

- **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**

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

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

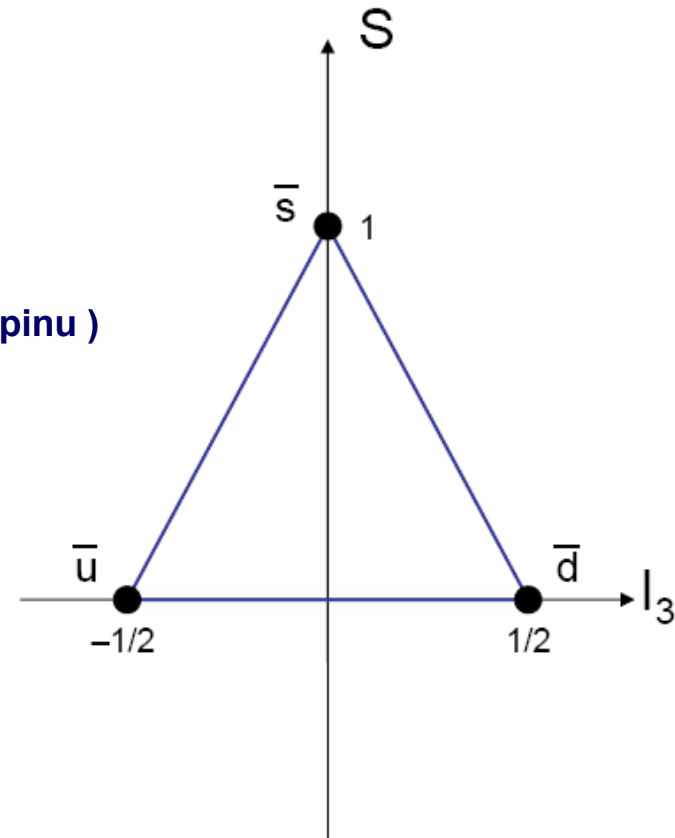
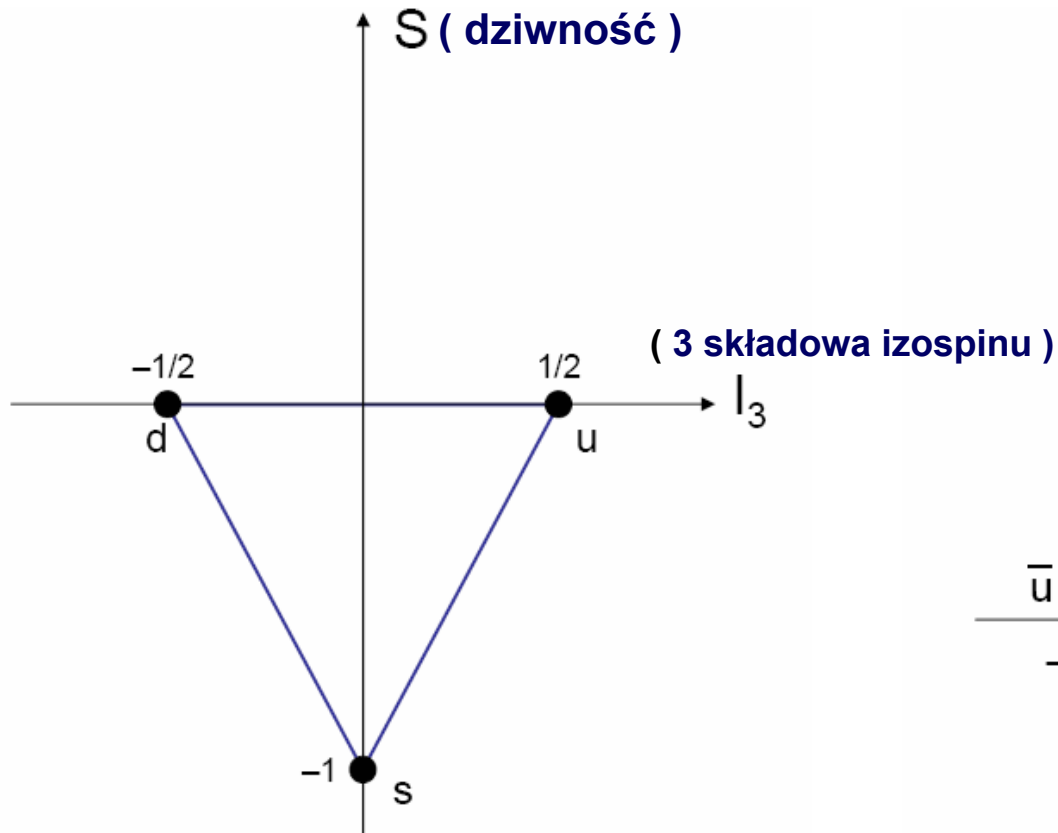
\hat{U} jest zespoloną unitarną macierzą wymiaru 3 x 3 o jednostkowym wyznaczniku należąca do grupy SU(3)

