

- **Klasyfikacja hadronów**

- nonety lekkich mezonów pseudoskalarnych i wektorowych
- oktet lekkich barionów (  $J^P = 1/2^+$  )
- dekuplet barionowy (  $J^P = 3/2^+$  )

- **Masy hadronów**

- przybliżenie nierelatywistyczne
- potencjał oddziaływania kwark – kwark
- rozszczepienie nadsubtelne
- formuły masowe dla mezonów i barionów
- rozszczepienia mas hadronów – oszacowanie różnicy mas lekkich kwarków

- **Czarmonium**

- **Reguła OZI ( Okubo – Zweig – Iizuka )**

- **Bottomonium**

## Addytywne liczby kwantowe kwarków

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

- **1964 r – prosty ( statyczny ) model kwarków**
- **Eksperymenty głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na nukleonach ( pierwsze wyniki w 1968 r ) – nukleony są zbudowane z partonów, partony  $\equiv$  kwarki  $\rightarrow$  kwarki naprawdę istnieją !**
- **Ulepszony model partonowy (partony  $\equiv$  kwarki & gluony) dynamicznym modelem struktury hadronów**

# Zapachowa symetria SU(3)

- 1961 M. Gell-Mann i Y. Ne'eman przybliżona symetria zapachowa SU(3) oddz. silnych
- 1964 M. Gell-Mann i G. Zweig klasyfikacja znanych hadronów jako stanów trzech kwarków (bariony), trzech antykwarków (antybariony) i układów kwark – antykwark (mezony). Każdy kwark może występować w jednym z 3 zapachów u, d lub s.

Funkcja falowa cząstki, która może występować w 3 stanach różniących się zapachem ma 3 składowe :

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} u(x) \\ d(x) \\ s(x) \end{pmatrix}$$

**Symetria SU(3)** – niezmienniczość oddziaływań silnych względem dowolnych obrotów takiej funkcji falowej w przestrzeni zapachu

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} u(x) \\ d(x) \\ s(x) \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} u' \\ d' \\ s' \end{pmatrix} = \hat{U} \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}$$

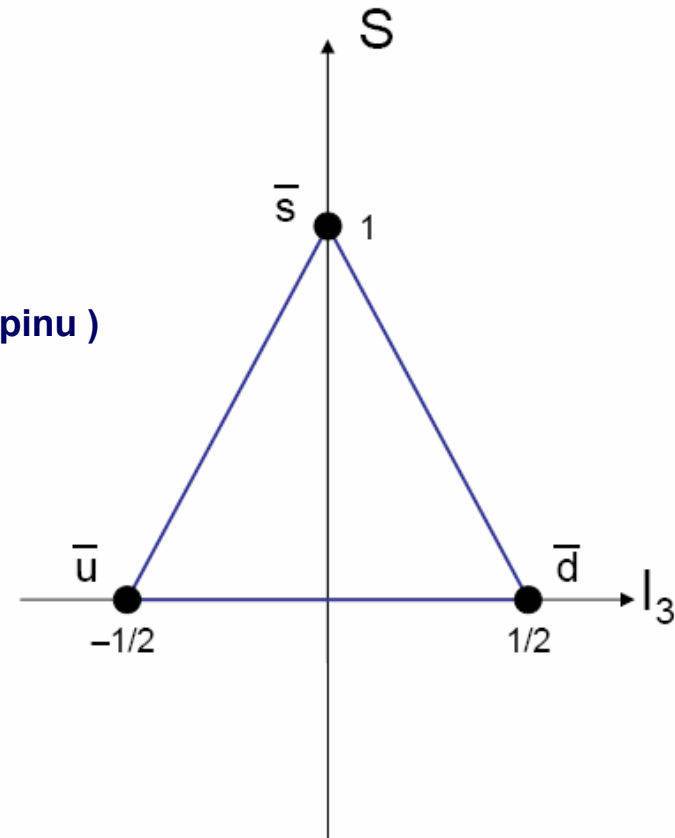
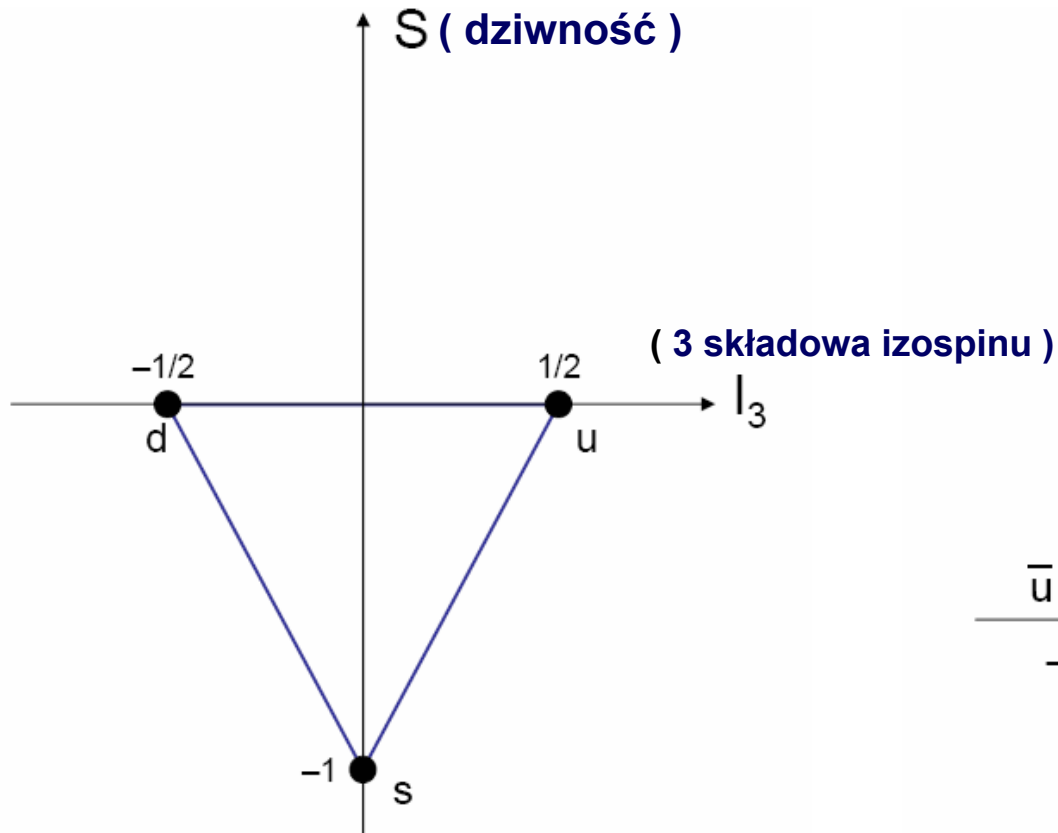
$\hat{U}$  jest zespoloną unitarną macierzą o wymiarze 3 x 3 i jednostkowym wyznaczniku należąca do grupy SU(3)

## Multiplety mezonów i barionów – reprezentacje grupy SU(3)

**Fundamentalną reprezentacją grupy SU(3) jest tryplet**

kwarki u, d, s

antykwarki  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$



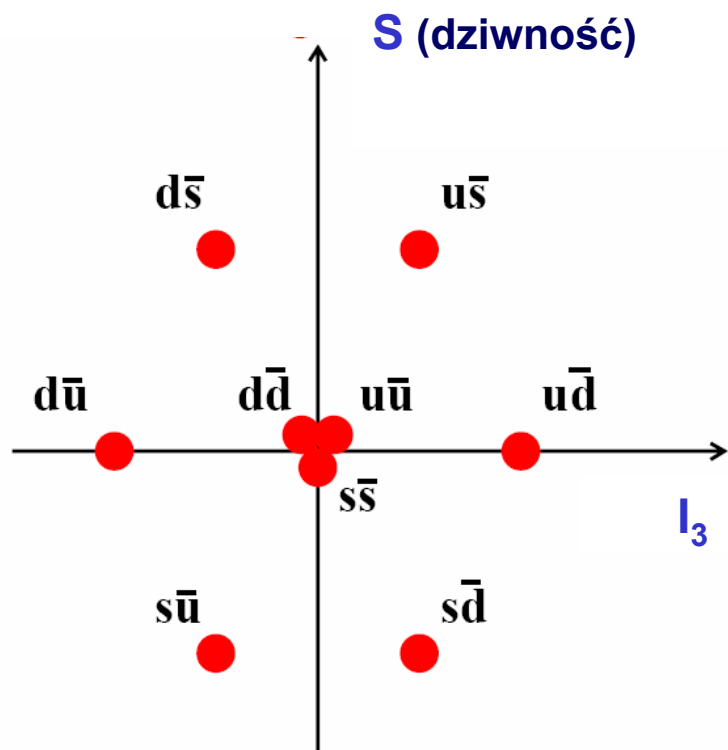
**Podstawowe multiplety grupy SU(3)**

# Mezony

**Mezon** =  $q_i \bar{q}_j$ , tylko mezony składające się z lekkich kwarków **u, d i s**  
 $m_u \sim 0.3 \text{ GeV}$ ,  $m_d \sim 0.3 \text{ GeV}$ ,  $m_s \sim 0.5 \text{ GeV}$   
grupują się w rodziny składające się z  $3^2 = 9$  cząstek (nonety)

$$\text{SU}(3) \rightarrow 3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

multiplet 9 mezonów = oktet + singlet



Mezony niedziwne składają się z kwarka u lub d i antykwarka  $\bar{u}$  lub  $\bar{d}$  ( $I = 1/2$ )  
→ są izosingletami ( $I = 0$ ) lub izotrypletami ( $I = 1$ )

Mezony dziwne zawierają kwark s lub antykwark  $\bar{s}$   
→ są izodubletami ( $I = 1/2$ , np.  $s\bar{u}$  i  $s\bar{d}$ )

# Mezony

- Stany zapachowe :

$u\bar{d}, d\bar{u}, s\bar{u}, s\bar{d}, u\bar{s}, d\bar{s}$  mieszanie m-dzy stanami singletowymi i oktetowymi  
( $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ )  $\longrightarrow$  z  $I = S = 0$  (  $I$  – izospin,  $S$  – dziwność )

- Spinowy moment pędu (stany spinowe układu  $q\bar{q}$ )

$S = 0$  ( spiny kwarków  $\uparrow\downarrow$  ) lub  $S = 1$  (spiny kwarków  $\uparrow\uparrow$  )

- Spin mezonu  $J = L + S$

$|L - S| < J < |L + S|$ ,  $L$  – orbitalny moment pędu układu  $q\bar{q}$

- Parzystość przestrzenna

$P = P(q) P(\bar{q}) (-1)^L = (-1)^{L+1}$  (  $q$  i  $\bar{q}$  mają przeciwne parzystości)

- Parzystość ładunkowa

$C = (-1)^{L+S}$  dla mezonów zbudowanych z kwarka i odp. mu antykwarka

- Stan podstawowy (  $L = 0$  ) multiplety mezonów o najniższych masach

Dla stanu podstawowego z orbitalnym momentem pędu równym zero spin mezonu (całkowity moment pędu) jest określony przez stan spinowy układu kwark – antykwark

- ◆ singlet spinowy kwarków ( $\uparrow\downarrow$ )  $S = 0 \rightarrow$  **nonet pseudoskalarnych mezonów o  $J^P = 0^-$**

- ◆ tryplet spinowy kwarków ( $\uparrow\uparrow$ )  $S = 1 \rightarrow$  **nonet mezonów wektorowych o  $J^P = 1^-$**

