la loro funzione d'onda totale deve essere antisimmetrica per scambio del primo neutrone con il secondo:

$$\Psi(n_1, n_2) = -\Psi(n_2, n_1)$$

dove: $$\Psi(n_1, n_2) = \phi_{spazio}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\ \chi_{spin}(s_1, s_2)$$

(Come vedremo dopo, ci sarebbe anche la parte di funzione d'onda di isospin, ma questa è per forza simmetrica per scambio di due neutroni.)

Il comportamento della funzione d'onda spaziale per scambio di n_1 con n_2 è equivalente a quello di una inversione di coordinate, in quanto:

$$\phi_{spazio}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \phi_{spazio}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rightarrow$$

$$\phi_{spazio}(\vec{r}_2, \vec{r}_1) = \phi_{spazio}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) = (-1)^{L_{fin}}\ \phi_{spazio}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$$

Da lez.Prof.D'angelo

I due neutroni hanno spin 1/2. Pertanto la composizione della parte di spin ci darà due possibilità:

1) tre stati di tripletto simmetrici a spin $S_{fin}=1$

2) uno stato di singoletto antisimmetrico a spin $S_{fin}=0$

Il comportamento di $\chi(s_1, s_2)$ per effetto dello scambio di n_1 con n_2 pertanto è:

$$\chi(s_1, s_2) \quad \rightarrow \chi\,(s_2, s_1) = (-1)^{Sfin+1}\,\chi(s_1, s_2)$$

Globalmente avremo:

$\Psi\,(n_1, n_2) \rightarrow \Psi\,(n_2, n_1) = (-1)^{Lfin}\,\phi_L(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\,(-1)^{Sfin+1}\,\chi(s_1, s_2) = (-1)^{Lfin+Sfin+1}\,\Psi\,(n_1,n_2)$

ma deve essere anche:

$$\Psi\,(n_1, n_2) \rightarrow \Psi\,(n_2, n_1) = -\,\Psi\,(n_1, n_2)$$

$$\Rightarrow L_{fin}+S_{fin}+1 = \text{dispari} \Rightarrow L_{fin}+S_{fin} = \text{pari}$$

Da lez.Prof.D’angelo

Ricordando che lo stato iniziale aveva momento angolare totale $J(\pi^- d) = 1$ e che lo stato finale deve avere lo stesso momento angolare totale dello stato iniziale, vediamo quali combinazioni di L_{fin} ed S_{fin} sono accettabili:

$L_{fin}=0$ $S_{fin}=0$ $\Rightarrow J_{fin} = J(n_1 n_2) = 0$ NO per la conservazione del momento angolare

$L_{fin}=0$ $S_{fin}=1$ $\Rightarrow J_{fin} = 1$ NO perchè L+S deve essere pari

$L_{fin}=1$ $S_{fin}=0$ $\Rightarrow J_{fin}J = 1$ NO perchè L+S deve essere pari

$L_{fin}=1$ $S_{fin}=1$ $\Rightarrow J_{fin} = 2, 1, 0$ SI perchè il valore J=1 è accessibile e L+S=2=pari

I neutroni sono in uno stato ${}^{2S+1}L_J = {}^3P_1$

Pertanto la parità dello stato finale n-n è (formula (5)):

$$P(n_1 n_2) = P(n_1) \cdot P(n_2) \cdot (-1)^{L_{fin}} = (-1)^{L_{fin}} = (-1)^1 = -1$$

che deve essere uguale a quella dello stato iniziale (4) (l'interazione è forte):

$$P(\pi^- d) = P(\pi^-)$$

Pertanto la parità intrinseca del pione è negativa. Il suo spin è nullo. Il pione è uno stato $J^P = 0^-$ cioè è una particella pseudoscalare.

Da lez.Prof.D'angelo

Mesoni esotici

QCD prevede esistenza di mesoni non classificabili come q-qbar quali glueballs, ibridi o multiquark

- I specie

Numeri quantici non accessibili a q-qbar

(|Q|>1 ; |S|>1 ; |I|>1)

- II specie

(Numeri quantici vietati da regole selezione)

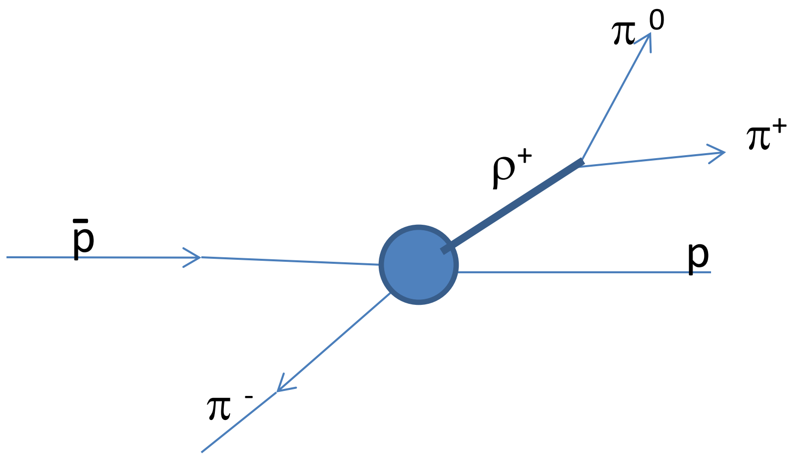
- III specie

(Soprannumerario in un multipletto)

- Ci servono le masse degli stati mesonici osservati…
- Ci servono anche i numeri quantici …..

Sperimentalmente, come si fa ????

Esempio: antiprotone-protone in quiete in due corpi



- Supponiamo prodotto un mesone ρ ($\tau = 0.4\ 10^{-23}$s, di massa circa 770MeV)

$$p_\rho = \frac{\sqrt{[4m_p^2 - (m_\pi + m_\rho)^2][4m_p^2 - (m_\pi - m_\rho)^2]}}{4m_p}$$

- applicando le leggi cinematiche (momento circa 773MeV) il suo decadimento avverrà in una distanza dell'ordine del fermi ($\lambda=\gamma\beta c\tau$)
- Si rivelano i pioni provenienti dal decadimento della ρ, non certo la ρ stessa!

- Ci servono le masse degli stati mesonici osservati…
- Ci servono anche i numeri quantici …..

Sperimentalmente, come si fa ????

Dalla osservazione dei prodotti di decadimento occorre evidenziare quando l'interazione passa attraverso uno stato intermedio

Matrice di transizione

- Definiamo uno **stato iniziale |i>** , spesso sarà uno stato a due particelle , dato ad un tempo -t molto prima dell'inizio dell'**interazione** (**a t=0**)
- **Al tempo +t** , quando ormai l'interazione è già avvenuta **e le particelle uscenti sono libere**, definiamo lo **stato |i'>**
- E' possibile individuare una **trasformazione unitaria S** che trasformi |i> in |i'> e **che contenga l'informazione sulla dinamica dell 'interazione |i'> = S |i>**

- PROBABILITA' di transizione :

$$P(i\text{->}f) = |\langle f|i'\rangle|^2 = |\langle f|S|i\rangle|^2 \; ;$$

Probabilità di transizione

- In pratica lo stato finale spesso è stato di più particelle non interagenti, che possono essere identificate con i loro numeri quantici di spin, barionico, quadrimomento ecc..
- Magari si prende in considerazione diversi stati finali

$$\boxed{P(i \to f) \propto \sum_{f \in F} \left| \langle f | S | i \rangle \right|^2}$$

- Magari ho diversi stati iniziali … come li sommo?

$$P(i \to f) \propto \sum_{i \in I} \left| \langle f | S | i \rangle \right|^2$$

oppure

$$P(i \to f) \propto \left(\sum_{i \in I} \left| \langle f | S | i \rangle \right|\right)^2$$

Spazio delle fasi

- Fattorizziamo **una parte che contiene solo la cinematica della interazione** (**conservazione energia-impulso**) detta spazio delle fasi ed **una parte che invece contiene la dinamica**

$$d\Gamma \propto \sum_{f \in F} \left|\mathcal{M}_{if}\right|^2 d\Phi_n(\overline{P}_f ; p_{1,\ldots,}p_n)$$

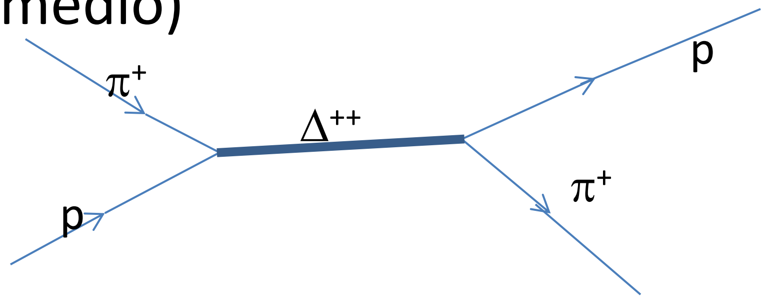
Con dΦn elemento di spazio delle fasi a n corpi

$$\boxed{d\Phi_n = \delta^4(\overline{P}_f - \sum_i p_i)\prod_i \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}}$$

- se $|\mathcal{M}_{if}|^2$ fosse costante allora la probabilità di transizione sarebbe proporzionale alla densità degli stati *OGNI DEVIAZIONE E' "FISICA" !!!!*

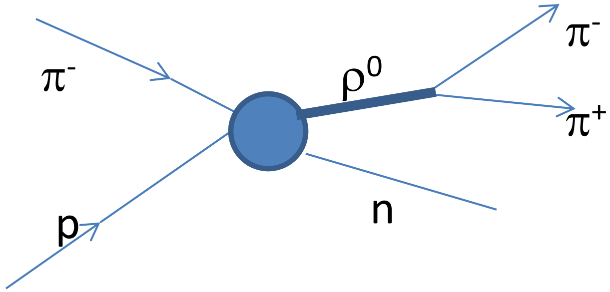
Risonanze in “formazione”

- Due particelle formano una singola risonanza che funziona da “stato intermedio” tra le particelle iniziali e quelle finali, derivanti dal decadimento della “risonanza” (o stato intermedio)



- La presenza della risonanza è indicata da un picco nella sezione d’urto di scattering (in funzione dell’impulso della particella incidente)

Risonanze in “produzione”



- La “stato intermedio” coinvolge due o più particelle che provengono dal decadimento di questi piuttosto che dal vertice di interazione primaria

- La presenza della risonanza è indicata da un picco nella distribuzione di massa invariante delle particelle prodotte dal decadimento

Risonanze in formazione: la scoperta della Z0

- Quando riesco a produrre una singola particella da un urto?

