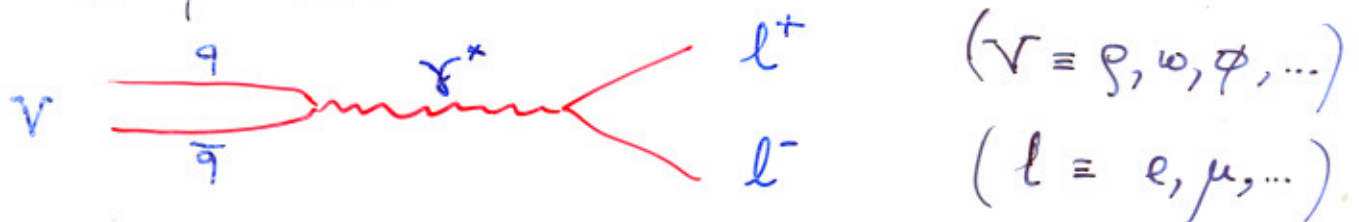


Mesões - vector e seus decaimentos leptónicos

- Ténhamos visto que os mesões são estados $q\bar{q}$. Os mesões neutros com $S=1$ (spins emparelhados: $q^\uparrow q^\uparrow$), dado serem formados pelos mesmos tipos (ou sabores) de quarks:

$$\begin{cases} \rho^0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \\ \omega \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) \\ \phi \equiv s\bar{s} \end{cases}$$

podem desintegrar-se em leptões por aniquilação dos seus quarks:



- A largura parcial para os decaimentos leptónicos é dada por:

$$\Gamma(V \rightarrow l^+ l^-) = \frac{16\pi \alpha^2 Q^2}{M_V^2} |\Psi(0)|^2$$

- $Q^2 = \left| \sum_i a_i Q_i \right|^2$ é a soma quadrática, ponderada pelos a_i , das cargas dos quarks do mesão-vector.
- $|\Psi(0)|^2$ é a amplitude para que o q e o \bar{q} interajam com o γ^* naquele ponto do espaço.
- α é a intensidade do acoplamento electro-magnético.
- M_V é a massa do mesão-vector.

• Explicação:

★ Nos 2 vértices e.m. temos:

$$\sqrt{\alpha} \sum_i a_i Q_i \cdot \sqrt{\alpha} \xrightarrow{|\dots|^2} \alpha^2 Q^2$$

★ Quadrado do propagador \times factor espaço fase:

$$\frac{1}{q^4} \times q^2 = \frac{1}{q^2} \equiv \frac{1}{M_V^2}$$

• Como as massas dos mesões-vektor ρ, ω, ϕ são similares, espera-se que

$$|\psi(0)|^2 / M_V^2 \sim \text{const.},$$

donde a previsão: $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-} \propto Q^2$

Calculando explicitamente:

$$\begin{cases} Q^2(\rho^0) = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} - \left(-\frac{1}{3}\right) \right) \right]^2 = \frac{1}{2} \\ Q^2(\omega) = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{3} \right) \right]^2 = \frac{1}{18} \\ Q^2(\phi) = \left(\frac{1}{3} \right)^2 = \frac{1}{9} \end{cases}$$

$$\Rightarrow \Gamma(\rho^0) : \Gamma(\omega) : \Gamma(\phi) = 9 : 1 : 2$$

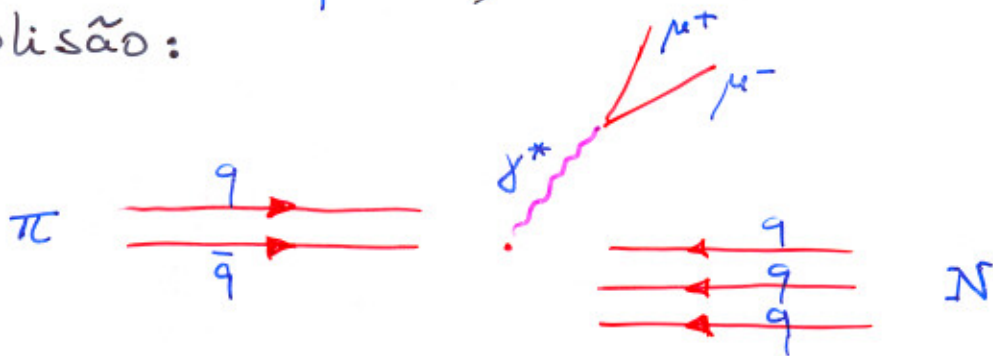
Experimentalmente: $10,1 \pm 0,8 : 1 : 2,3 \pm 0,2$.