# Stany mezonowe – notacja spektroskopowa $2S+1L_J$

L	S	J	J <sup>PC</sup>	$2S+1L_J$	przykład
0	0	0	0 <sup>-+</sup>	$1S_0$	$\pi$
0	1	1	1 <sup>-+</sup>	$3S_1$	$\rho$
1	0	1	1 <sup>+ -</sup>	$1P_1$	
1	1	0	0 <sup>++</sup>	$3P_0$	
1	1	1	1 <sup>++</sup>	$3P_1$	
1	1	2	2 <sup>++</sup>	$3P_2$	$a_2$ (1320)
2	0	2	2 <sup>-+</sup>	$1D_2$	$\pi_2$ (1680)
2	1	1	1 <sup>--</sup>	$3D_1$	
2	1	2	2 <sup>--</sup>	$3D_2$	
2	1	3	3 <sup>--</sup>	$3D_3$	$\rho_3$ (1690)
3	0	3	3 <sup>+ -</sup>	$1F_3$	
3	1	2	2 <sup>++</sup>	$3F_2$	
3	1	3	3 <sup>++</sup>	$3F_3$	
3	1	4	4 <sup>++</sup>	$3F_4$	
4	0	4	4 <sup>-+</sup>	$1G_4$	
4	1	3	3 <sup>--</sup>	$3G_3$	

**Mezon =  $q\bar{q}$**

**Orbitalny moment pędu  $L = 0, 1, 2 \dots$**

**Spinowy moment pędu  $S = 0$  lub  $S = 1$**

$$P(q\bar{q}) = (-1)^{L+1}$$

**$C(q\bar{q}) = (-1)^{L+S}$  - parzystość ładunkowa określona dla cząstek całkowicie obojętnych**

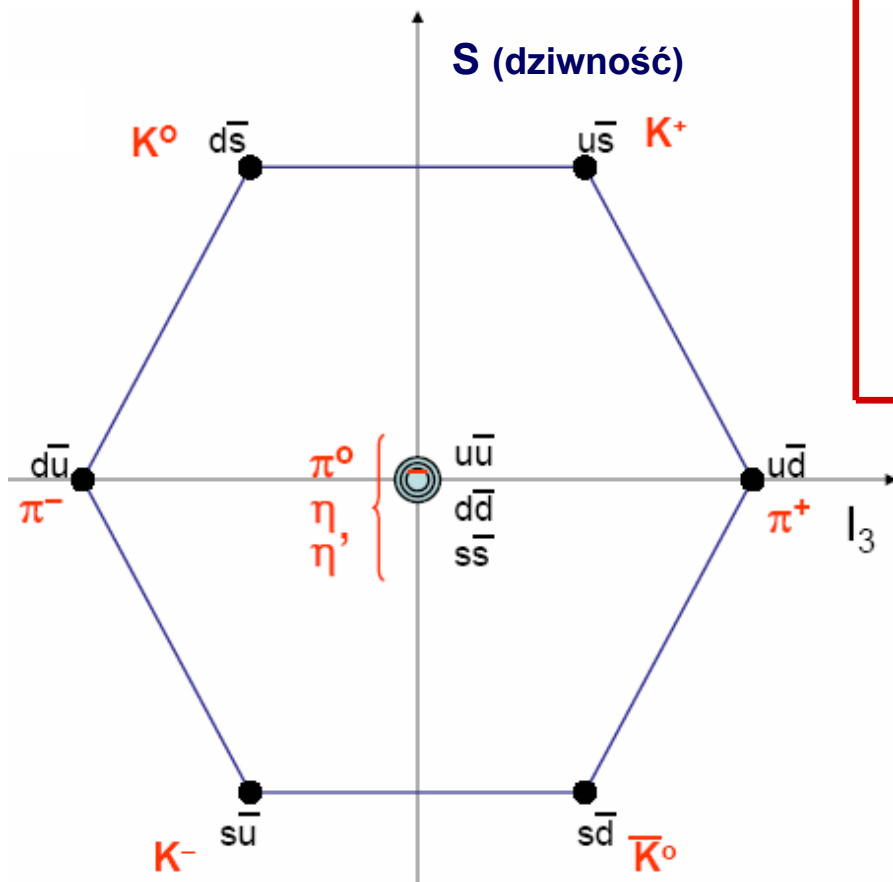
**Stany z  $L = 0$       stany S, np.  $1S_0$**

**$L = 1$       stany P, np.  $1P_1$**

.....

# Lekkie mezony pseudoskalarne ( $J^P = 0^-$ )

notacja spektroskopowa  $^{2S+1}L_J$   
 stany  $^1S_0$  ( $L = 0, S = 0, J = 0$ )



## Kombinacje kwarków / funkcje falowe

$$K^0 = d\bar{s}, K^+ = u\bar{s}, K^- = s\bar{u}, \bar{K}^0 = s\bar{d}$$

$$\pi^+ = u\bar{d}, \pi^- = d\bar{u}$$

$$\pi^0(140) = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$$

$$\eta(550) = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \quad \eta_8$$

$$\eta'(960) = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \quad \eta_1$$

Obserwowane cząstki  $\eta$  i  $\eta'$  są liniowymi kombinacjami stanów izosingletowych ( $I = S = 0$ ) oktetu i singletu  $SU(3)$ :

$$\eta = \eta_8 \cos\theta_p - \eta_1 \sin\theta_p$$

$$\eta' = \eta_8 \sin\theta_p + \eta_1 \cos\theta_p$$

$\theta_p$  – kąt mieszania dla nonetu mezonów pseudoskalarnych

Eksperyment (masy mezonów, rozpady mezonów wektorowych, ...):

→  $\theta_p$  między  $-10^\circ$  i  $-20^\circ$

Masy (MeV):

$$\pi^\pm \quad 140, \quad \pi^0 \quad 135$$

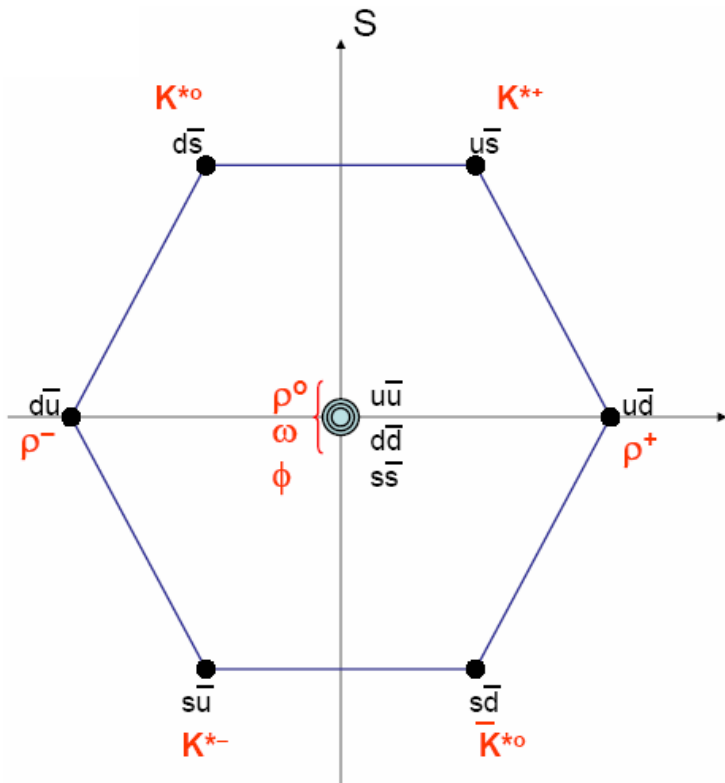
$$K^0, \bar{K}^0 \quad 498, \quad K^\pm \quad 494$$

$$\eta \quad 548, \quad \eta' \quad 958$$



# Lekkie mezony wektorowe ( $J^P = 1^-$ )

notacja spektroskopowa  ${}^{2S+1}L_J$   
 stany  ${}^3S_1$  ( $L = 0, S = 1, J = 1$ )



**” Idealne mieszanie ” :**

Mieszanie między  $\Phi_8$  i  $\Phi_1$ , stanami oktetowymi i singletowymi o  $I = S = 0$

$$\Phi(1020) = \Phi_8 \cos\theta_V - \Phi_1 \sin\theta_V$$

$$\omega(780) = \Phi_8 \sin\theta_V + \Phi_1 \cos\theta_V$$

$$\Phi_8 = 1/\sqrt{6} (d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})$$

$$\Phi_1 = 1/\sqrt{6} (d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})$$

$\theta_V \cong 35^\circ$  kąt mieszania dla nonetu mezonów wektorowych



$\Phi(1020)$  składa się wyłącznie z kwarków s,  
 $\omega(780)$  tylko z kwarków u i d

$$\rho^0(770) = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d})$$

$$\omega^0(780) = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d})$$

$$\phi(1020) = s\bar{s}$$

$$K^{*0} = d\bar{s}, K^{*+} = u\bar{s}, K^{*-} = s\bar{u}, K^{*0} = s\bar{d}$$

$$\rho^+ = u\bar{d}, \rho^- = d\bar{u}$$

Masy ( MeV ) :

$\rho^\pm$	776	$\rho^0$	776
$K^{*0}, K^{*0}$	892	$K^{*\pm}$	892
$\omega$	782	$\Phi$	1020

# Bariony

$$\text{Barion} = q_i q_j q_k$$

$$\Psi_{\text{barion}} = \Psi_{\text{kolor}} \cdot \Psi_{\text{przestrzeń}} \cdot \Psi_{\text{spin}} \cdot \Psi_{\text{zapach}}$$

Funkcja falowa barionu – antysymetryczna ze względu na przestawienie dwóch kwarków o takiej samej masie

Kolorowa część funkcji falowej barionów jest antysymetryczna

$$\Psi_{\text{barion}}(\text{kolor}) = 1/\sqrt{6} ( \text{rgb} + \text{gbr} + \text{brg} - \text{grb} - \text{rbg} - \text{bgr} )$$



Funkcja falowa musi być całkowicie symetryczna w zmiennych spinowych, zapachowych i przestrzennych

$$\text{SU}(3) \rightarrow 3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$

Przewidywania  $\text{SU}(3) \rightarrow$  dekuplet + 2 oktety + singlet  $\rightarrow$  27 stanów

- Bariony składające się z 3 lekkich kwarków u lub d (  $I = 1/2$  )  
 $\rightarrow$  izodoublety (  $I = 1/2$  ) lub izokwartety (  $I = 3/2$  )
- Bariony o dziwności  $S = -1$  ( 2 lekkie kwarki o  $I = 1/2$  )  $\rightarrow$  izosinglety lub izotryplety
- Bariony o dziwności  $S = -2$  ( tylko 1 lekki kwark )  $\rightarrow$  izodoublety
- Bariony o dziwności  $S = -3$  ( 3 dziwne kwarki o  $I = 0$  )  $\rightarrow$  izosinglety
- Nie ma (anty)barionów o dziwności  $|S| > 3$