$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0$$

$e^+ + e^- \rightarrow X$:

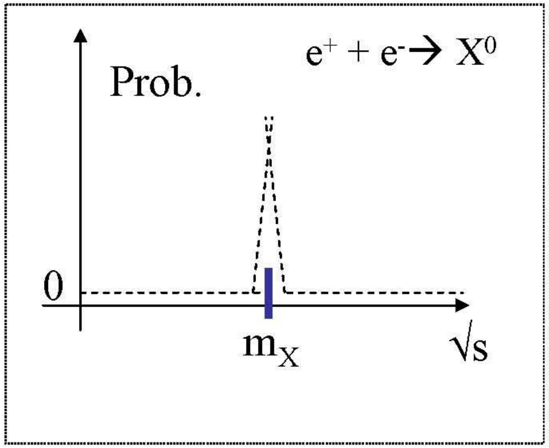
i) Per la conservazione della carica elettrica X dovrà essere neutra *

$X = X^0$

ii) Per la conservazione dell' energia-impulso, dovrà essere:

$\sqrt{s} = m_X$

- Quindi esiste un ben determinato valore**dell'energia dei fasci alla quale potrò produrre X.



- In questo modo al LEP sono state studiate in dettaglio le proprietà della particella Z^0, il mediatore delle interazioni deboli di corrente neutra, già scoperto nel 1983 da Carlo Rubbia, la cui massa è m_Z=91.2 GeV.

- *dovranno in genere essere conservate tutte le "cariche": numero leptonico, barionico….
- **vedi dopo quanto deve essere "ben" determinato

Esempio: J/ψ da e+e-

- E’ il charmonio J/ψ(3097) con $\Gamma < 1.3$ MeV (97KeV in PDG now) scoperta contemporaneamente da Richter (SLAC) con anello e+e- (confermato da Adone) e da Ting (AGS) con fascio di protoni
- $J^{PC} = 1^{--}$.

Volume 33, Number 23 PHYSICAL REVIEW LETTERS 2 December 1974

proximately 10^{-34} cm^2.

The most striking feature of J is the possibility that it may be one of the theoretically suggested charmed particles[2] or a's[3] or Z_0's,[4] etc. In order to study the real nature of J,[5] measurements are now underway on the various decay modes, e.g., an $e\pi\nu$ mode would imply that J is weakly interacting in nature.

It is also important to note the absence of an e^+e^- continuum, which contradicts the predictions of parton models.[6]

We wish to thank Dr. R. R. Rau and the alternating-gradient synchrotron staff who have done an outstanding job in setting up and maintaining this experiment. We thank especially Dr. F. Eppling, B. M. Bailey, and the staff of the Laboratory for Nuclear Science for their help and encouragement. We thank also Ms. I. Schulz, Ms. H. Feind, N. Feind, D. Osborne, G. Krey, J. Donahue, and E. D. Weiner for help and assistance. We thank also M. Deutsch, V. F. Weisskopf, T. T. Wu, S. Drell, and S. Glashow for many interesting conversations.

†Accepted without review under policy announced in Editorial of 20 July 1964 [Phys. Rev. Lett. 13, 79 (1964)].

[1]The first work on $p+p \to \mu^+ + \mu^- + x$ was done by L. M. Lederman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 25, 1523 (1970).

[2]S. L. Glashow, private communication.

[3]T. D. Lee, Phys. Rev. Lett. 26, 801 (1971).

[4]S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967), and 27, 1688 (1971), and Phys. Rev. D 5, 1412, 1962 (1972).

[5]After completion of this paper, we learned of a similar result from SPEAR. B. Richter and W. Panofsky, private communication; J.-E. Augustin *et al.*, following Letter [Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)].

[6]S. D. Drell and T. M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25, 316 (1970). An improved version of the theory is not in contradiction with the data.

Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*

J.-E. Augustin,† A. M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, J. T. Dakin, G. J. Feldman, G. E. Fischer, D. Fryberger, G. Hanson, B. Jean-Marie,† R. R. Larsen, V. Lüth, H. L. Lynch, D. Lyon, C. C. Morehouse, J. M. Paterson, M. L. Perl, B. Richter, P. Rapidis, R. F. Schwitters, W. M. Tanenbaum, and F. Vannucci‡

Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94305

and

G. S. Abrams, D. Briggs, W. Chinowsky, C. E. Friedberg, G. Goldhaber, R. J. Hollebeek, J. A. Kadyk, B. Lulu, F. Pierre,§ G. H. Trilling, J. S. Whitaker, J. Wiss, and J. E. Zipse

Lawrence Berkeley Laboratory and Department of Physics, University of California, Berkeley, California 94720

(Received 13 November 1974)

We have observed a very sharp peak in the cross section for $e^+e^- \to$ hadrons, e^+e^-, and possibly $\mu^+\mu^-$ at a center-of-mass energy of 3.105 ± 0.003 GeV. The upper limit to the full width at half-maximum is 1.3 MeV.

We have observed a very sharp peak in the cross section for $e^+e^- \to$ hadrons, e^+e^-, and possibly $\mu^+\mu^-$ in the Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)–Lawrence Berkeley Laboratory magnetic detector[1] at the SLAC electron-positron storage ring SPEAR. The resonance has the parameters

$$E = 3.105 \pm 0.003 \text{ GeV},$$

$$\Gamma \leqslant 1.3 \text{ MeV}$$

(full width at half-maximum), where the uncertainty in the energy of the resonance reflects the uncertainty in the absolute energy calibration of the storage ring. [We suggest naming this structure $\psi(3105)$.] The cross section for hadron production at the peak of the resonance is $\geqslant 2300$ nb, an enhancement of about 100 times the cross section outside the resonance. The large mass, large cross section, and narrow width of this structure are entirely unexpected.

Our attention was first drawn to the possibility of structure in the $e^+e^- \to$ hadron cross section during a scan of the cross section carried out in 200-MeV steps. A 30% (6 nb) enhancement was

Esempio: J/ψ da e+e-

fications system is not functioning and we therefore cannot separate muons from strongly interacting particles. However, outside the peak the data are consistent with our previously measured μ-pair cross section. Since a large $\pi\pi$ or KK branching ratio would be unexpected for a resonance this massive, the two-body enhancement observed is *probably* but not *conclusively* in the μ-pair channel.

The $e^+e^- \to$ hadron cross section is presumed to go through the one-photon intermediate state with angular momentum, parity, and charge conjugation quantum numbers $J^{PC}=1^{--}$. It is difficult to understand how, without involving new quantum numbers or selection rules, a resonance in this state which decays to hadrons could be so narrow.

We wish to thank the SPEAR operations staff for providing the stable conditions of machine performance necessary for this experiment. Special monitoring and control techniques were developed on very short notice and performed excellently.

*Work supported by the U. S. Atomic Energy Commission.

†Present address: Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Centre d'Orsay de l'Université de Paris, 91 Orsay, France.

‡Permanent address: Institut de Physique Nucléaire, Orsay, France.

§Permanent address: Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Saclay, France.

[1]The apparatus is described by J.-E. Augustin *et al.*, to be published.

[2]The detection-efficiency determination will be described in a future publication.

[3]While preparing this manuscript we were informed that the Massachusetts Institute of Technology group studying the reaction $pp \to e^+e^- + x$ at Brookhaven National Laboratory has observed an enhancement in the e^+e^- mass distribution at about 3100 MeV. J. J. Aubert *et al.*, preceding Letter [Phys. Rev. Lett. 33, 1402 (1974)].

[4]G. Bonneau and F. Martin, Nucl. Phys. B27, 381 (1971).