∴ Previsão correcta do modelo de quarks:
sabores e cargas bem atribuídos aos mesões-vektor.

○ processo de Drell-Yan

A produção de pares de leptões em colisões π -núcleão é outro teste do modelo de quarks, nomeadamente sobre a sua carga.

○ processo decorre da aniquilação de um par quark-antiquark, resultante de 2 hadrões em colisão:



Por exemplo, em interações $\pi^\pm {}^{12}\text{C}$ tem-se:

$$\pi^- \equiv \bar{u}d$$

$$\pi^+ \equiv u\bar{d}$$

$$\begin{aligned} {}^{12}\text{C} &\equiv 6p + 6n = (12u + 6d) + (6u + 12d) \\ &\equiv 18u + 18d \end{aligned}$$

Nota: Alvos com igual número de prótons e neutrões, ou seja, de u e d chamam-se isoscalares.

Então:

$$\sigma(\pi^- {}^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+\mu^- X) \propto 18 q_u^2 = 18 \times \frac{4}{9}$$

$$\sigma(\pi^+ {}^{12}\text{C} \rightarrow \mu^+\mu^- X) \propto 18 q_d^2 = 18 \times \frac{1}{9}$$

$$\Rightarrow \frac{\sigma(\pi^- {}^{12}\text{C})}{\sigma(\pi^+ {}^{12}\text{C})} = 4:1,$$

previsão que é confirmada pela experiência.

Regra de OZI

O mesão-vector neutro ϕ deveria desintegrar-se preferencialmente em:

$$\phi \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- ,$$

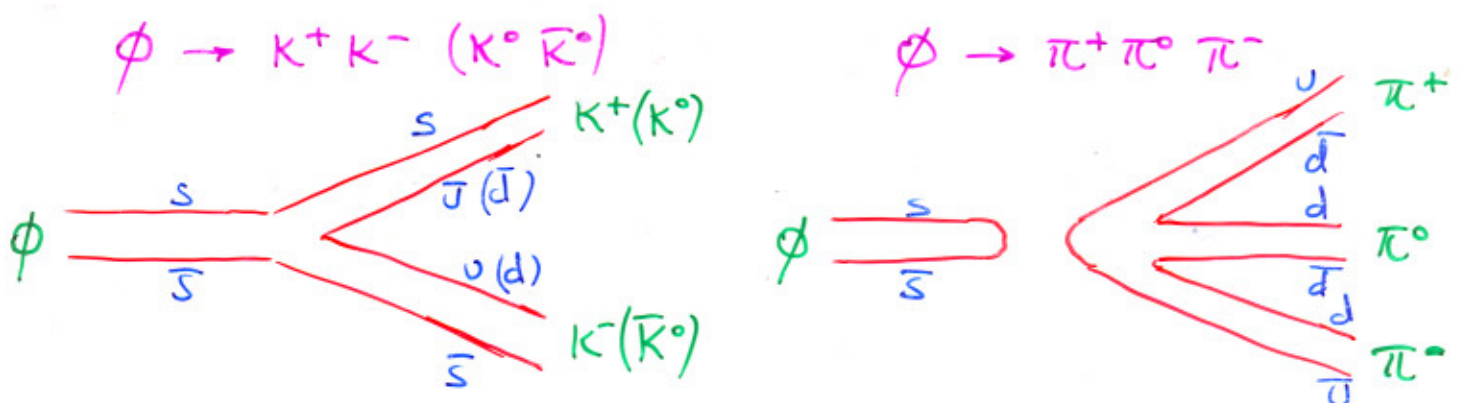
tal como acontecia com o mesão-vector ω .

Ora, em comparação com o decaimento

$$\phi \rightarrow K^+ K^- \quad (K^0 \bar{K}^0) ,$$

e apesar das massas dos Kaões serem muito maiores, o que deveria suprimir este processo face ao primeiro, passava-se o contrário.

Os diagramas de evolução de quarks para estes processos são:



A regra de OZI (Okubo, Zweig, Iizuka) postulava que diagramas com linhas de quarks não conectadas são suprimidos face aos outros.

Hoje sabe-se que são os glúons os responsáveis pela criação dos pares $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ não conectados. E, como a constante de acoplamento forte para a distância entre s e \bar{s} no ϕ vale

$$\alpha_s = 0,44, \text{ tem-se } \frac{\sigma(\phi \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-)}{\sigma(\phi \rightarrow K^+ K^-)} \propto \frac{\alpha_s^3}{\alpha_s} = \alpha_s^2 = 0,194.$$

Experimentalmente obtém-se 0,18.