# Bariony

## Stan podstawowy ( $L = 0$ )

$L = 0$  → przestrzenna funkcja falowa  
jest symetryczna

kolorowa część funkcji falowej  
jest antysymetryczna



funkcja falowa musi być symetryczna  
w zmiennych spinowych i zapachowych

$\Psi_{\text{spin}} \cdot \Psi_{\text{zapach}}$  – część symetryczna

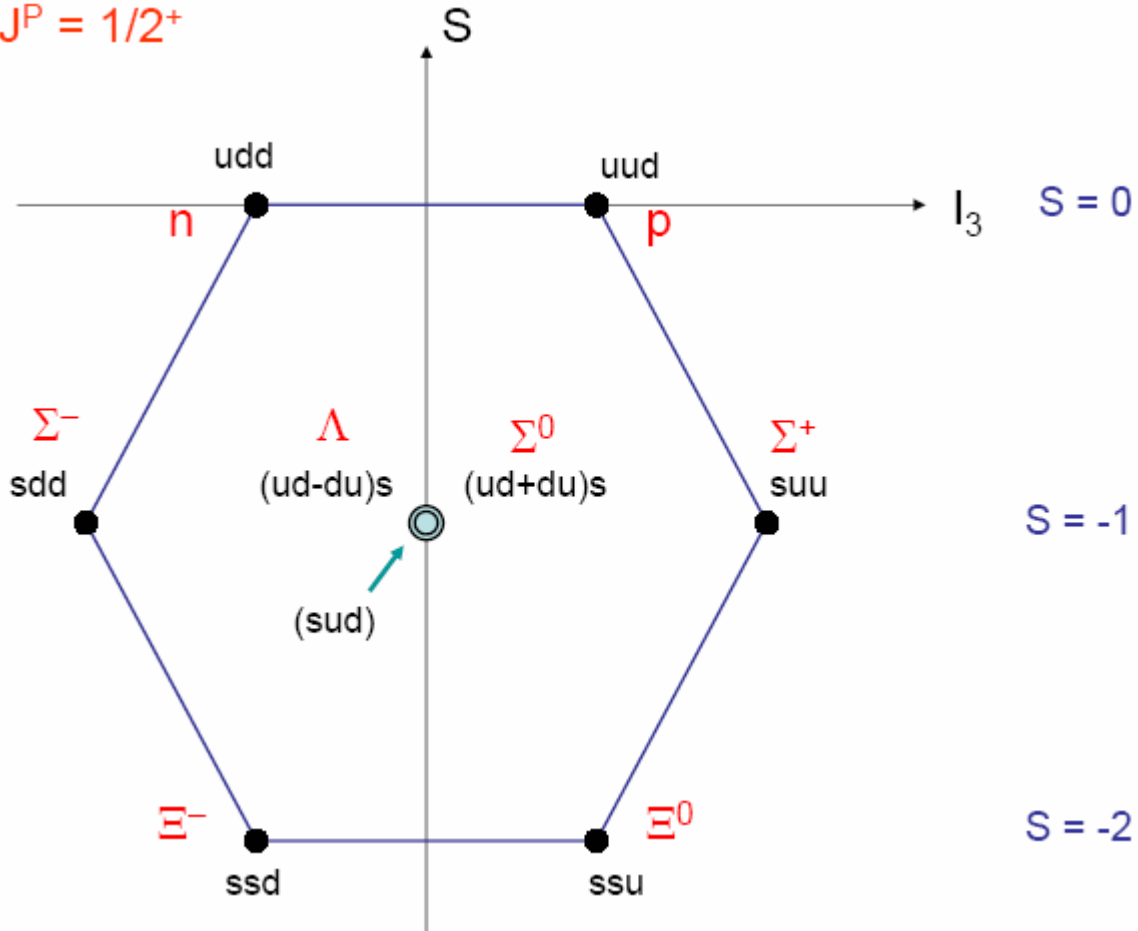
Symetryczne w zmiennych spinowych i zapachowych funkcje falowe można otrzymać na dwa sposoby :

- 1) Symetryczne zapachowe f-cje falowe odp. dekupletowi SU(3)  
i symetryczne spinowe f-cje falowe odp. całkowitemu spinowi 3 kwarków (  $\uparrow\uparrow\uparrow$  )  $S = 3/2$   
→ **dekuplet barionów o spinie i parzystości  $J^P = 3/2^+$**
- 2) Antysymetryczne funkcje zapachowe jednego z oktetów  
i antysymetryczne spinowe f-cje falowe odp. całkowitemu spinowi 3 kwarków  $S = 1/2$   
( stany 3-kwarkowe symetryczne przy jednoczesnej zmianie zapachu i spinu (  $\uparrow\uparrow\downarrow$  )  
dowolnej pary kwarków )  
→ **oktet barionów o spinie i parzystości  $J^P = 1/2^+$**

Warunki symetrii dla f-cji falowej barionów ograniczają liczbę najbliższych barionów do 18 stanów, chociaż teoretycznie mogłyby ich występować 27

# Oktet barionowy

$J^P = 1/2^+$



Zapachowe funkcje falowe protonu i neutronu są antysymetryczne:

$$p = u(ud - du) / \sqrt{2}$$

$$n = d(ud - du) / \sqrt{2}$$

Masy (MeV) :

$p$  938.3

$n$  939.6

$\Lambda$  1116

$\Sigma^0$  1193

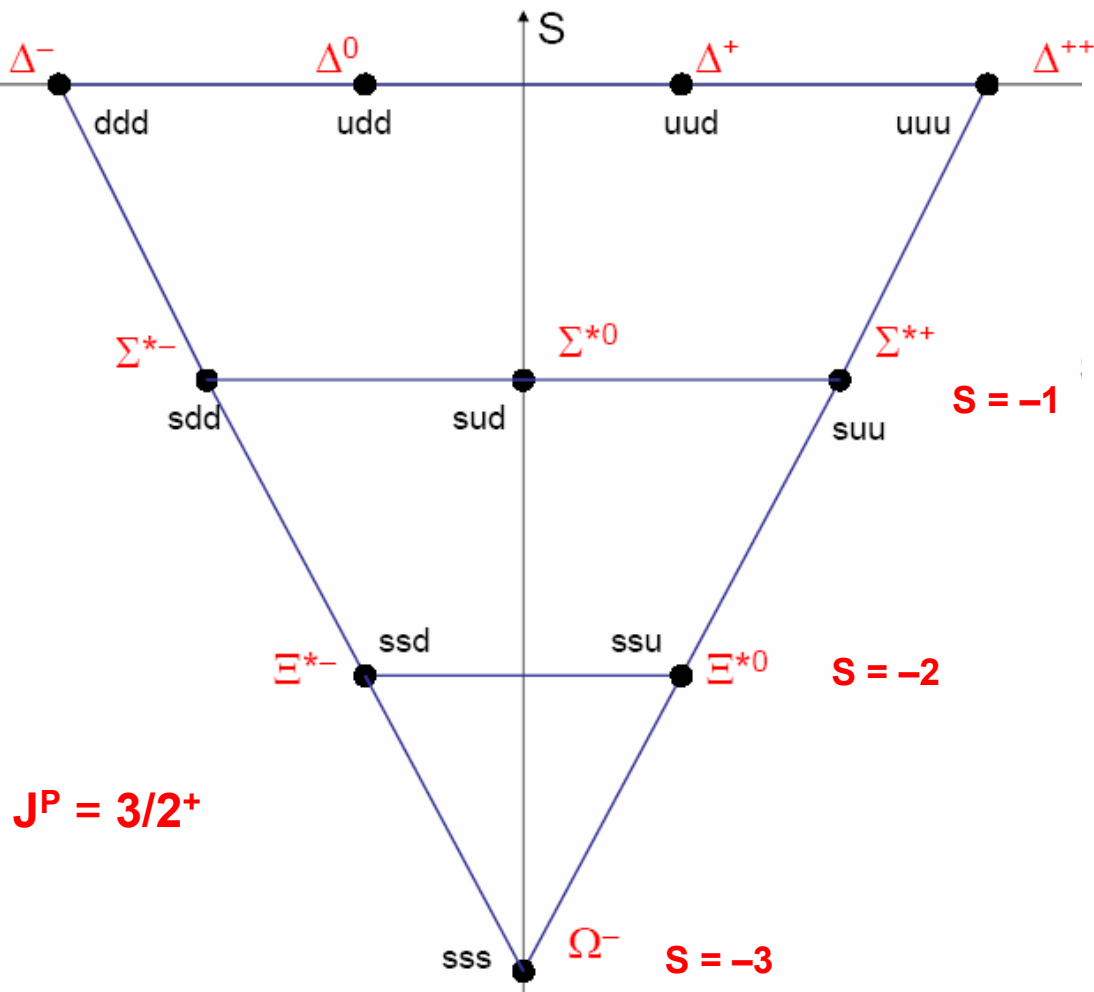
$\Sigma^-$  1197

$\Sigma^+$  1189

$\Xi^0$  1315

$\Xi^-$  1321

# Dekuplet barionowy



Zapachowe funkcje falowe rezonansów  $\Delta$  są symetryczne

$$\Delta^{++} = uuu, \quad \Delta^- = ddd$$

$$\Delta^+ = (duu + udu + uud) / \sqrt{3}$$

$$\Delta^0 = (ddu + dud + udd) / \sqrt{3}$$

Masy (MeV) :

$$\Delta \quad 1230$$

$$\Sigma^{*0} \quad 1384$$

$$\Sigma^{*+} \quad 1383$$

$$\Sigma^{*-} \quad 1387$$

$$\Xi^{*0} \quad 1530$$

$$\Xi^{*-} \quad 1535$$

$$\Omega^- \quad 1672$$

# Masy hadronów

Kwarkowa budowa hadronów → widmo mas mezonów i barionów  
( stany podstawowe i wzbudzone )

## Nierelatywistyczny model kwarkowy :

- **Związane stany kwarkowe jako układy nierelatywistyczne**

Energia kinetyczna kwarków o wiele mniejsza niż ich masy spoczynkowe.

Założenie to jest poprawne dla stanów  $q\bar{q}$  kwarków powabnych i pięknych (cc i bb)

Dla hadronów zbudowanych z lekkich kwarków (u, d, s) – **ryzykowne założenie,**  
**ale daje względnie dobre wyniki ( !? )**

- **Rozwiązanie równania Schrödingera z potencjałem oddziaływania kwark – kwark,**  
**mającym swoje uzasadnienie w QCD**

$$V(r) = a / r + br , \quad r - \text{odległość m-dzy kwarkami}$$

**a / r**    człon typu kulombowskiego, wynika z oddz. m-dzy 2 kwarkami  
poprzez wymianę gluonu, dominuje dla małych r

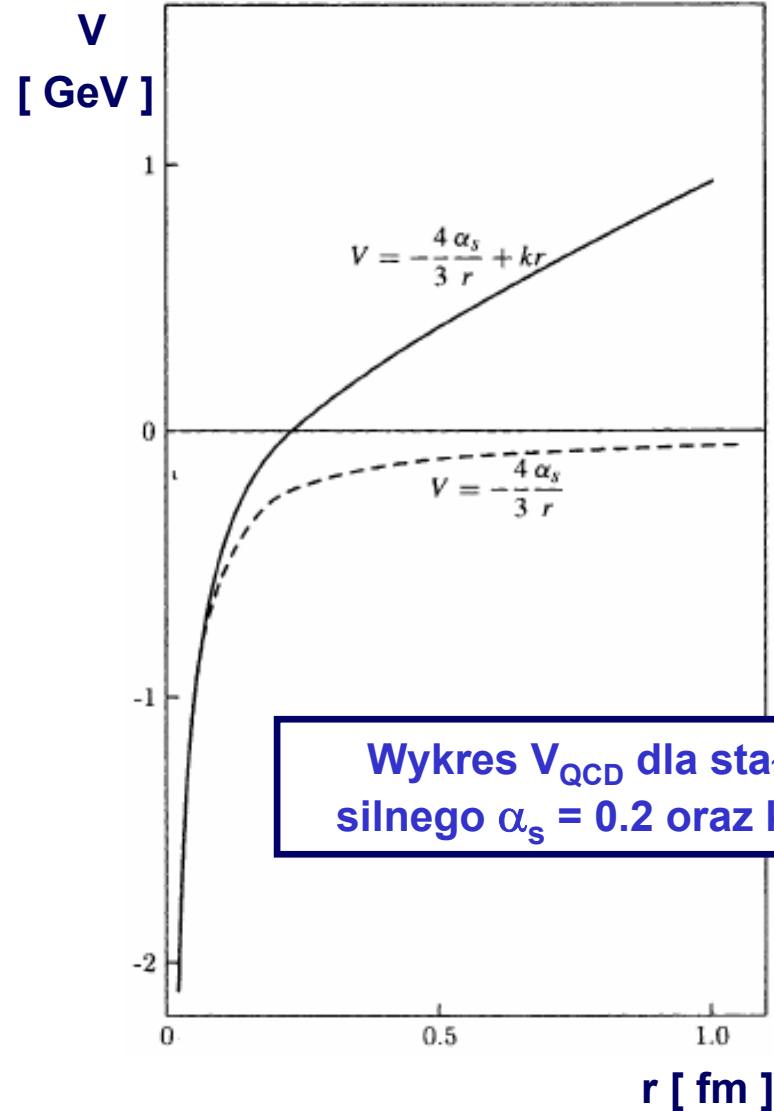
**br**    człon liniowy w r, uwzględniający uwięzienie kwarków w hadronach,  
dominuje dla dużych r

a, b - stałe

- **Rozszczepienie nadsubtelne**

poziomów energetycznych związane z oddziaływaniami ładunków kolorowych kwarków  
ze spinem ( **kolorowe oddz. magnetyczne** )