Preliminary Result of Frascati (ADONE) on the Nature of a New 3.1-GeV Particle Produced in e^+e^- Annihilation*

C. Bacci, R. Balbini Celio, M. Berna-Rodini, G. Caton, R. Del Fabbro, M. Grilli, E. Iarocci, M. Locci, C. Mencuccini, G. P. Murtas, G. Penso, G. S. M. Spinetti, M. Spano, B. Stella, and V. Valente
The Gamma-Gamma Group, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy

and

B. Bartoli, D. Bisello, B. Esposito, F. Felicetti, P. Monacelli, M. Nigro, L. Paolufi, I. Peruzzi, G. Piano Mortemi, M. Piccolo, F. Ronga, F. Sebastiani, L. Trasatti, and F. Vanoli
The Magnet Experimental Group for ADONE, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy

and

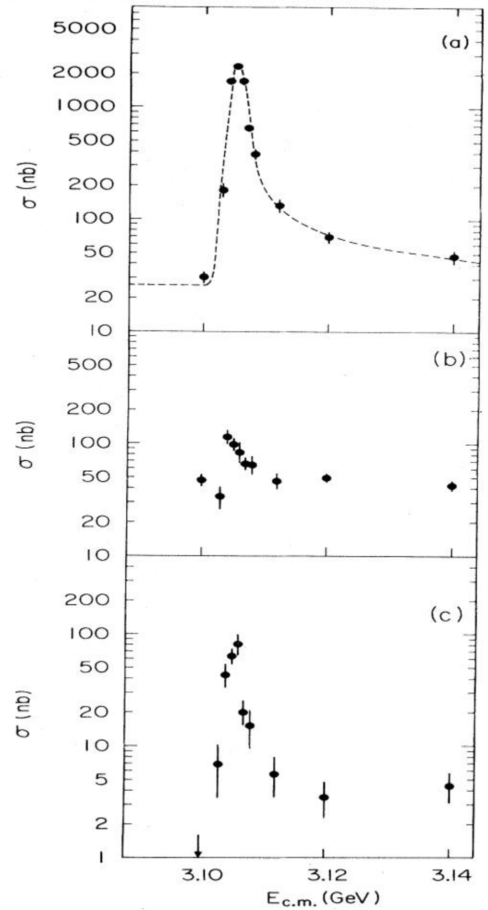
G. Barbarino, G. Barbiellini, C. Bemporad, R. Biancastelli, F. Cevenini, M. Celvetti, F. Costantini, P. Lariccia, P. Parascandalo, E. Sassi, C. Spencer, L. Tortora, U. Troya, and S. Vitale
The Baryon-Antibaryon Group, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy

(Received 18 November 1974)

We report on the results at ADONE to study the properties of the newly found 3.1-BeV particle.

Soon after the news that a particle of 3.1 GeV with a width consistent with zero had been observed at Brookhaven National Laboratory by the Massachusetts Institute of Technology group,[1] it was immediately decided to push ADONE beyond its nominal limit of energy (2×1.5 GeV) to look for this particle. On the following day the information had reached us that this particle had also been observed at SPEAR at the energy of exactly 3.10 GeV with a narrow width, <1.3 MeV.[2]

Three experiments[3] [the Gamma-Gamma Group, the Magnet Experimental Group for ADONE



3. 1. Cross section versus energy for (a) multi-on final states, (b) e^+e^- final states, and (c) $\mu^+\mu^-$, and K^+K^- final states. The curve in (a) is the ex-ed shape of a δ-function resonance folded with the sian energy spread of the beams and including ative processes. The cross sections shown in (b) (c) are integrated over the detector acceptance. total hadron cross section, (a), has been corrected letection efficiency.

qual to the Bhabha cross section integrated the acceptance of the apparatus.[1] gure 1(c) shows the cross section for the luction of collinear pairs of particles, ex-ing electrons. At present, our muon identi-

Scattering a 2 corpi …(1)….

- Consideriamo il processo A+B-> X -> C+D

L'ampiezza di scattering elastico a 2 corpi sviluppata in onde parziali :

$$f(k,\theta) = \frac{i}{2k}\sum_l (2l+1)(1-e^{2i\delta_l})P_l(\cos(\theta))$$

L'azione del **potenziale di interazione** è nel **termine di sfasamento**

- La **sezione d'urto elastica** si trova facendo il quadrato e integrando sugli angoli (%):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k,\theta)|^2 = \frac{1}{4k^2}\sum_l\sum_{l'}(2l+1)(2l'+1)(1-e^{2i\delta_l})(1-e^{2i\delta_{l'}})^* P_l P_{l'}^*$$

$$\boxed{\sigma_{el} = \frac{\pi}{k^2}\sum_l (2l+1)\left|(1-e^{2i\delta_l})\right|^2}$$

- Il termine di inelasticità si introduce con un $0 \leq \eta_l \leq 1$:

$$\boxed{\sigma_{el} = \frac{\pi}{k^2}\sum_l (2l+1)\left|(1-\eta_l e^{2i\delta_l})\right|^2}$$

(%) utilizzando ortonorm.pol. di Legendre $\int P_l(\cos\theta)P_{l'}(\cos\theta)d(\cos\theta)d\phi = \frac{4\pi}{(2l+1)}\delta_{ll'}$

Scattering a 2 corpi …(2)… .

- Se nell'espressione precedente $\delta_l=\pi/2$ allora la σ è max e si parla di risonanza in quell'onda

$$e^{2i\delta_l}-1=2ie^{i\delta_l}\sin\delta_l=2i\sin\delta_l/(\cos\delta_l-i\sin\delta_l)=2i/(\cot\delta_l-i)$$

$$E=E_R$$

$$\delta=\pi/2$$

E è l'energia totale delle particelle che interagiscono.

$$\cot\delta_l\approx\cot\delta_l(E_R)+(E-E_R)\left.\frac{d\cot\delta_l}{dE}\right|_{E=E_R}$$

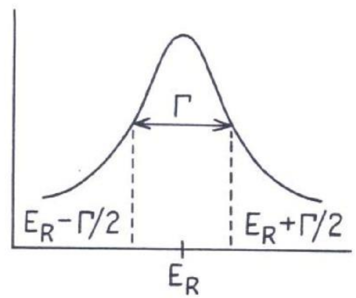
Definiamo $$\left.\frac{d\cot\delta_l}{dE}\right|_{E=E_R}=-\frac{2}{\Gamma}$$

Γ misura la variazione di δ_l vicino alla risonanza.

$$f(\theta)\approx\frac{(2l+1)P_l(\cos\theta)}{\kappa}\frac{\Gamma/2}{E_R-E-i\Gamma/2}$$

Scattering a 2 corpi ...(3)... .

$$\sigma_{BW}(E) = (2l+1)\frac{\pi}{k^2}\frac{\Gamma^2}{(E-E_R)^2+\Gamma^2/4}$$

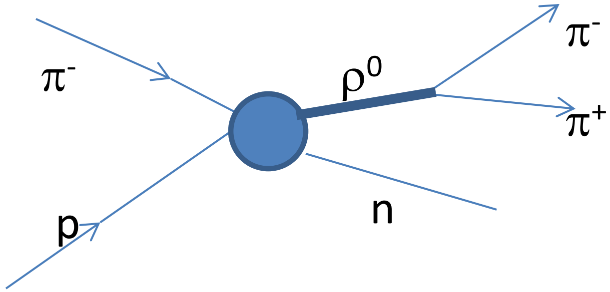


- Forma non relativistica e se Γ piccola (indip. da E !!)
- Per la formazione di una particella di spin J con spinS1 ed S2 in entrata (così entrano le molteplicità di spin in entrata e la somma sui possibili stati in uscita) e diversi possibili modi di decadimento:

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)}\frac{\pi}{k^2}\frac{Br_{IN}Br_{OUT}\Gamma_{tot}^2}{(E-E_R)^2+\Gamma^2/4}$$

k,E momento
ed energia del c.m.

Risonanze in “produzione”



- La “stato intermedio” coinvolge due o più particelle che provengono dal decadimento di questi piuttosto che dal vertice di interazione primaria

- La presenza della risonanza è indicata da un picco nella distribuzione di massa invariante delle particelle prodotte dal decadimento

Esempio: J/ψ da
p+p -> J+X
↳ e+e-

Ting&Company 1974 con il fascio di protoni dell'AGS di Brookhaven

Ancora la Breit-Wigner !!

VIEW LETTERS 2 DECEMBER 1974

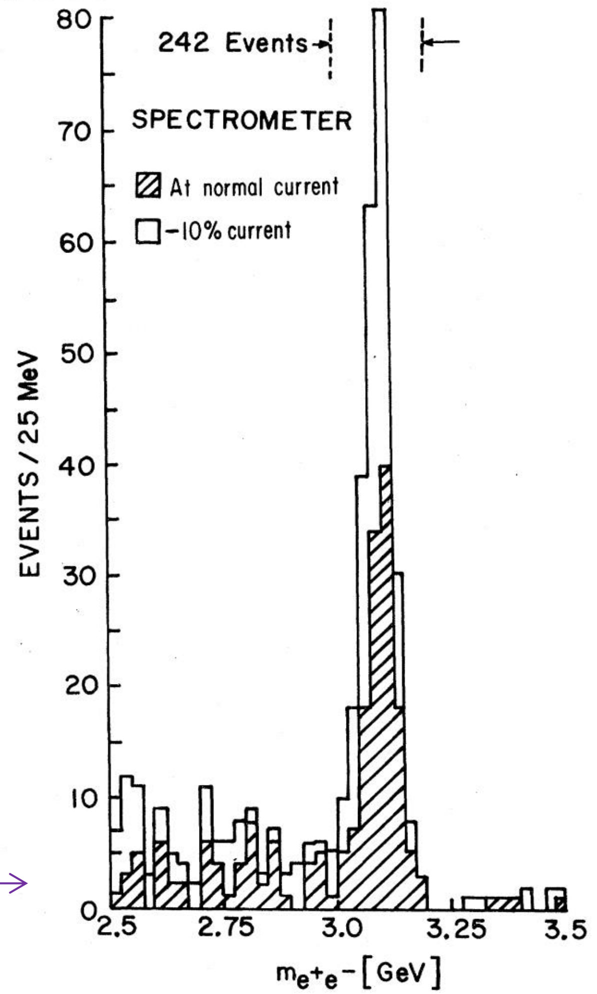


FIG. 2. Mass spectrum showing the existence of *J*. Results from two spectrometer settings are plotted showing that the peak is independent of spectrometer currents. The run at reduced current was taken two months later than the normal run.