Mesões pesados e o modelo de quarks

A família do ψ :

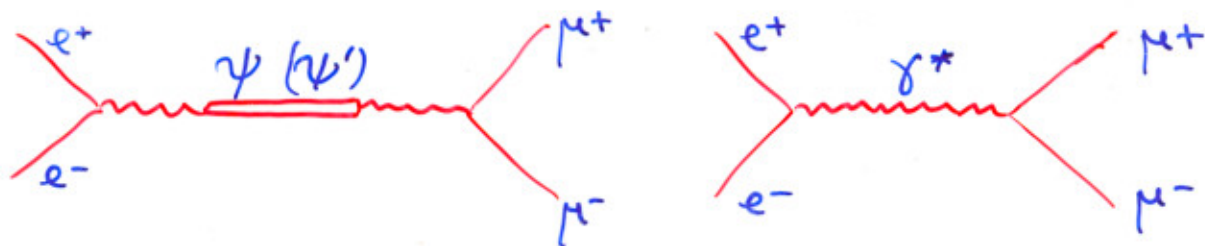
• Em 1974 duas experiências descobriram simultaneamente uma ressonância de grande massa ($M = 3,1 \text{ GeV}/c^2$) e muito estreita:

SLAC (Stanford) $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow \text{hadrões}$
colisionador SPEAR, B. Richter $\rightarrow e^+e^-; \mu^+\mu^-$

BNL (Brookhaven) $p \text{ Be} \rightarrow \psi + X$
28 GeV/c em alvo fixo, S. Ting $\rightarrow e^+e^-$
 \rightarrow figuras

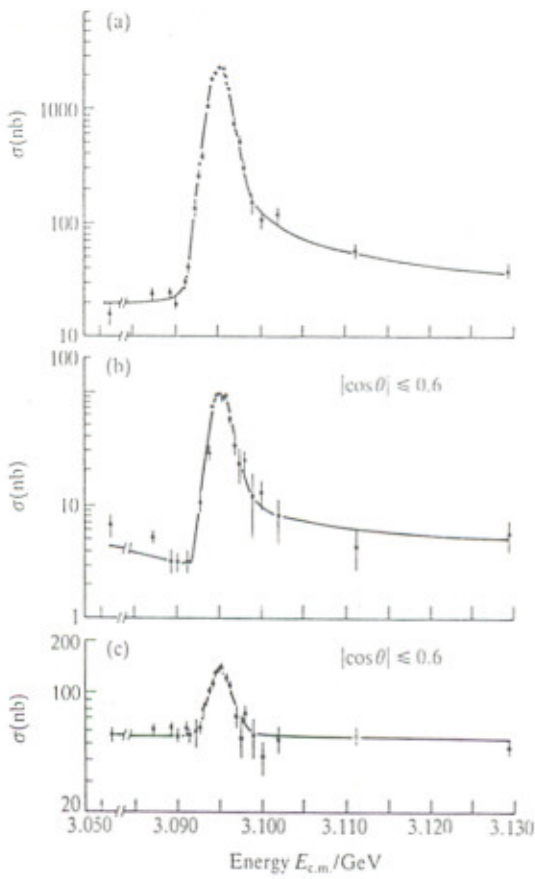
Pouco tempo depois a 1ª experiência descobriu outro mesão massivo, de $3,7 \text{ GeV}/c^2$, o ψ' . \rightarrow fig.

• Através do estudo de efeitos de interferência entre os dois diagramas:



para eventos na região de massa do ψ e do ψ' , verificou-se que o spin e a paridade são os do fóton: $J^P = 1^-$, como pode constatar-se pelo aspecto de tipo dispersivo das ressonâncias para $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