## Potencjał QCD dla oddziaływania kwark - antykwark



Wykres  $V_{\text{QCD}}$  dla stałej sprzężenia silnego  $\alpha_s = 0.2$  oraz  $k = 1 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-1}$

$$V(r) = a / r + br$$

( a, b – stałe ,  $a < 0$  )

Wartości parametrów a i b można otrzymać w wyniku dopasowania przewidywań teoretycznych z obserwowanymi poziomami energetycznymi czarmonium i bottomonium, stanów związanych kwarków  $c\bar{c}$  i  $b\bar{b}$

Oznaczenia na wykresie  $b = k$  i  $a = -\frac{4\alpha_s}{3r}$

## Przyczynki do mas hadronów :

- Masy konstytuentne kwarków
  - Efekty związane z kulombowskim oddziaływaniem kwarków ( rzędu 1 – 2 MeV )
  - Rozszczepienie nadsubtelne
    - oddz. momentów magnetycznych kwarków (  $\Delta m \sim 1 - 2 \text{ MeV}$  )
    - kolorowe oddziaływania magnetyczne  
( oddz. kolorowych ładunków kwarków ze spinem )
- przesunięcie poziomów energetycznych dla kwarków  
o masach  $m_{1,2}$  i wektorach spinu  $\hat{S}_{1,2}$

$$\Delta E \propto \alpha_S \frac{\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2}{m_1 m_2}$$

$\alpha_S$  – stała sprzężenia  
oddziaływań silnych



## Oszacowanie różnicy mas lekkich kwarków u i d

- $M(K) > M(\pi) \rightarrow$  wskazówka, że  $m_s > m_u, m_d$ , zapachowa symetria SU(3) jest przybliżona
- **Różnice mas m-dzy cząstkami  $\Sigma$**  multipletu izospinowego należącego do oktetu barionowego o  $J^P = 1/2^+$   $\rightarrow$  **różnica mas kwarków u i d** :

$$J^P = 1/2^+ \quad \Sigma^+(1189) = uus, \quad \Sigma^0(1193) = uds, \quad \Sigma^-(1197) = dds$$

Różnica mas m-dzy cząstkami wynika z różnicy mas kwarków u, d i s oraz oddz. elektromagnetycznych m-dzy kwarkami (zakładamy, że są proporcjonalne do iloczynu ładunków kwarków  $e_i e_j$ )

$$M(\Sigma^-) = M_0 + m_s + 2m_d + \delta(e_d^2 + e_d e_s + e_d e_s)$$

$$M(\Sigma^0) = M_0 + m_s + m_d + m_u + \delta(e_u e_d + e_u e_s + e_d e_s)$$

$$M(\Sigma^+) = M_0 + m_s + 2m_u + \delta(e_u^2 + e_u e_s + e_u e_s)$$

$M_0$ - przyczynek od oddz. silnych m-dzy kwarkami,  $\delta$  - stała


$$m_d - m_u = [M(\Sigma^-) + M(\Sigma^0) - 2M(\Sigma^+)] / 3 = 3.7 \text{ MeV} / c^2$$

To proste oszacowanie zgadza się z bardziej dokładnymi obliczeniami pokazującymi, że

$$2 \leq m_d - m_u \leq 4 \text{ MeV} / c^2$$

# Rozszczepienie mas hadronów

Proste oszacowanie różnicy mas między kwarkiem s i lekkimi kwarkami u, d z rozszczepienia mas lekkich barionów w oktecie  $J^P = 1/2^+$  i dekupcie  $J^P = 3/2^+$  :

- (super)multiplet składa się z multipletów izospinowych
  - różnice mas m-dzy cząstkami multipletu izospinowego są małe  $\rightarrow$  zakładamy, że masy hadronów w multipletach izospinowych są takie same
  - duże różnice mas m-dzy cząstkami różnych multipletów izospinowych – zależne od liczby kwarków s
- 
- wiodący wkład do różnicy mas m – dzy hadronami od różnicy masy  $m_s - m_{u,d}$
  - różnice mas obliczone tylko w oparciu o sumy mas konstytuentnych kwarków

$$\text{Dekuplet } J^P = 3/2^+ : \quad M_{\Omega} - M_{\Xi} = M_{\Xi} - M_{\Sigma} = M_{\Sigma} - M_{\Delta} = m_s - m_{u,d}$$

$\quad\quad\quad 142 \qquad\quad\quad 145 \qquad\quad\quad 153$

$$\text{Oktet } J^P = 1/2^+ : \quad M_{\Xi} - M_{\Sigma} = M_{\Sigma} - M_{\Delta} = M_{\Lambda} - M_N = m_s - m_{u,d}$$

$\quad\quad\quad 123 \qquad\quad\quad 202 \qquad\quad\quad 177$




$$m_s - m_{u,d} \approx 160 \text{ MeV} / c^2$$

## Formuła masowa dla mezonów ( $L = 0$ )

$$M_{q\bar{q}} = m_1 + m_2 + A \frac{\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2}{m_1 m_2}$$

$A$  - stała


$$M = m_1 + m_2 - \frac{3A}{4m_1 m_2} \quad (\text{mezony o } J^P = 0^-)$$

$$M = m_1 + m_2 + \frac{A}{4m_1 m_2} \quad (\text{mezony o } J^P = 1^-)$$

**Mezony pseudoskalarne (  $J^P = 0^-$  ) są lżejsze niż mezony wektorowe (  $J^P = 1^-$  )  
o takim samym składzie kwarkowym**

# Masy mezonów

Meson	Mass/MeV	
	Predicted	Experiment
$\pi$	140	138
$K$	484	496
$\rho$	780	770
$\omega$	780	782
$K^*$	896	894
$\phi$	1032	1019

Dla konstytuentnych mas kwarków  $m_u = m_d = 310$  MeV i  $m_s = 483$  MeV oraz stałej  $A = 0.06$  GeV<sup>3</sup> bardzo dobra zgodność dla mas mezonów zmierzonych doświadczalnie i przewidzianych teoretycznie

# Masy barionów

Formuła masowa dla barionów ( L = 0 )

$$M_{qqq} = m_1 + m_2 + m_3 + A' \left( \frac{\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_2}{m_1 m_2} + \frac{\tilde{S}_1 \cdot \tilde{S}_3}{m_1 m_3} + \frac{\tilde{S}_2 \cdot \tilde{S}_3}{m_2 m_3} \right)$$

A' - stała

Baryon	Mass/MeV	
	Predicted	Experiment
<i>p/n</i>	939	939
$\Lambda$	1116	1114
$\Sigma$	1193	1179
$\Xi$	1318	1327
$\Delta$	1232	1239
$\Sigma^*$	1384	1381
$\Xi^*$	1533	1529
$\Omega$	1672	1682

Bardzo dobra zgodność dla

$$m_u = m_d = 363 \text{ MeV},$$

$$m_s = 538 \text{ MeV},$$

$$A' = 0.026 \text{ GeV}^3$$

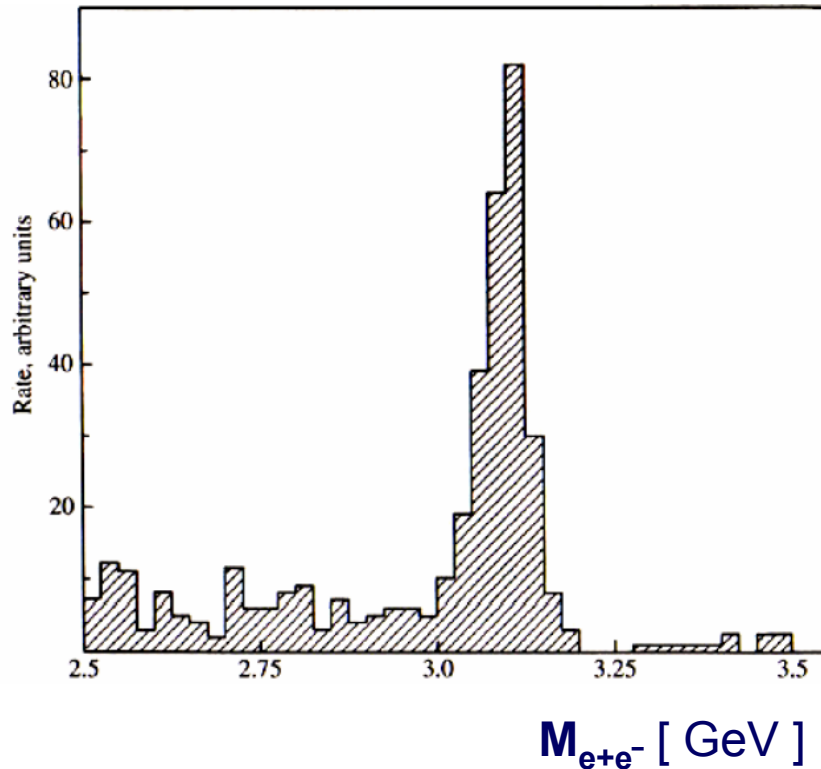
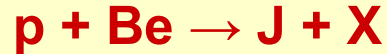
( Przewidywanie QCD  $A' = A_{\text{MEZON}} / 2$  )

# Czarmonium

- **1974** Odkrycie wąskiego rezonansu  $J/\psi$  ( "rewolucja listopadowa" )

Laboratorium BNL w Brookhaven (S. Ting)