Breit-Wigner .. (1) ...

Scriviamo la parte dipendente dal tempo della funzione d'onda di una particella :

$$\psi(t) = \psi(0)e^{-iEt/\hbar}$$

- con E reale $|\Psi(t)|^2 = |\Psi(0)|^2$
- se aggiungiamo all'energia un termine immaginario

$$\boxed{E = E_R - i\Gamma/2}$$

otteniamo:

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 e^{-\Gamma t/\hbar}$$

Da cui si ottiene $\boxed{\tau = \hbar/\Gamma}$

Breit-Wigner .. (2) ...

Passiamo dallo spazio del tempo a quello dell'energia:

$$\phi(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \psi(t) e^{-iEt/\hbar} dt$$

$$\phi(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \psi(0) e^{-i(E_R - i\Gamma/2)t/\hbar} e^{-iEt/\hbar} dt = \frac{i\hbar\psi(0)}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{(E - E_R) - \Gamma/2}$$

Otteniamo la distribuzione di probabilità per energia:

$$\boxed{|\phi(E)|^2 \propto \frac{1}{(E - E_R)^2 - \Gamma^2/4}}$$

E' la forma attesa per una risonanza purchè:

-piuttosto stretta (altrimenti Γ=Γ(E) magari con rapporto E/E_R..)

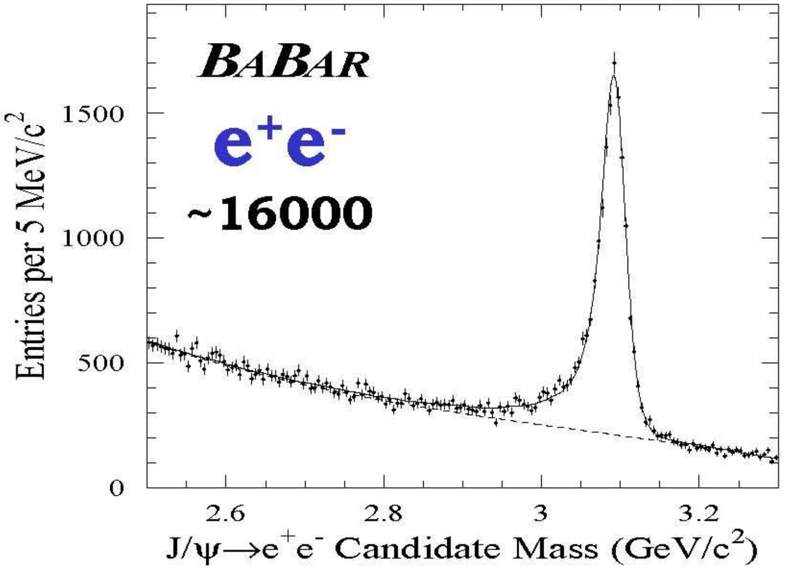
-Trascurando effetti di “barriera centrifuga”

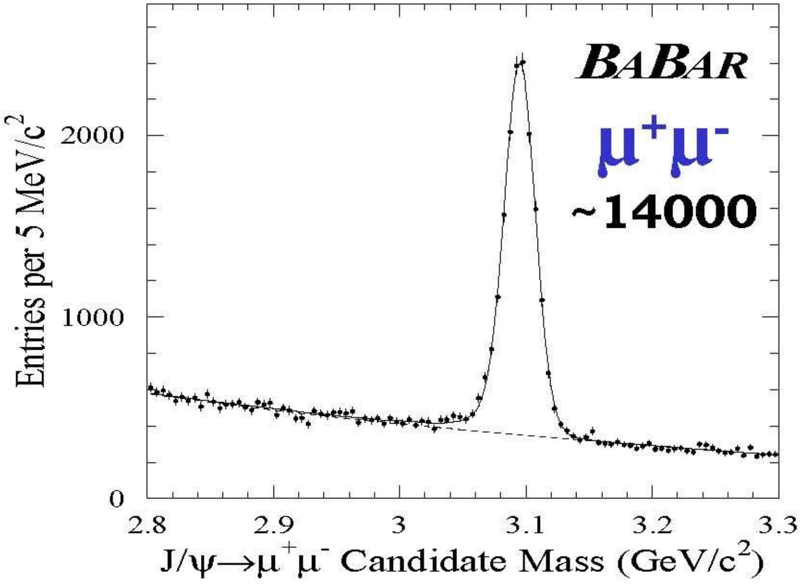
Confronto tra produzione e formazione

- L'uso di collider e+e- per lo studio di risonanze in formazione permette analisi dati molto "pulite" (vedi più avanti i problemi con le distribuzioni di massa invariante) ma numeri quantici accessibili limitati
- La fisica adronica è per sua natura più complicata: i proiettili stessi sono oggetti composti! ma permette l'accesso a regioni inesplorate dal suo corrispettivo elettromagnetico

BaBar ricostruisce la J/Ψ

Mass fit for Signal Events Yield Extraction & Bckgd with a PDF obtained from MC + additional parameters to account for differences data/MC.

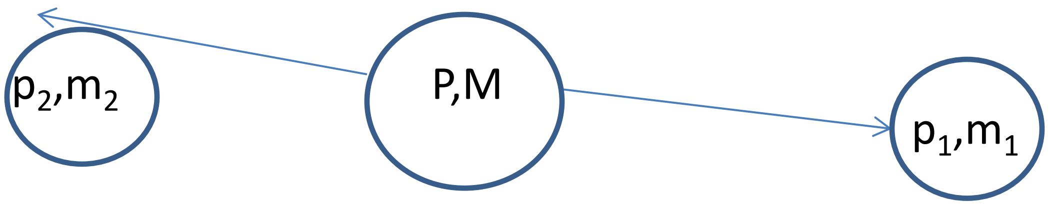




- Look for peak in the invariant mass distribution:
- make a fit with the Breit-Wigner function
- To be considered significant a signal must be around 5σ

⇒ **talk by G.Calderini in Heavy Flavors session**

Esempio : decadimento in due corpi

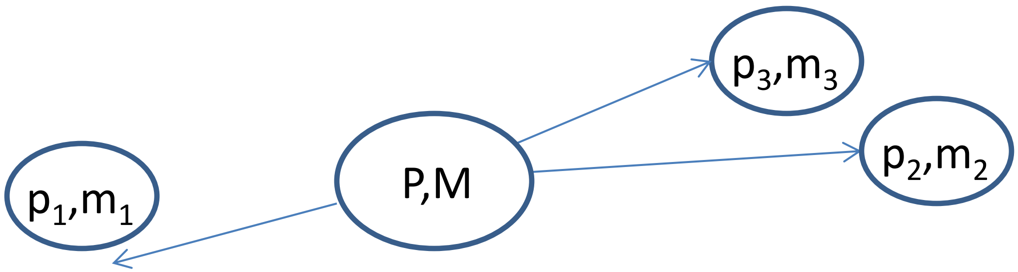


$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M} \qquad |p_1| = |p_2| = \frac{\left[M^2 - (m_1+m_2)^2\right]^{1/2}\left[M^2 - (m_1-m_2)^2\right]^{1/2}}{2M}$$

- Le particelle emesse sono monocromatiche, il momento lo si può calcolare a partire dalle masse
- lo stato finale è totalmente definito dalle masse e un angolo di emissione delle particelle finali

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2}|\mathcal{M}|\frac{|p_1|}{M^2}d\Omega_1$$

Distribuzione di massa invariante



$$E_1 = \frac{M^2 - m_{23}^2 + m_1^2}{2M}$$

$$m_{Npart} = (\sum_{j=1}^{Npart} E_j)^2 - \sum_{i=1}^{3}(\sum_{j=1}^{Npart} p_j^i)^2$$