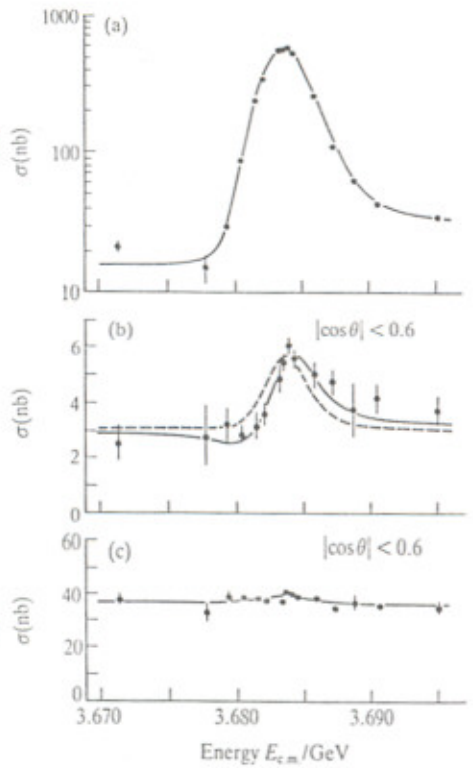
No caso $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a interferência não era detectável pois há dois diagramas



$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$

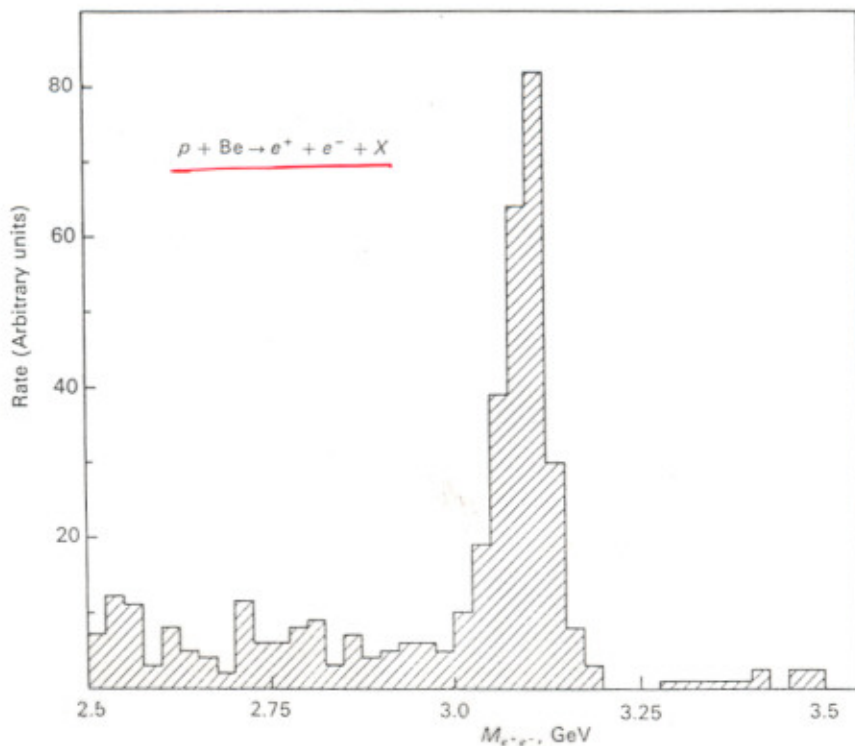
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

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



Descoberta do ψ
(SLAC)

Descoberta do ψ'
(SLAC)



Descoberta do ψ
(BNL)

Adição de momentos angulares
 = Coeficientes de Clebsch-Gordan =

► Composição de 2 momentos angulares j_1 e j_2 , com componentes em z m_1 e m_2 , de que resultam o momento angular total j e sua z componente m :

(i) $j_1 = \frac{1}{2}, j_2 = \frac{1}{2}$

		j			
		1	1	0	1
		m			
		+1	0	0	-1
m_1	m_2				
$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	1			
$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$		
$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}$		
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1			

(ii) $j_1 = 1, j_2 = \frac{1}{2}$

		j					
		$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$
		m					
		$+\frac{3}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$
m_1	m_2						
+1	$+\frac{1}{2}$	1					
+1	$-\frac{1}{2}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$				
0	$+\frac{1}{2}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$				
0	$-\frac{1}{2}$					$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$
-1	$+\frac{1}{2}$					$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$
-1	$-\frac{1}{2}$	1					

(iii) $j_1 = 1, j_2 = 1$

		j					ψ : singlete		
		2	2	1	2	1	0	1	2
		m					↑		
		+2	+1	+1	0	0	0	-1	-2
m_1	m_2						← σ iguais		
+1	+1	1							
+1	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$						
0	+1	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}$						
+1	-1	$\sqrt{\frac{1}{6}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{6}}$	0	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$
0	0	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	0	$-\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{6}}$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	0	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$
-1	+1	$\sqrt{\frac{1}{6}}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{6}}$	0	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$
0	-1	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	0	$-\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{6}}$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	0	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$
-1	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$						
-1	-1	1							