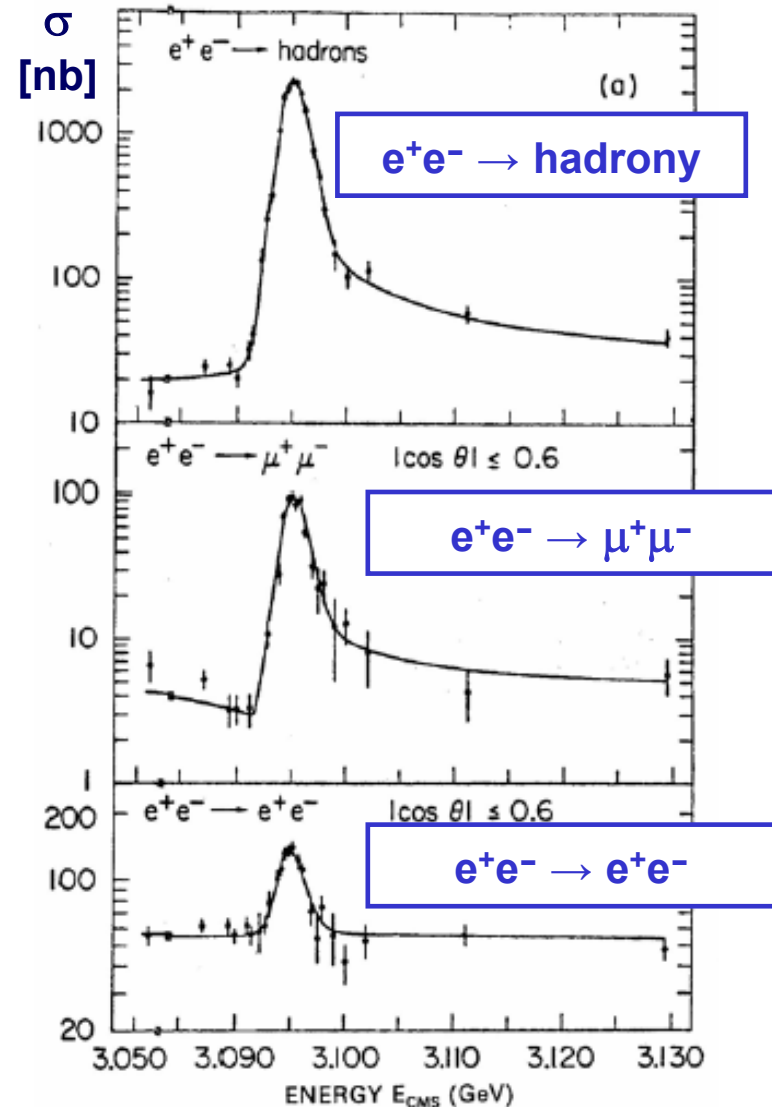
Produkcja rezonansu  $J/\psi$  w zderzeniach protonów o energii 28 GeV z tarczą berylową



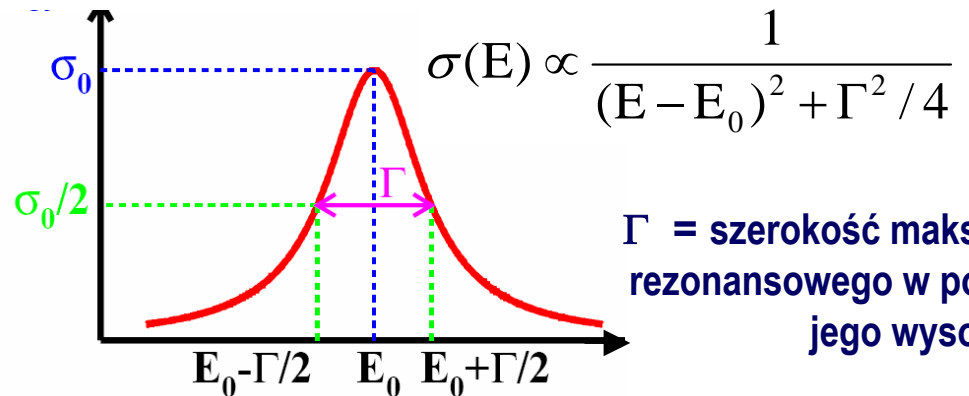
- Rejestracja elektronu i pozytonu z rozpadu  
 $J \rightarrow e^+ + e^-$   
w wielodrutowych komorach proporcjonalnych
- Wąski rezonans w rozkładzie masy niezmienniczej par  $e^+e^-$
- Obserwowana szerokość rezonansu, rzędu kilku MeV, wynika z eksperymentalnej zdolności rozdzielczej w pomiarze pędu  $e^\pm$

**rzeczywista szerokość  $\Gamma_{J/\psi} \sim 87 \text{ keV}$**

Formacja wąskiego rezonansu  $J/\psi$  w anihilacji  $e^+e^-$  przy energii  $E_{CM} \approx 3.1$  GeV



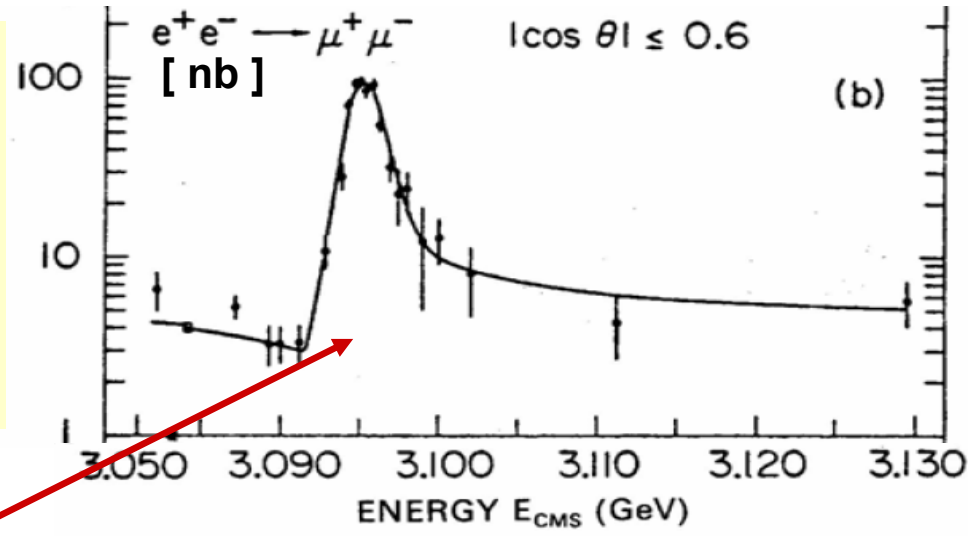
- Każdy punkt pomiarowy odpowiada zmierzonemu przekrojowi czynnemu na proces  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  ( $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$ ) przy energii w układzie środka masy zderzających się cząstek  $E_{CM} = E_{e^+} + E_{e^-}$
- Formacja rezonansu R przejawia się jako wzrost przekroju czynnego dla energii  $E_{CM} \sim E_0 = m_R c^2$ , opisany efektywnie wzorem Breita - Wignera



• SLAC (1974)  $e^+e^- \rightarrow$  hadrony,  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$

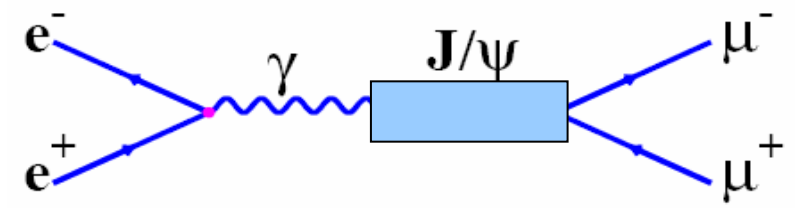
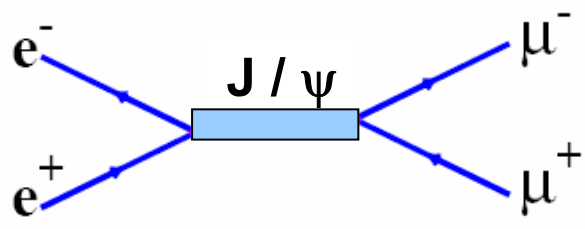
•  $J/\psi$  :  $M = 3.105 \pm 0.003$  GeV,  $\Gamma \leq 1.9$  MeV

obserwowana szerokość rezonansu wynika z eksp. zdolności rozdzielczej w pomiarze pędu cząstek zderzających się wiązek ( $\sigma = 1.2$  MeV)



Kształt krzywej rezonansowej – charakterystyczny dla dwóch interferujących amplitud :

amplituda na bezpośrednią produkcję  $\psi$  + produkcja  $\psi$  za pośrednictwem wirtualnego fotonu



$J/\psi$  ma takie same liczby kwantowe co foton :  $J^{PC} = 1^{--}$



$J/\psi(3100)$      $M = 3097.88 \pm 0.04 \text{ MeV}$ ,     $J^{PC} = 1^{--}$ ,     $I^G = 0^-$     ciężki stan mezonowy !!

Całkowita szerokość     $\Gamma_{J/\psi} = 0.087 \pm 0.005 \text{ MeV}$     b. wąski rezonans !!

Duża masa  $J/\psi$  i względnie długi czas życia ( $\Gamma = 1/\tau$ )  $\rightarrow$  cząstka nie jest zbudowana z dotychczas znanych lekkich kwarków (u, d, s) ??

Stosunki rozgałęzień (Branching Ratio, BR)     $J/\psi \rightarrow \text{hadrony}$     88 %

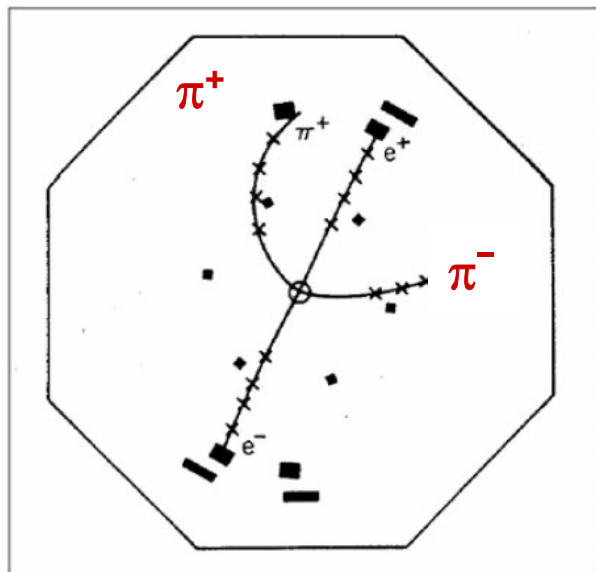
$J/\psi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$     6 %

Szerokości cząstkowe     $\Gamma(a \rightarrow bc) = \text{BR}(a \rightarrow bc) \cdot \Gamma_a$

$\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = \Gamma(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 5 \text{ keV}$ , szerokość podobna do szerokości

innych rezonansów wektorowych:  $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = 0.6 \text{ keV}$  i  $\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-) = 1.4 \text{ keV}$

$\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{hadrony}) = 77 \text{ keV}$