$$m_{23} = (E_2 + E_3)^2 - \sum_{i=1}^{3}(p_2^i + p_3^i)^2$$

$$\boxed{d\Gamma \propto |\mathcal{M}|^2 dm_{12}^2 dm_{23}^2}$$

Forma standard Dalitz plot per decadimento in 3 particelle a spin zero

Dalitz plot … (1) …

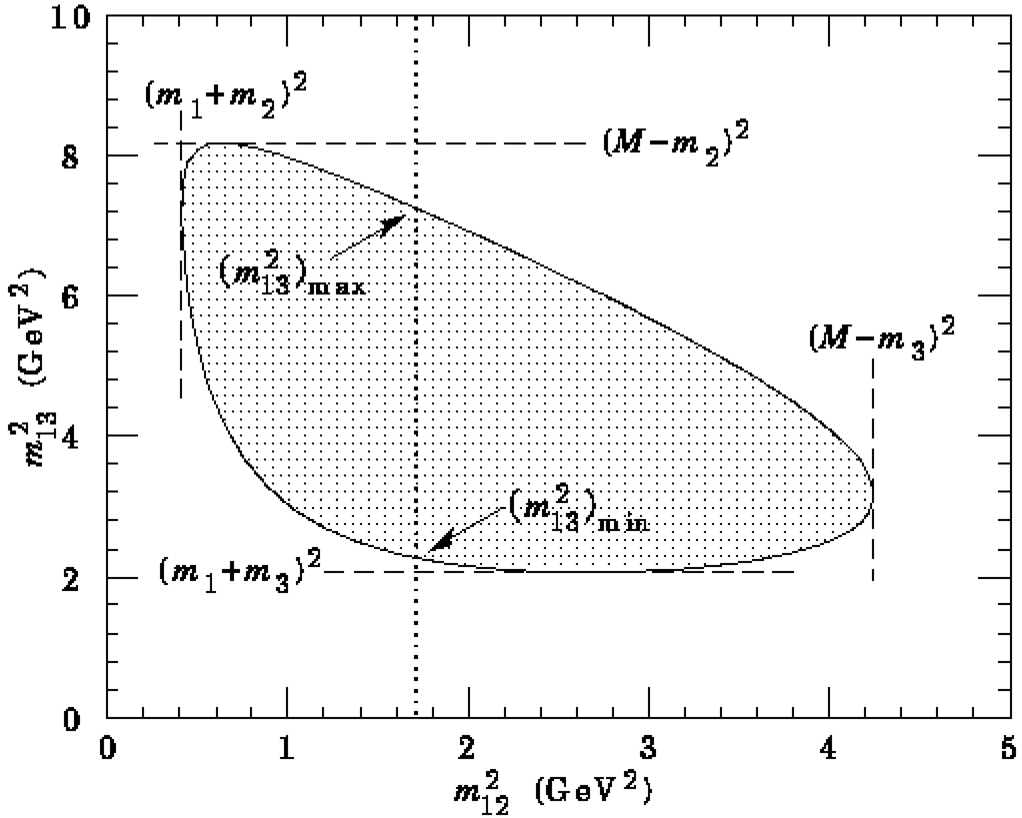
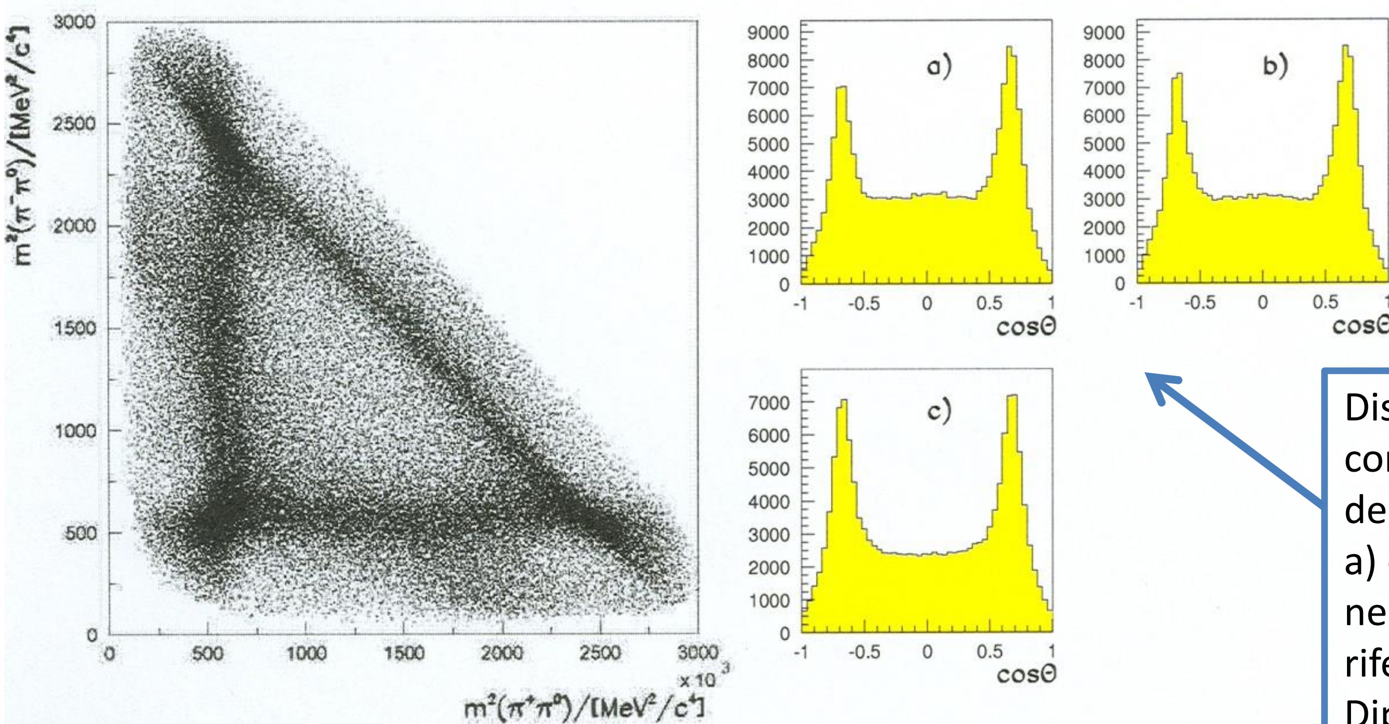


Figure 23.3: Dalitz plot for a three-body final state. In this example, the state is $\overline{K}^0\pi^+p$ at 3 GeV. Four-momentum conservation restricts events to the interior of the closed curve.

- ogni **reazione in 3 corpi** identificata da **2 variabili: le due masse invarianti** (1,2) e (2,3)
- Nel piano un punto per ogni evento (a parte diverse combinazioni): cinematica spazio fasi distribuisce i punti in modo uniforme

Dalitz plot … (2) …

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}\pi^{0}$$



(*)Klempt,Batty,Richard – “Nucleon Antinucleon interaction at low energy”

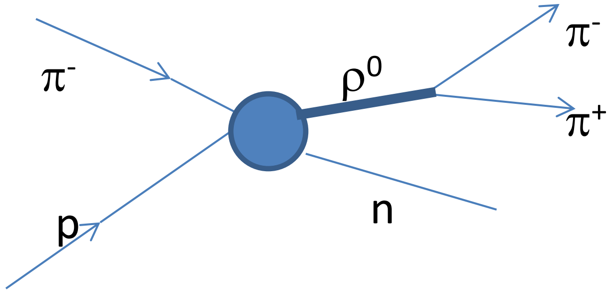
Distribuzione angolare connessa ai prodotti di decadimento della ρ (in a) è l’angolo tra π- e ρ nel sistema di riferimento della ρ): Dipende dai numeri quantici dello stato iniziale, di quello finale e dallo SPIN della risonanza prodotta

Dinamica

- La parte dinamica viene generalmente fattorizzata in una parte “energetica”

  (Breit-Wigner)
- Una parte “angolare” corrispondente alla composizione dei momenti angolari e spin delle particelle prodotte
- L’ insieme dei due dovrebbe riprodurre lo spettro sperimentale di massa invariante dello stato finale

FSI – Interazione di stato finale



- **Produzione** e **decadimento** di una risonanza **sono indipendenti** => le **ampiezze** sono **fattorizzabili**

$$d\Gamma(\bar{p}p \to \pi\pi\pi) = [\sum_j \left| \sum_k b_{jk} e^{\phi_{jk}} T_{jk} F_{jk} \right|^2] PS(\bar{p}p \to \pi\pi\pi)$$

- J= stati iniziali (se distinguibili somma incoerente),K= stati finali
- $b_{jk}e^{\Phi jk}$ intensità e fase dell'interazione tra gli stati finali
- T_{jk} parte di spin-parità => tensori cartesiani covarianti o ampiezze di elicità
- F_{JK} parte di energia-impulso => Breit-Wigner se risonante

Parte energetica .. (1) ..

- **R**->**rc** con **r**->**ab** (con a e b particelle spin 0)

T_r parte dinamica energetica (spesso Breit-Wigner)

$$T_r = \frac{1}{m_r^2 - m_{ab}^2 - i m_r \Gamma_{ab}(q)}$$

q=mom.di a nel sistema di r

$$\Gamma_{ab}(q) = \Gamma_r \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2L+1} \left(\frac{m_r}{m_{ab}}\right) B_L^2(q, q_0)$$

Ampiezza è fenomenologica !!! Ci sono tante possibili parametrizzazioni sia per la parte angolare sia per la parte energetica

Distribuzioni angolari .. (1) ..

- **R**->**rc** con **r**->**ab** (con a e b particelle spin 0)

$$M_{if}(J,L,l,m_{ab},m_{bc}) = Z(J,L,l,\vec{p},\vec{q})T_r(m_{ab})$$

Con L tra **r** e **c** , l tra **a** e **b** (cioè spin di **r**), J spin di R,

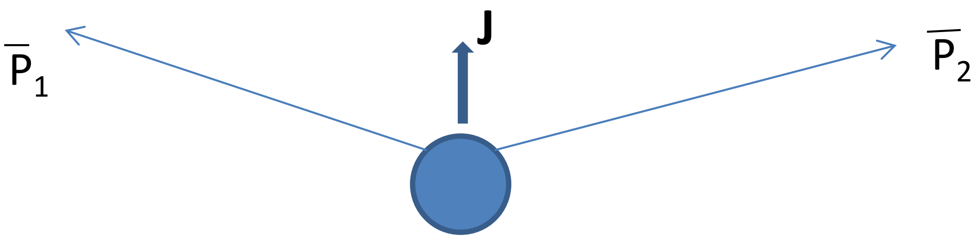
~~p~~ , ~~q~~ momento di **c** e momento di break-up $\mathbf{q}_r$=($\mathbf{a}$-$\mathbf{b}$)$_r$

T_r parte dinamica energetica (spesso Breit-Wigner)

Ampiezza è fenomenologica !!! Ci sono tante possibili parametrizzazioni sia per la parte angolare sia per la parte energetica

Distribuzioni angolari .. (1 bis) ..