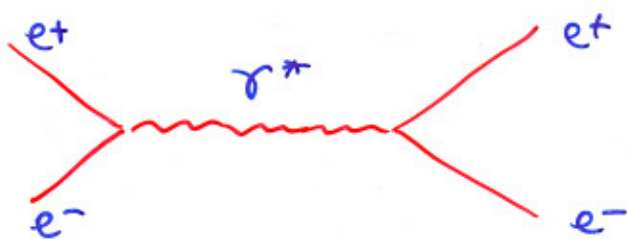
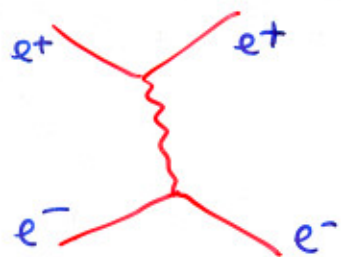
$\left. \begin{matrix} +\pi^- \\ \text{para} \\ -\pi^+ \end{matrix} \right\}$

+1	-1
0	0
-1	+1

→ $\left\{ \begin{matrix} \sqrt{\frac{1}{6}} & \sqrt{\frac{1}{2}} \\ \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 \\ \sqrt{\frac{1}{6}} & -\sqrt{\frac{1}{2}} \end{matrix} \right\} \left[\begin{matrix} \sqrt{\frac{1}{3}} \\ -\sqrt{\frac{1}{3}} \\ \sqrt{\frac{1}{3}} \end{matrix} \right]$

► Exemplo: $\phi_1(1,1) \phi_2(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}) = \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_1(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}) + \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_2(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$

relativos ao processo puro de QED:



γ^* "tipo espaço"

γ^* "tipo tempo"

$$q^2 \equiv M_{\gamma^*}^2 < 0$$

$$q^2 \equiv M_{\gamma^*}^2 > 0$$

e o primeiro domina na região cinemática da experiência.

- O isospin do ψ pode ser determinado pelo modo de decaimento $\psi \rightarrow \rho \pi$.

Como as seções eficazes de produção dos vários estados finais $\rho^+ \pi^-$, $\rho^0 \pi^0$, $\rho^- \pi^+$ são iguais, fazendo a composição de isospins desses casos, conclui-se que $I = I_z = 0$.

- A largura das ressonâncias ψ e ψ' ($\Gamma_{\text{tot}} = 87$ e 277 KeV) é muito inferior à dos outros mesões-vector de menor massa ($\Gamma_\rho = 151$ MeV, $\Gamma_\omega = 8$ MeV, $\Gamma_\phi = 4,4$ MeV), pelo que se suspeitou que fossem formados por um par $q\bar{q}$ de novo sabor: c (charm).

Isso implicava que outras combinações de quarks fossem possíveis, i.e., que existissem mesões com charme aberto, como $c\bar{d}$, $c\bar{u}$. Na verdade, já tinham sido observados, mas não identificados.

Temos pois:

$$D^+ \equiv c\bar{d}$$

$$D^0 \equiv c\bar{u}$$

e as antipartículas

$$D^- \equiv \bar{c}d$$

$$\bar{D}^0 \equiv \bar{c}u$$

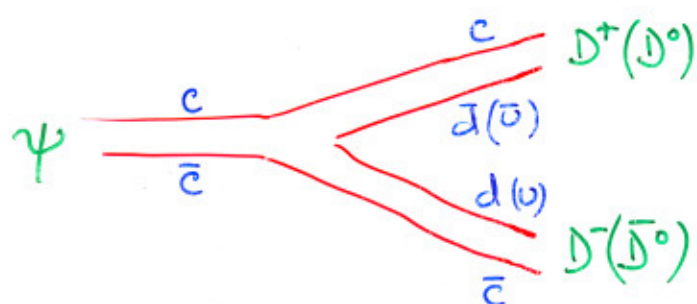
$M(\text{GeV}/c^2)$

1870

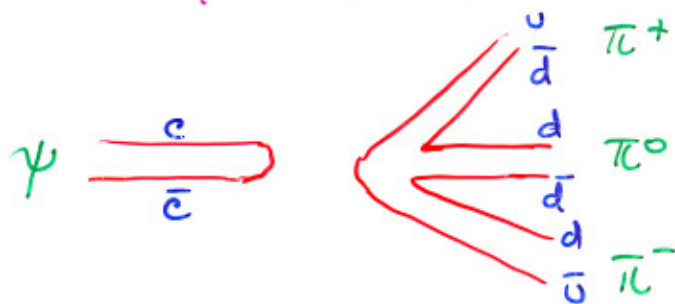
1865

De acordo com a regra de OZI, o ψ deveria decair preferencialmente pelo 1º dos processos:

$$\psi \rightarrow D^+ D^- (D^0 \bar{D}^0)$$



$$\psi \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-$$



Mas, como $M_\psi(\psi') < 2M_D$, a 1ª desintegração, embora preferida, é impossível; violaria a conservação de energia. Resta a 2ª, que é ainda mais suprimida que no caso do ϕ , pois $\alpha_s(\psi) = 0,21$.

- Outros estados da família do ψ (ψ'' , ...) já são largos ($\Gamma_{\psi''} = 24 \text{ MeV}$) pois podem desintegrar-se em $D^+ D^- (D^0 \bar{D}^0)$.

Produção associada de D_s e seu decaimento:
em K :

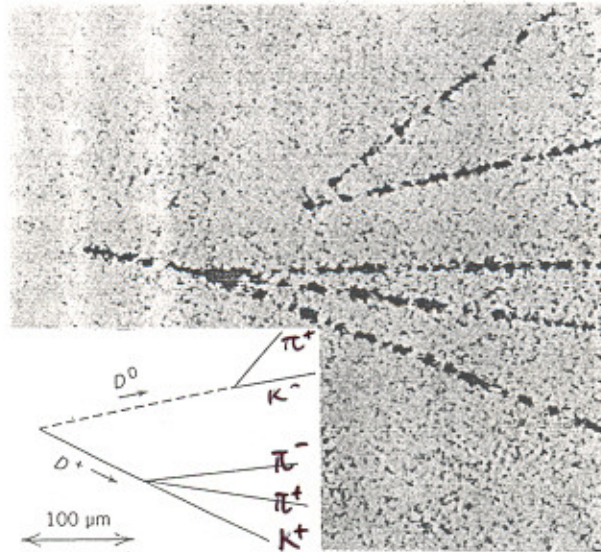
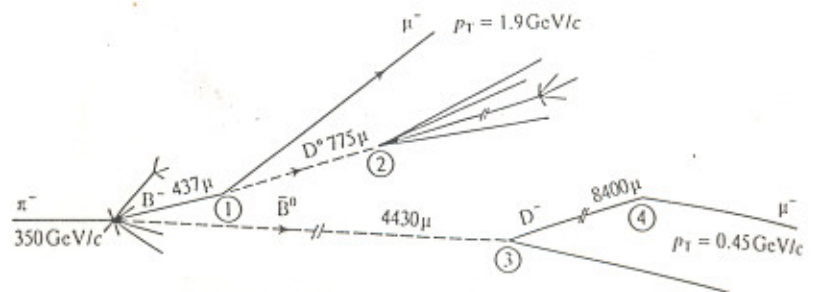


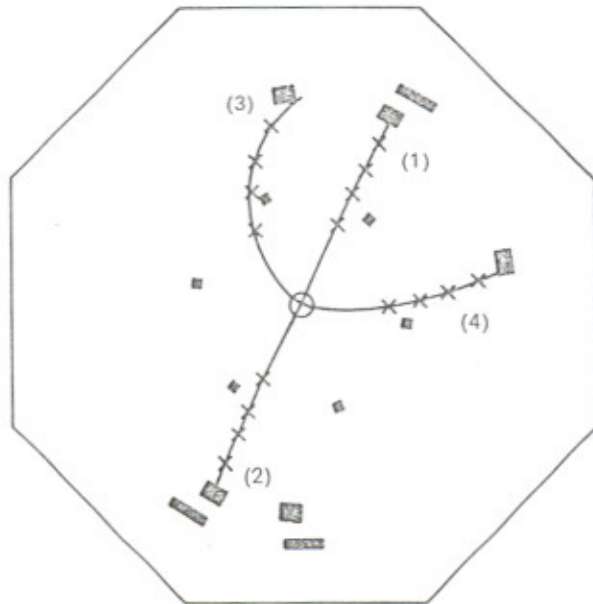
FIGURE 18-11 Example of D meson decays observed in a bubble chamber.
From K. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 48, 1526 (1982).