W eksperymencie na zderzacz w SLAC

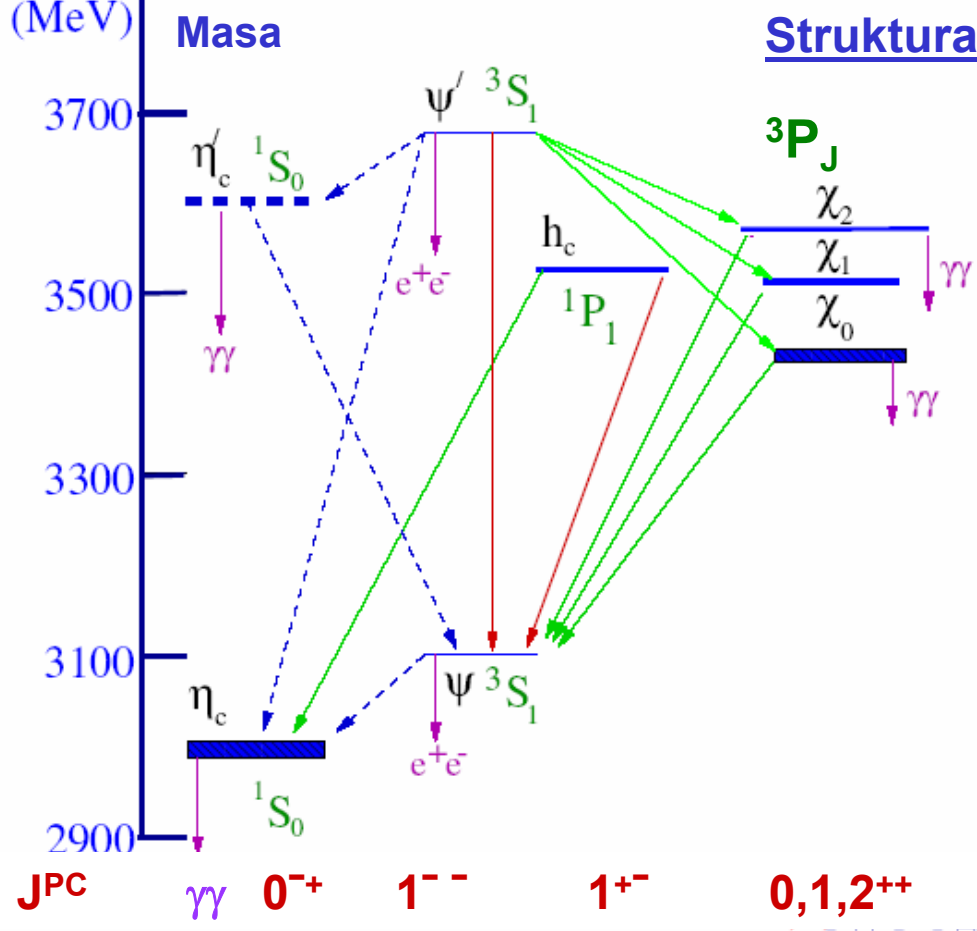
odkryto również drugi rezonans  $\psi'$  o masie 3.7 GeV.

$$e^+ + e^- \rightarrow \psi'(3700)$$

$$\psi'(3700) \rightarrow \psi(3100) + \pi^+ + \pi^-, \quad \psi \rightarrow e^+ + e^-$$

$$E_\pi \sim 150 \text{ MeV}, \quad E_e \sim 1.5 \text{ GeV}$$

# Struktura poziomów energetycznych czarmonium



Schemat poziomów energetycznych dla ciężkich stanów mezonowych odkrytych w anihilacji  $e^+e^-$  wykazywał podobieństwo do stanów pozytonium.

**Pozytonium – stan związany  $e^+e^-$  :**

- singlet spinowy ( $^1S_0$ ) –  $J^{PC} = 0^{++}$   
rozpad na 2 fotony, krótszy czas życia
- tryplet spinowy ( $^3S_1$ ) –  $J^{PC} = 1^{--}$   
rozpad na 3 fotony, dłuższy czas życia

W elektromagnetycznych rozpadach pozytonium zachowana jest parzystość ładunkowa C i dlatego stan  $^1S_0$  rozpada się na 2 fotony a stan  $^3S_1$  na 3 fotony

$C(n\gamma) = (-1)^n$

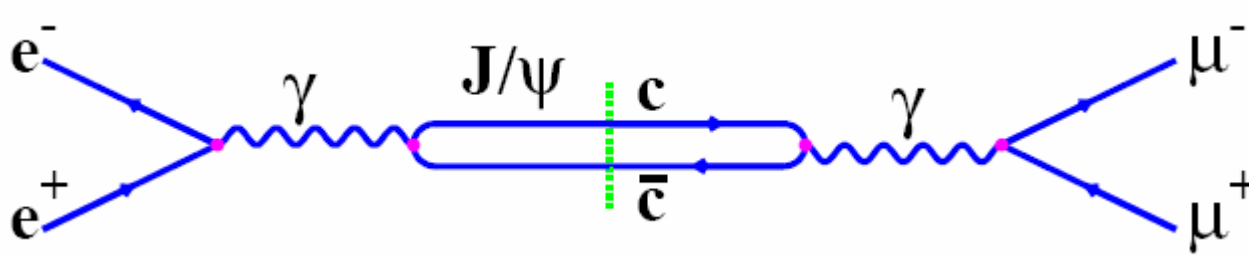
**Widmo mas + b. małe szerokości  $\psi$  i  $\psi'$**

→ odkryte stany mezonowe są stanami związanymi

par ciężkich fundamentalnych fermionów

## $\psi$ i $\psi'$ – wektorowe stany związane nowego kwarka powabnego i jego antykwarka

Kwarki powabne zostały przewidziane przez Glashowa, Iliopoulou i Maianiego (1970), aby wyjaśnić brak słabych prądów neutralnych zmieniających dziwność.



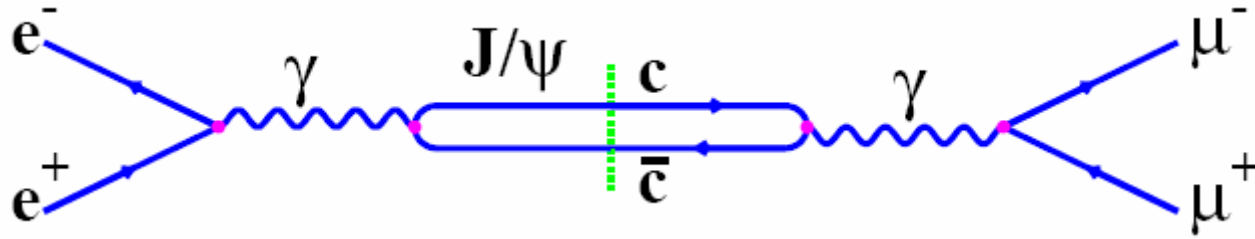
formacja  $J/\psi$  i  $\psi'$   
w anihilacji  $e^+e^-$   
→ sprzężenie do fotonu  
 $J^{PC} = 1^{--}$

$J/\psi(3100)$  jest stanem o najniższej energii układu  $c\bar{c}$  - notacja spektroskopowa  $\psi(1S)$ ,  
 $\psi(3700)$  jest jego wzbudzeniem radialnym  $\psi(2S)$

$$m_c \sim 1.5 \text{ GeV}$$

Notacja spektroskopowa :  $\psi(3100)$  i  $\psi'(3700)$  - stany  $^3S_1$

$^{2S+1}L_J$  - L – kręt pary  $q\bar{q}$ , J – spin mezonu, S – spinowy moment pędu pary  $q\bar{q}$



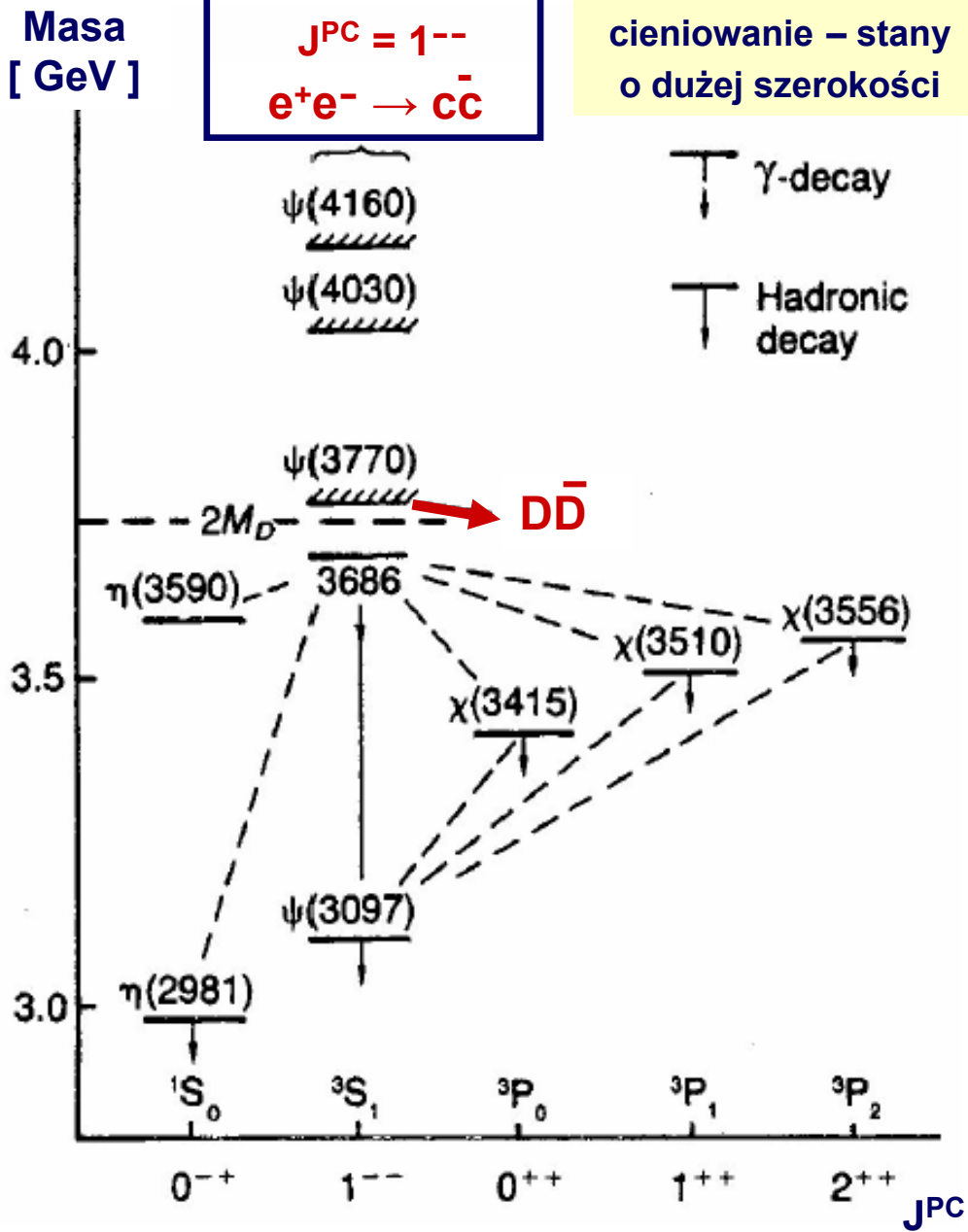
W procesie anihilacji  $e^+e^-$  formuje się rezonans  $J/\psi$  rozpadający się w kanale  $\mu^+\mu^-$ . Maksimum w przekroju czynnym opisane przez krzywą Breita-Wignera, której parametrami są masa rezonansu  $m_\psi$ , szerokość całkowita  $\Gamma_\psi$  oraz szerokości cząstkowe  $\Gamma_{ee}$  i  $\Gamma_{\mu\mu}$ .

$$\sigma(E) \sim \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}{(E - m_\psi)^2 + \Gamma_\psi^2/4}$$

( pełny wzór uwzględnia również spiny cząstek )

Dopasowanie krzywych teoretycznych opartych na wzorze Breita-Wignera do zmierzonych przekrojów czynnych → wyznaczenie parametrów rezonansu

# Schemat poziomów energetycznych dla czarmonium



Układy zbudowane z par ciężkich kwarków ( $c\bar{c}$  i  $b\bar{b}$ ) - uzasadnione przybliżenie nierelatywistyczne

Równanie Schrödingera z potencjałem oddz. dwóch kwarków, uwzględniającym efekt ich uwięzienia w hadronie

$$V(r) = a/r + br$$

↓

Poprawny opis widma mas dla rodziny mezonów  $\psi$

Pomiar poziomów energetycznych dla czarmonium pozwala na testowanie potencjału oddziaływania kwarków

## Dlaczego rezonans $J/\psi$ jest taki wąski ?

Szerokości  $J/\psi$  (3100) =  $\psi(1S)$  i  $\psi'(3700) = \psi(2S)$  są o dwa rzędy wielkości mniejsze niż szerokości wyższych stanów wzbudzonych  $\psi(3S)$ ,  $\psi(4S)$  i  $\psi(5S)$  układu  $c\bar{c}$ .