- Consideriamo la distribuzione angolare di due particelle 1 e 2 provenienti dal decadimento di una risonanza r di spin J



- Lo stato finale , per un osservatore nel sistema di riferimento di 2 è descritto totalmente da

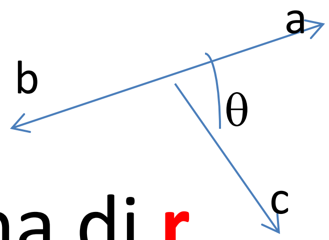
$$Y(\Omega) = f(\overline{q}) \qquad \overline{q} = (\overline{p}_1 - \overline{p}_2)$$

- In genere se le particelle finali sono a spin nullo (pioni) siamo autorizzati a fare un collegamento tra i quadrimomenti delle particelle nello stato finale e lo spin o il momento angolare dello stato iniziale

da V.Filippini,A.Fontana,A.Rotondi : Phys.Rev.D51(1993)2247

Distribuzioni angolari .. (2) ..

- Esempio: dato L=0,1,2 ..
- Definiamo θ= angolo tra **c** e **a** nel sistema di **r**



J->L+l	Distribuzioni angolari
0->0+0	uniforme
0->1+1	$(1+\xi^2)\cos^2(\theta)$
0->2+2	$(\xi^2+3/2)^2(\cos^2(\theta)-1/3)^2$

Fattori relativistici

Nel formalismo dei tensori cartesiani lo spin J della particella r viene costruito a partire dai quadrimomenti della particelle a,b come un tensore di rango j con (2j+1) componenti indipendenti ⇔ fabbrico uno spazio vettoriale isomorfo a quello di uno spinore J

Esempio: J=0 ⇔ scalare

J=1 ⇔ il tri-momento di break-up nel sistema di riferimento di r

Ecc…

Isospin

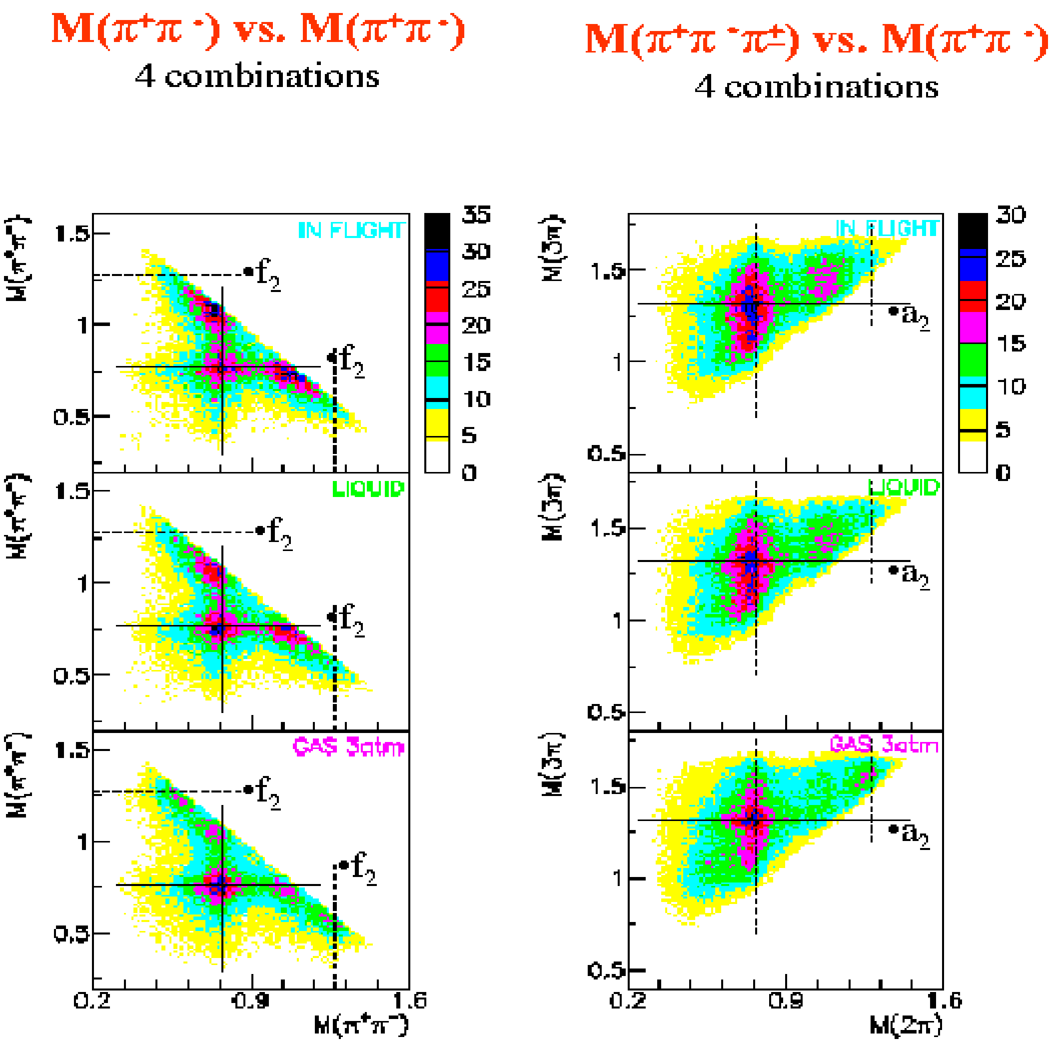
- Come entrano le combinazioni di isospin?

Coeff. Di Clebsh-Gordan

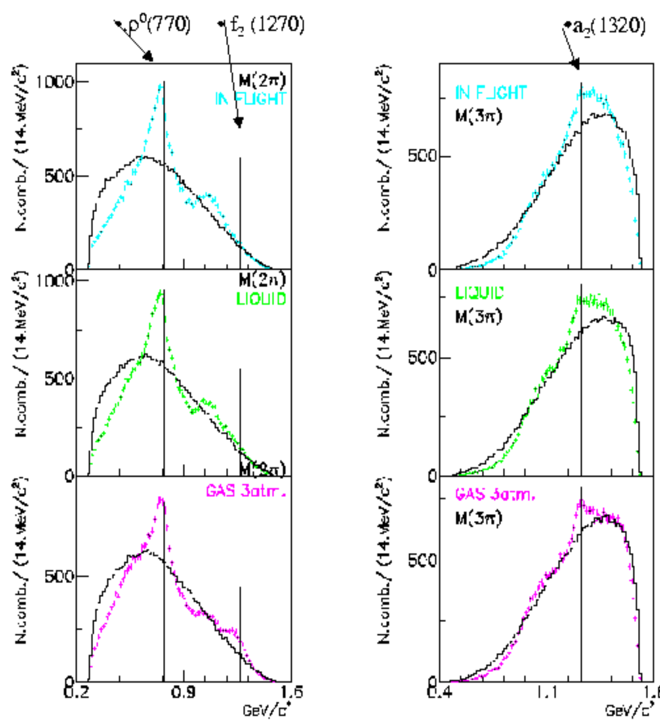
$$\psi(I,I_z)=\sum_{I_z^1 I_z^2} C(I,I_z,I^1,I_z^1,I^2,I_z^2)\phi(I^1,I_z^1)\chi(I^2,I_z^2)$$

Regolano il peso delle diverse ampiezze di isospin

Riprodurre gli spettri sperimentali …



- Ho i dati ⇔ produco Dalitz plot o spettri di massa….



Riprodurre gli spettri sperimentali …

- Ho i dati ⇔ produco Dalitz plot o spettri di massa….
- Produco via MC una serie di eventi simulati pesati con la densità di spazio delle fasi determinata dalla cinematica (per normalizzare l'ampiezza)
- Per ciascun evento si calcola l'ampiezza di probabilità (vedi formula pag.41 o "simili" !)
- Fit con il metodo della Likelihood:

$$\ell = \frac{\prod_{i=1}^{Nev} w_i}{\int w_{mc} \, d\Omega}$$

Annichilazione ap-p

- Protone e neutrone formano un doppietto di isospin formati da tre quark p=|uud> e n=|udd>
- Le loro corrispettive antiparticelle le si ottiene applicando l'operazione di G-parità

$$\bar{n} = G|n\rangle \qquad \bar{p} = G|p\rangle$$

- L'annichilazione in quiete ap-p fornisce energia pari a 2 masse nucleoniche
- A basso momento solo le onde parziali di L più basso partecipano…
- In quiete l'annichilazione avviene tramite la formazione dell'atomo antiprotonico!