Produção associada de B_s e seu decaimento
em D_s :

Figure 14.53
Sketch of the bottom event recorded in the emulsion target in the WA75 experiment. (1st obs'n)

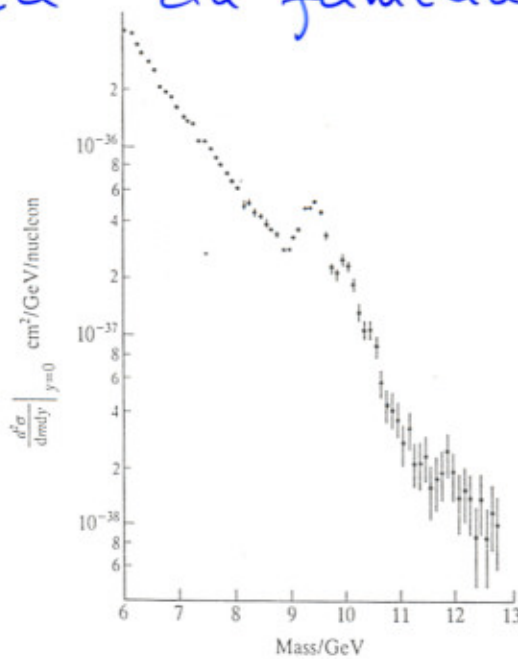


► ψ' :

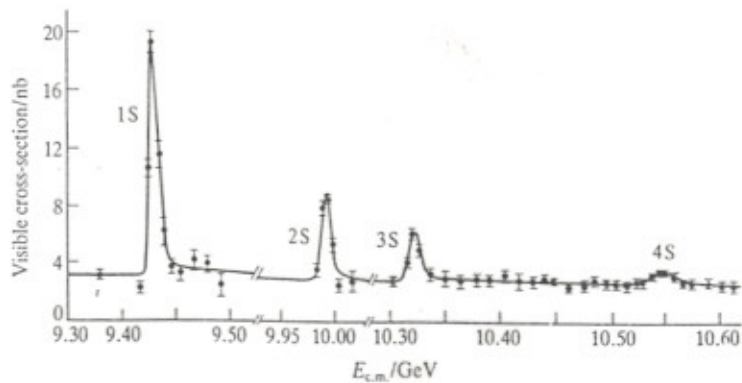


Example of the decay $\psi'(3.7) \rightarrow \psi(3.1) + \pi^+ + \pi^-$ observed in a spark chamber detector. The $\psi(3.1)$ decays to $e^+ + e^-$. Tracks (3) and (4) are due to the relatively low-energy (150-MeV) pions, and (1) and (2) to the 1.5-GeV electrons. The magnetic field and the SPEAR beam pipe are normal to the plane of the figure. The trajectory shown for each particle is the best fit through the sparks, indicated by crosses. [From G. S. Abrams *et al.*, *Phys. Rev. Letters* 34, 1181 (1975).]

► Descoberta da família do Υ :



Di-muon mass spectrum from the reaction $p + \text{nucleus} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, for $m_{\mu^+ \mu^-} > 6 \text{ GeV}$.



Total cross-section for $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ showing the 1S, 2S, 3S and 4S Υ states. The masses of these states are 9460, 10023, 10355 and 10580 MeV with total widths of 52 keV, 43 keV, 24 keV and 24 MeV respectively.

► A família do Υ :

Em 1977, novas ressonâncias estreitas (dezenas de KeV) e muito mais massivas ($M = 9,46; 10,02; 10,36; 10,58 \text{ GeV}/c^2$) foram descobertas:

FNAL (Chicago) $p(\text{Be, Cu, Pt}) \rightarrow \mu^+ \mu^- X$
400 GeV/c em alvo fixo, L. Lederman → figs

Tratava-se de estados ligados $b\bar{b}$, i.e., com beauty escondida.

Várias ressonâncias apareciam. As três primeiras: $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$, eram muito estreitas. Mais uma vez tinham massas abaixo do limiar de produção dos mesões B (com beauty aberta):