$1^3S_1$	$\psi(3097)$	$\Gamma \approx 0.09 \text{ MeV}$
$2^3S_1$	$\psi(3685)$	$\Gamma \approx 0.28 \text{ MeV}$
$3^3S_1$	$\psi(3770)$	$\Gamma \approx 25 \text{ MeV}$
$4^3S_1$	$\psi(4040)$	$\Gamma \approx 52 \text{ MeV}$

Szerokości rozpadu stanów  $\psi$  zależą od tego, czy kinematycznie jest dostępny rozpad na lżejsze mezony zawierające kwark  $c$  :  $D^-(d\bar{c})$ ,  $D^+(c\bar{d})$

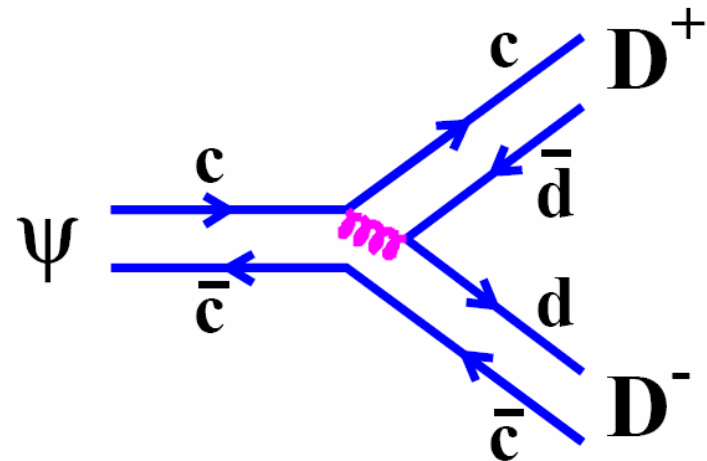
$$m_{D^\pm} = 1869.4 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

$$\underline{m(\psi) > 2m(D)}$$



**silny rozpad  $\psi \rightarrow D^+D^-$  jest kinematycznie dozwolony**  
 "zwykły" rozpad silny

➔ **duża szerokość rozpadu**



$$\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}, \quad \Gamma = 24 \text{ MeV}$$

## Dlaczego rezonans $J/\psi$ jest taki wąski ?

$$m(\psi) < 2m(D)$$

Rozpad na cząstki zawierające kwark c nie jest możliwy

$$\psi(3100) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

Rozpad układu  $c\bar{c}$  na lżejsze kwarki wiąże się ze zmianą zapachu kwarka

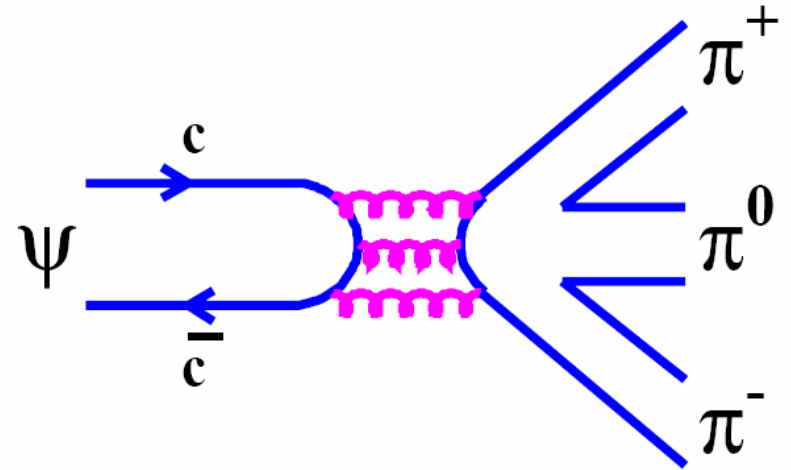
**Reguła OZI ( Okubo – Zweig – Iizuka )**

**Amplitudy związane z niespójnymi diagramami kwarkowymi są tłumione**

( diagramy z ciągłymi liniami kwarkowymi między stanem początkowym i końcowym są uprzywilejowane )

rozpad  $\psi(3100) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  jest tłumiony zgodnie z regułą OZI

➔ b. mała szerokość rozpadu



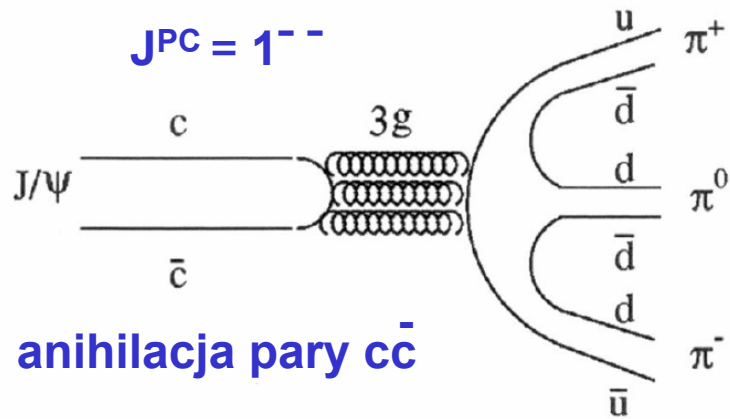
**QCD:**

początkowa para kwark-antykwarł oddziałuje z kwarkami w stanie końcowym poprzez wymianę gluonów (singlet kolorowy !)

Sprzężenie  $\psi$ , stanu  $^3S_1$ , do przynajmniej 3 gluonów

$$\Gamma \sim \alpha_s^6$$

rozpad tłumiony



## QCD:

początkowa para kwark-antykwar (singlet koloru) oddziałuje z kwarkami w stanie końcowym (singlet koloru) poprzez wymianę gluonów

→ te gluony muszą także być singletem koloru

→ kombinacja co najmniej dwóch gluonów

Czy stan  $J^{PC} = 1^{--}$  może się rozpaść na 2 gluony ?

Całkowita funkcja falowa dla układu gluonów (bozonów)

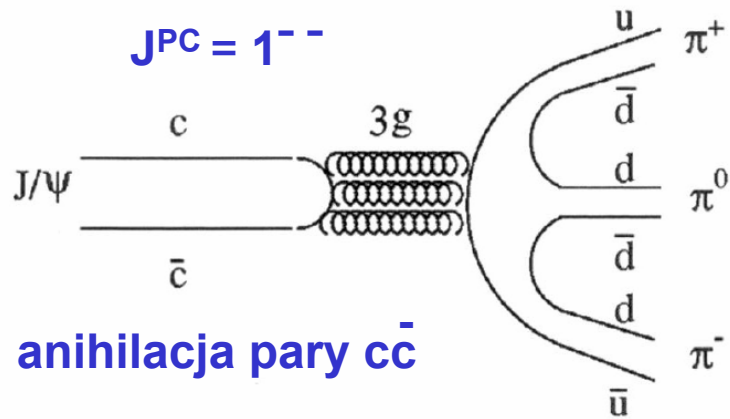
$\psi = \psi(\text{kolor}) \psi(\mathbf{x}) \psi(\text{spin})$  jest symetryczna

- "kolorowa" składowa funkcji falowej dla  $2g$  jest symetryczna – złożenie dwóch obiektów należących do kolorowego oktetu na singlet koloru
- część spinowo-przestrzenna funkcji falowej musi być również symetryczna  
→  $(-1)^{L+S} = +1$  ( $L, S$  – orbitalny moment pędu, spin układu gluonów)  
 $(-1)^{L+S}$  to parzystość  $C$  dla układu 2 gluonów

$J/\psi$  ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) nie może się rozpaść na 2 gluony ( $C=+1$ )  
ponieważ parzystość  $C$  nie jest zachowana

Dozwolone stany  $J^{PC}(2g)$  :  $0^{++}, 0^{-+}, 2^{++}, 2^{-+}, 3^{++}$   
( stany dla  $L = 0$  )





## QCD:

początkowa para kwark-antykwar (singlet koloru) oddziałuje z kwarkami w stanie końcowym (singlet koloru) poprzez wymianę gluonów

→ **te gluony muszą więc tworzyć singlet koloru**

→ **kombinacja co najmniej dwóch gluonów**

Czy stan  $J^{PC} = 1^{--}$  może się rozpaść na 3 gluony ?

**Całkowita funkcja falowa dla układu gluonów (bozonów)**

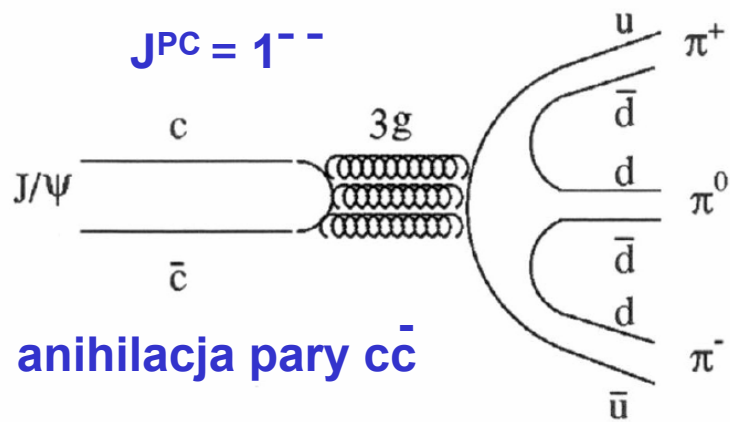
$\psi = \psi(\text{kolor}) \psi(\mathbf{x}) \psi(\text{spin})$  jest symetryczna

Należy rozważyć wszystkie możliwe wkłady od kolorowej, spinowej i przestrzennej funkcji falowej dla układu 3 gluonów i ich symetrie.

Np. są 2 możliwe kolorowe funkcje falowe:

symetryczna  $|\text{kolor1}\rangle = [(8,8)_{8S}, 8]_1$  i antysymetryczna  $|\text{kolor2}\rangle = [(8,8)_{8A}, 8]_1$ , gdzie  $(8,8)_{8S} / (8,8)_{8A}$  oznacza że dwa gluony (należące do oktetu koloru) tworzą obiekt będący członkiem symetrycznego /antysymetrycznego kolorowego oktetu i w połączeniu z trzecim gluonem składają się na singlet koloru  $[...]_1$ .

Analogicznie należy rozpatrzyć symetrie dopuszczalnych stanów spinowych uzyskanych ze złożenia 3 gluonów o spinie 1 (spinowe funkcje falowe odpowiadają stanom o  $S = 0, 1, 2, 3$ ).



## QCD:

początkowa para kwark-antykwar (singlet koloru) oddziałuje z kwarkami w stanie końcowym (singlet koloru) poprzez wymianę gluonów

→ **te gluony muszą więc tworzyć singlet koloru**

→ **kombinacja co najmniej dwóch gluonów**

Czy stan  $J^{PC} = 1^{--}$  może się rozpaść na 3 gluony ?