Leggi di conservazione

- L’interazione forte conserva ..E,$\bar{p}$,J,Parità, C, I,G
- L’algebra dei numeri quantici $N\bar{N}$ è uguale a quella $q\bar{q}$

PW	1,1S0	3,1S0	1,3S1	3,3S1	1,1P1	3,1P1	1,3P0	3,3P0 ……
JPC	0-+	0-+	1--	1--	1+-	1+-	0++	0++
IG	0+	1-	0-	1+	0-	1+	0+	1-

- $C=(-1)^{L+S}$ $P=(-1)^{L+1}$ $G=(-1)^{L+S+I}$

Notazione : $^{2I+1,2S+1}L_J$

Regole di selezione dai principi di conservazione

G-parità di sistema n pioni $(-1)^n$

- $\bar{N}N$-> due scalari (o due pseudoscalari) …

Solo stati con $P(-1)^J$

- NN->scalare-pseudoscalare

Solo stati con $P=(-1)^{J+1}$

…esempi …

NN->$2\pi^0$ solo da $^{1,3}P_0$ o $^{1,3}P_2$

NN->$\pi+\pi-$ solo da $^{3,3}S_1$ o $^{1,3}P_0$ o $^{1,3}P_2$

NN->$\rho\pi^0$ solo da $^{1,3}S_0$ o $^{1,1}P_1$

NN->$\rho\pi^+$ solo da $^{3,1}S_0$ o $^{1,3}S_1$ o $^{1,1}P_1$ o $^{3,3}P_1$ o $^{3,3}P_2$

Distribuzioni angolari per rho-pi

Table 35: Angular distributions for $\bar{p}N \to \rho\pi$ annihilation. The atomic states are represented as $^{2I+1,2S+1}L_J = {}^{1,3}S_1$ with I, S, L, J being isospin, spin, orbital and total angular momenta; ℓ is the orbital angular momenta between ρ and π, Θ the angle between the direction of the more positively charged pion from ρ decay with respect to the ρ direction of flight. Forbidden transitions are marked by an x. The signs indicate constructive and destructive interference.

State	$\rho\pi$ content	$\ell = 0$	$\ell = 1$	$\ell = 2$
$^{1,3}S_1$	$\rho^+\pi^- + \rho^0\pi^0 + \rho^-\pi^+$	x	$\sin^2\Theta$	
$^{3,1}S_0$	$\rho^+\pi^- - \rho^-\pi^+$	x	$\cos^2\Theta$	
$^{3,3}P_2$	$\rho^+\pi^- - \rho^-\pi^+$	x	x	$\cos^2\Theta$
$^{3,3}P_1$	$\rho^+\pi^- - \rho^-\pi^+$	flat	x	$\sin^2\Theta$
$^{1,1}P_1$	$\rho^+\pi^- + \rho^0\pi^0 + \rho^-\pi^+$	flat	x	$\cos^2\Theta + 1/3$

(*) Klepmt-Batty-Richard –Antinucleon-nucleon ann. Dynamics (2004)

Poiché ρ+π– e ρ–π+ possono essere prodotti negli stesi stati, questi possono avere interferenza costruttiva o distruttiva…

Atomo antiprotonico

- L’antiprotone viene rallentato sino a venir catturato dal campo coulombiano, formando un atomo antiprotonico..
- Cattura in orbita alto n,l
- Caduta su orbite a più basso n con emissione raggi X
- In gas e liquido comportamento diverso (Stark mixing,)

Cascata atomo antiprotonico

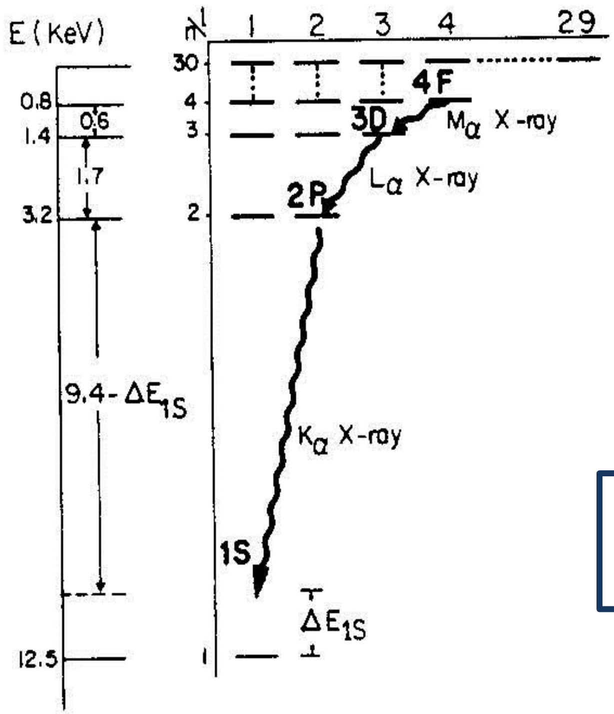


Fig. 1 Levels of the $p\bar{p}$ atom and some detectable X-ray transitions

L'interazione p-ap modifica i livelli atomici producendo un ampiamento Γ ed uno shift ΔE che possono essere previsti a partire da ipotesi teoriche su interazione N-AN

Le previsioni si aggirano intorno a 1KeV per Il livello 1S e ordine di 10^{-2}eV per i 2P

Esperimento Asterix

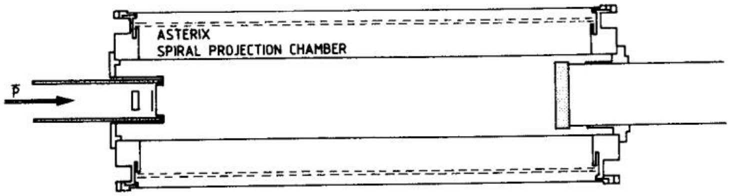


Fig. 5 Side view of the cylindrical H_2 target and central detector of the ASTERIX experiment

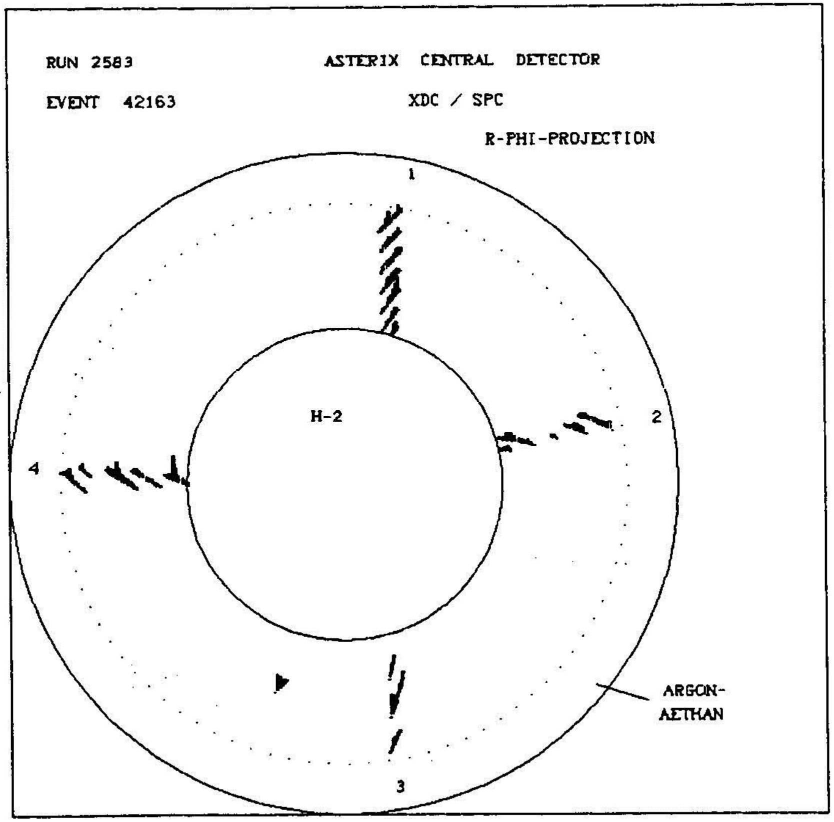


Fig. 6 XDC/SPC image of a $p\bar{p}$ event with one X-ray and four charged particles