$M_B = 5,28 \text{ GeV}/c^2$, que são:

$$B^+ \equiv \bar{b} u$$

$$B^- \equiv b \bar{u}$$

$$B^0 \equiv \bar{b} d$$

$$\bar{B}^0 \equiv b \bar{d}$$

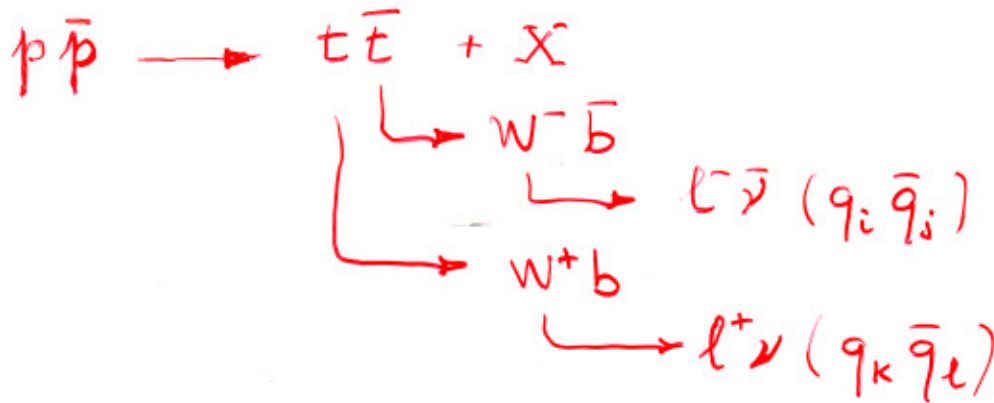
Portanto, os estados $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$ só podem decair para mesões com outros sabores (c, s, \dots).

Só o estado Υ''' consegue decair em $B^0 \bar{B}^0 (B^+ B^-)$ pelo que é muito mais largo ($\Gamma = 21 \text{ MeV}$).

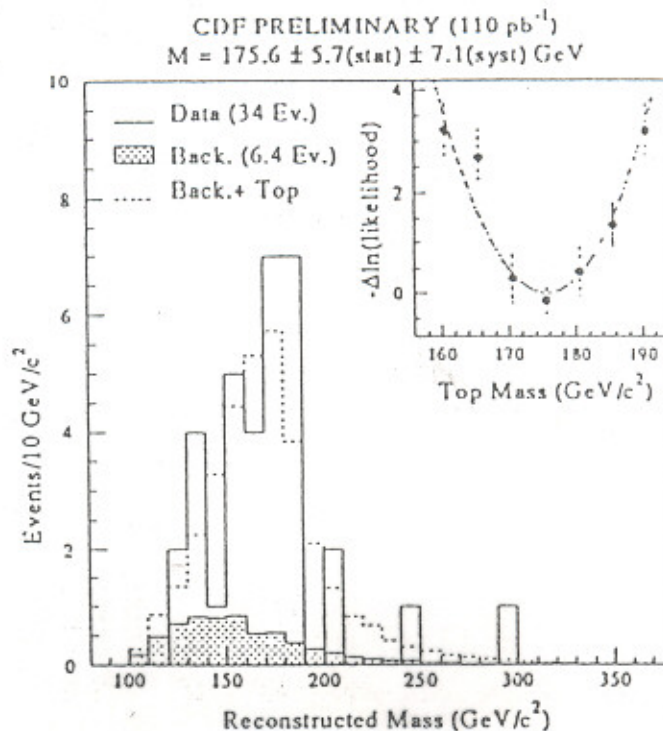
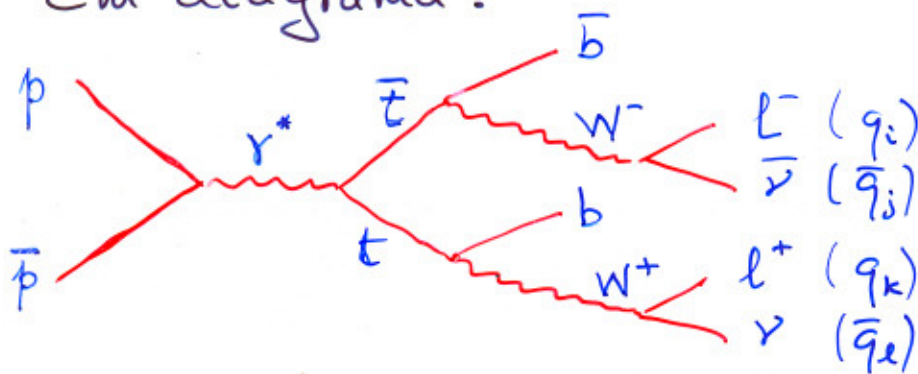
► Quark top:

Em 1995, as experiências CDF e DØ descobriram o quark top, t , em Fermilab (Chicago), no colisionador $p\bar{p}$ Tevatron ($E_{cm} = 1.8 \text{ TeV}$).

Os esquemas de decaimento típicos são:



Em diagrama:



⇒ $M_{\text{top}} = 176 \text{ GeV}/c^2$