Całkowita funkcja falowa dla układu gluonów (bozonów)

$\psi = \psi(\text{kolor}) \psi(\mathbf{x}) \psi(\text{spin})$  jest symetryczna

Należy rozważyć wszystkie możliwe wkłady od kolorowej, spinowej i przestrzennej funkcji falowej dla układu 3 gluonów i ich symetrie



**Dozwolone stany  $J^{PC}(3g)$  :  $1^{--}, 2^{--}, 3^{--}, 1^{+-}, 2^{+-}, 3^{+-}$**  (tylko stany o ujemnej parzystości C)  
( stany z  $L = 0$  )

**Sprzężenie  $J/\psi$  do 3 gluonów jest dozwolone**

( Dozwolone tylko silne rozpady  $J/\psi$  na nieparzystą liczbę  $\pi$  - zachowanie parzystości G )

## Stosunki rozgałęzień dla rozpadów $\omega$ i $\phi$

$$\omega^0(780) = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$$

$$\phi(1020) = s\bar{s}$$

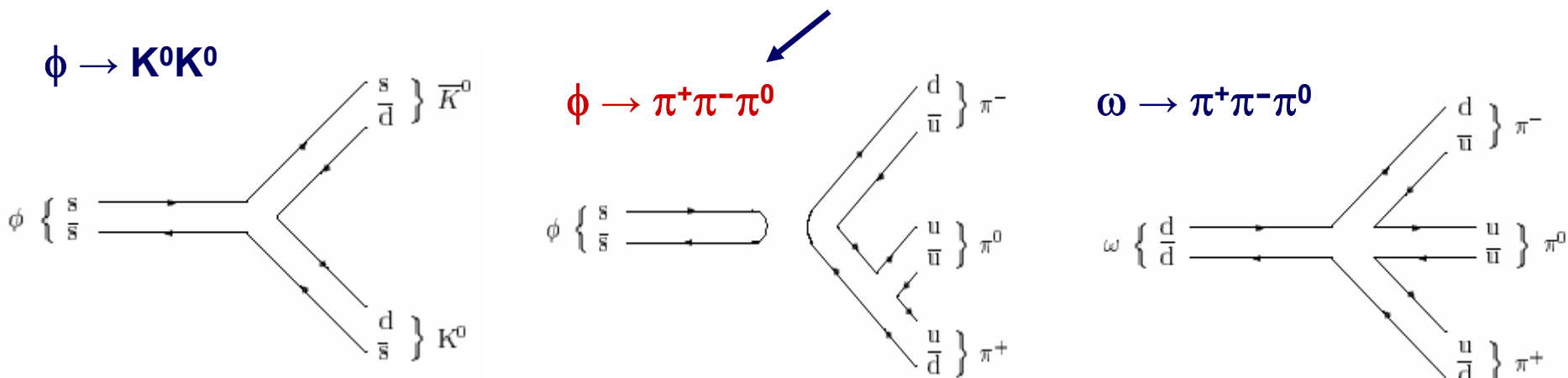
$\phi \rightarrow K^+K^-$	49%
$\rightarrow K_L^0K_S^0$	34%
$\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	16%

$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	89%
$\rightarrow \pi^0\gamma$	9%
$\rightarrow \pi^+\pi^-$	2%

$$M_\phi - 2M_K \approx 25 \text{ MeV}$$

$$M_\phi - 3m_\pi \approx 600 \text{ MeV}$$

**Większa przestrzeń fazowa dla rozpadu  $\phi \rightarrow 3\pi$ , ale ...  
ten rozpad jest tłumiony przez regułę OZI**

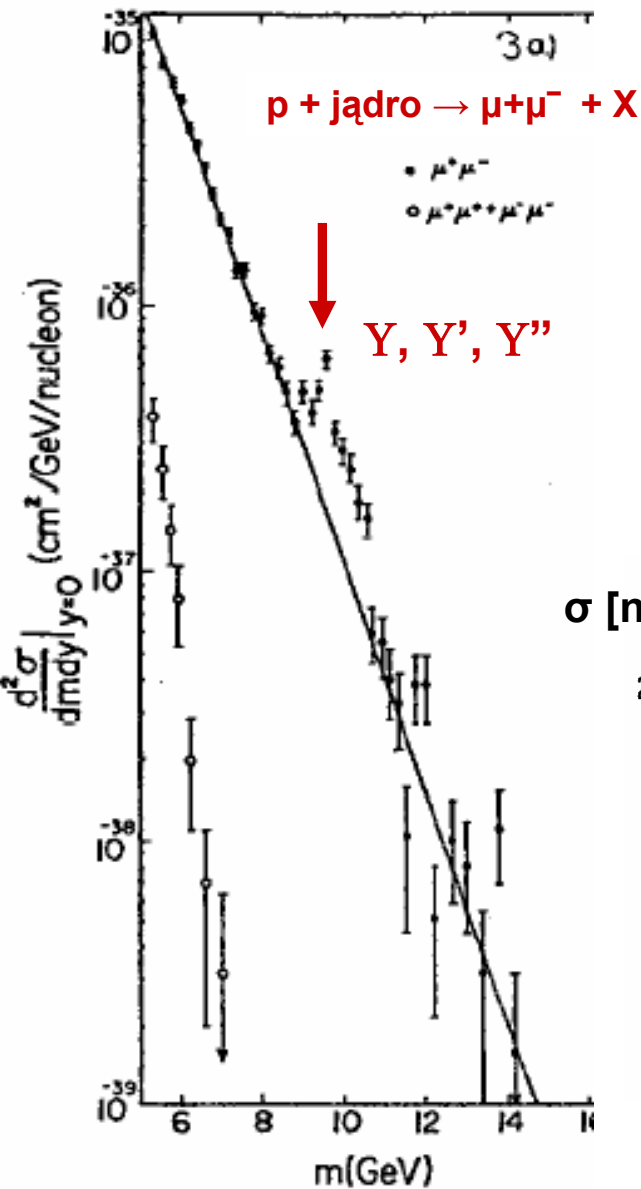


$$\Gamma(\phi \rightarrow \pi\pi\pi) \ll \Gamma(\omega \rightarrow \pi\pi\pi)$$

• 1977 Odkrycie kwarka b ( beauty / bottom, trzecia generacja kwarków, Q = - 1/3 )

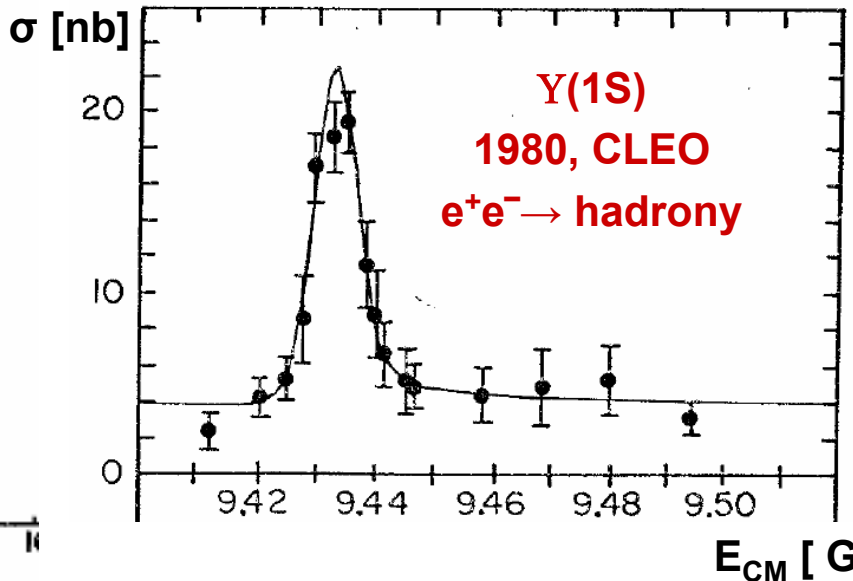
Fermilab (L. Lederman *et al.*)

Zderzenia protonów ( E = 400 GeV ) z jądrami (Be, Cu, Pt)



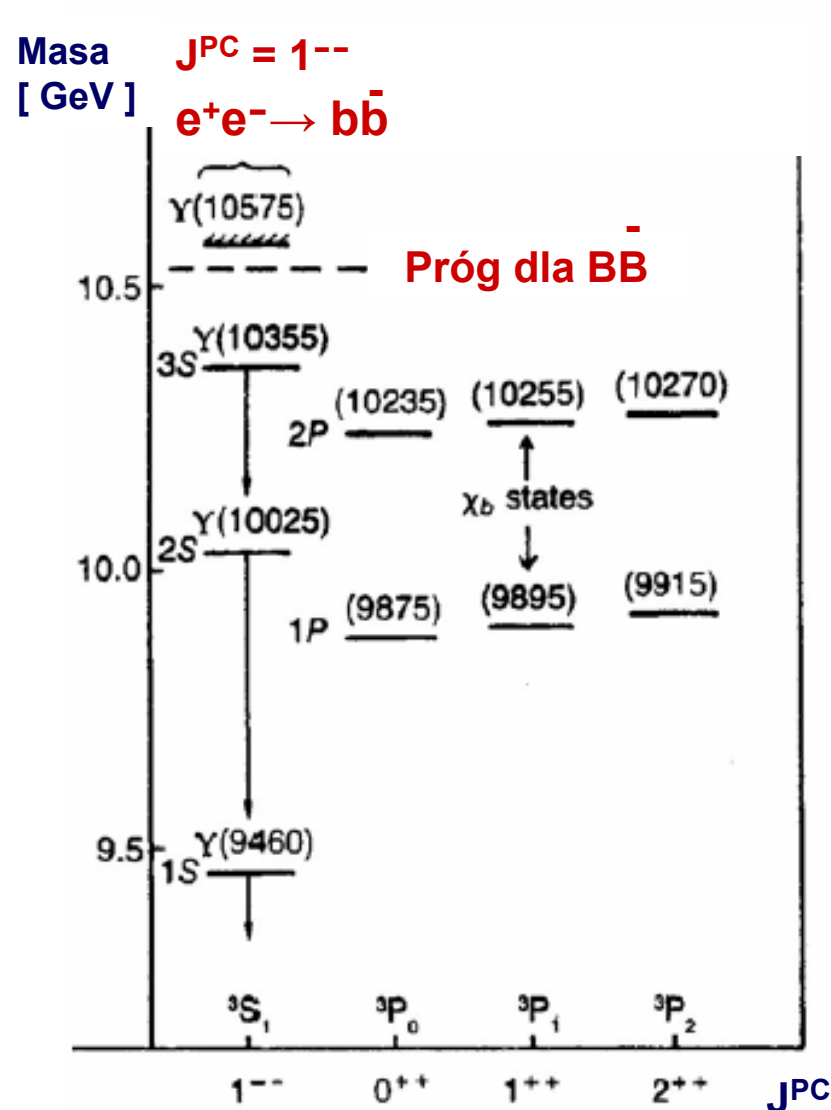
**Masa niezmiennicza pary mion\u00f3w** – szerokie maksimum w okolicy 10 GeV

- 2 lub 3 rezonanse o zbli\u017cyzonym masach
- **stany zwi\u0105zane kwark\u00f3w pi\u0119knych bottomonium ( $b\bar{b}$ )**



**Rezonans Y**  
**M = 9.46 GeV**  
 **$\Gamma = 0.053$  MeV**

## Schemat poziomów energetycznych bottomonium b. podobny do czarmonium



- $Y(9460)$  – jest najniższym stanem energetycznym  $^3S_1$  układu  $b\bar{b}$   
 $\rightarrow m_b \sim 4.7$  GeV
- widmo mas rodziny Y bardzo dobrze opisane przez taki sam potencjał QCD jak dla czarmonium
- potencjał QCD nie zależy od typu kwarka