Spettro raggi x dall'atomo antiprotonico

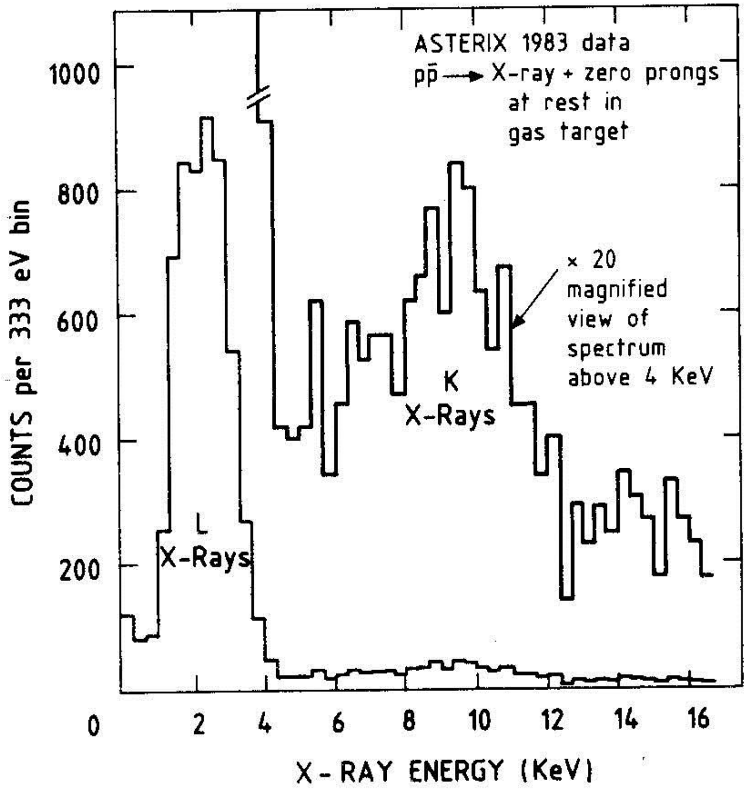


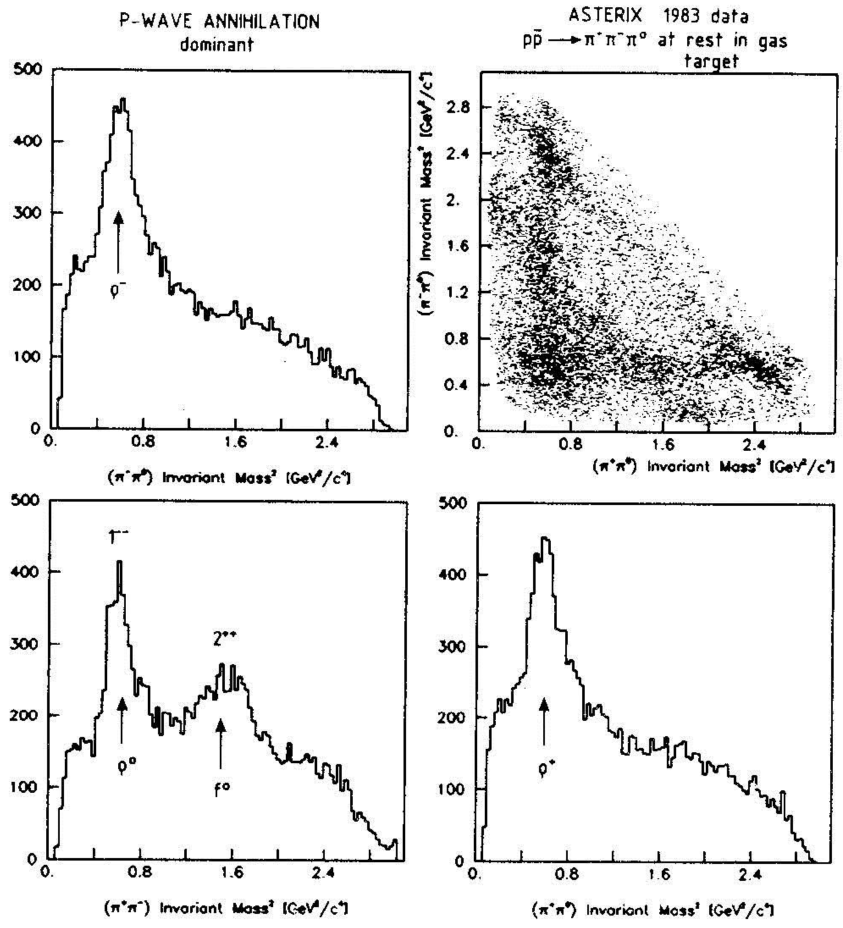
Fig. 9 Observation of protonium K-line signal in the ASTERIX experiment

- Notazione spettroscopica:

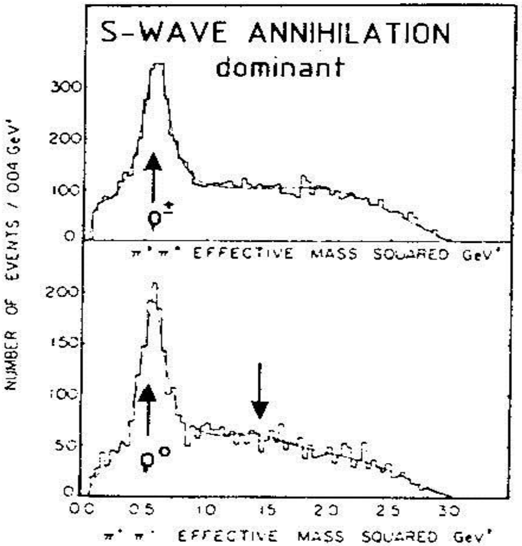
L=emissione per decadimento su orbitale P, L_{α} la meno energetica

K=emissione per decadimento su orbitale S, K_{α} la meno energetica

Confronto annichilazioni in gas e liquido

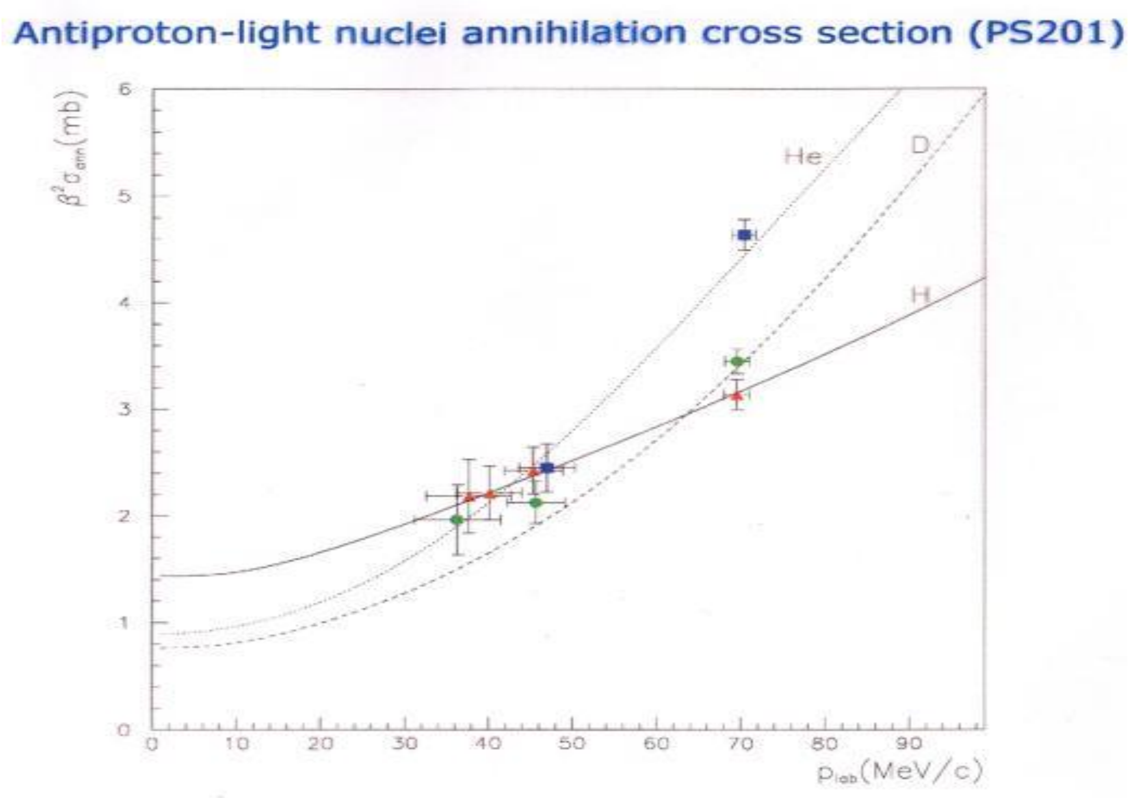


- In liquido >50% annichilazioni S produzione di risonanze con spin elevato sfavorita



Sezione d'urto a basso momento

- Con annichilazioni in volo a basso momento solo poche onde parziali per analisi in fase
- Informazioni sul potenziale N-aN



Quark-gluon plasma

- Stato della materia costituito da quark e gluoni deconfinati (*)
- Prodotto in condizioni di elevata energia e densità barionica
- Segnali (dati per confronto con "pittura adronica"):

-Aumento di stranezza

- Jet quenching
- Produzione di di-leptoni

Ricerche :
SPS/RHIC con $\sqrt{s_{NN}}$ da 20, 130, 200 GeV
Aumento produzione barioni strani,
Alice Nov2010, CMS and Atlas
Jet quenching

Antiprotone-nucleo => su Tantalio al KEK a 4GeV/c o su deuterio
o bassa statistica su nuclei A=3-208
Aumento stranezza

FINE

Spettroscopia mesonica

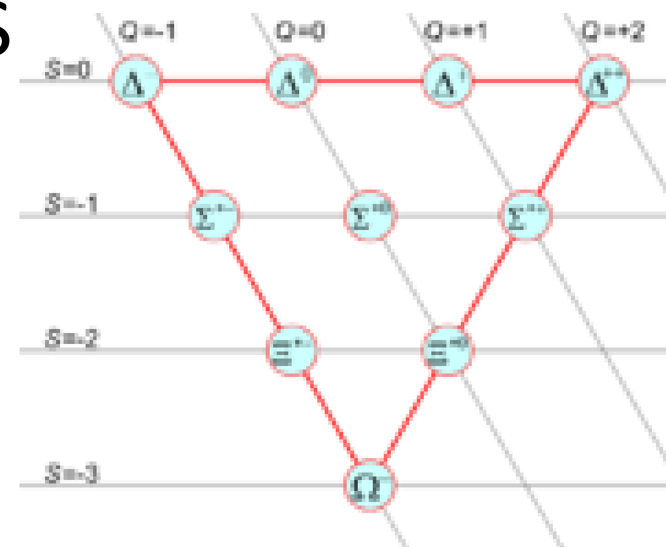
- Esperimenti a LEAR ⇔ poche onde parziali
- Esperimenti con fascio di energia più elevata ⇔ più onde parziali, più stati accessibili ⇔ cercare stati prox alla soglia

SU(3)

- Conservazione della “stranezza”:

Raggruppiamo particelle con medesimo numero barionico B, spin J e parità P ma all’interno del multipletto variano Isospin e Stranezza

Rappresentazione bi-dimensionale , inizialmente nel piano I_3 e ipercarica Y=B+S



Ω^- scoperta nel 1963
con camera a bolle Brookhaven