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

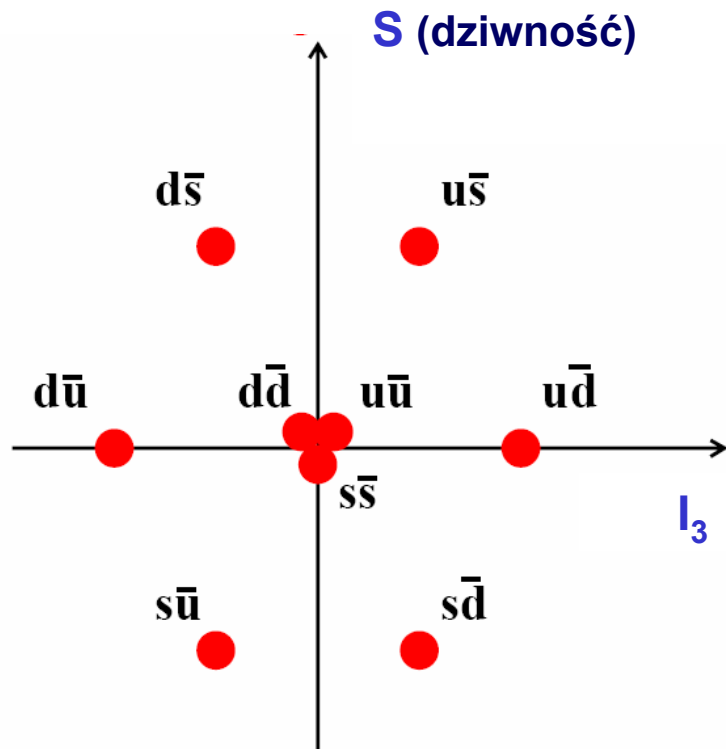
Mezon = $q_i \bar{q}_j$, tylko mezony składające się z lekkich kwarków **u, d i s**

$m_u \sim 0.3 \text{ GeV}$, $m_d \sim 0.3 \text{ GeV}$, $m_s \sim 0.5 \text{ GeV}$

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 :

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

$(u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s})$

mieszanie m-dzy stanami singletowymi i oktetowymi z $I = S = 0$

- 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 ^{PC}	$2S+1L_J$	przykład
0	0	0	0 ⁻⁺	$1S_0$	π
0	1	1	1 ⁻⁺	$3S_1$	ρ
1	0	1	1 ^{+−}	$1P_1$	
1	1	0	0 ⁺⁺	$3P_0$	
1	1	1	1 ⁺⁺	$3P_1$	
1	1	2	2 ⁺⁺	$3P_2$	a_2 (1320)
2	0	2	2 ⁻⁺	$1D_2$	π_2 (1680)
2	1	1	1 ⁻⁻	$3D_1$	
2	1	2	2 ⁻⁻	$3D_2$	
2	1	3	3 ⁻⁻	$3D_3$	ρ_3 (1690)
3	0	3	3 ^{+−}	$1F_3$	
3	1	2	2 ⁺⁺	$3F_2$	
3	1	3	3 ⁺⁺	$3F_3$	
3	1	4	4 ⁺⁺	$3F_4$	
4	0	4	4 ⁻⁺	$1G_4$	
4	1	3	3 ⁻⁻	$3G_3$	

.....

Mezon = $q\bar{q}$

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

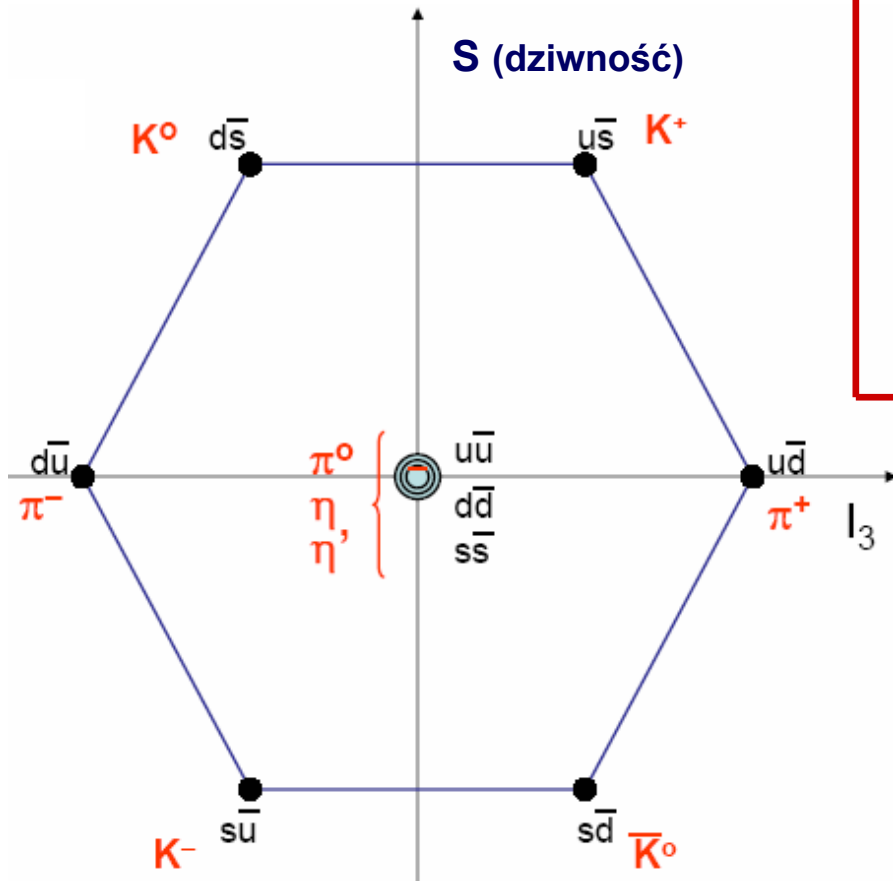
Spinowy moment pędu $S = 0$ lub $S = 1$

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

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

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 η i η' są liniowymi kombinacjami stanów izosingletowych ($I = S = 0$) oktetu i singletu $SU(3)$:

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

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

θ_p – kąt mieszania dla nonetu mezonów pseudoskalarnych

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

→ θ_p między -10° i -20°

Masy (MeV) :

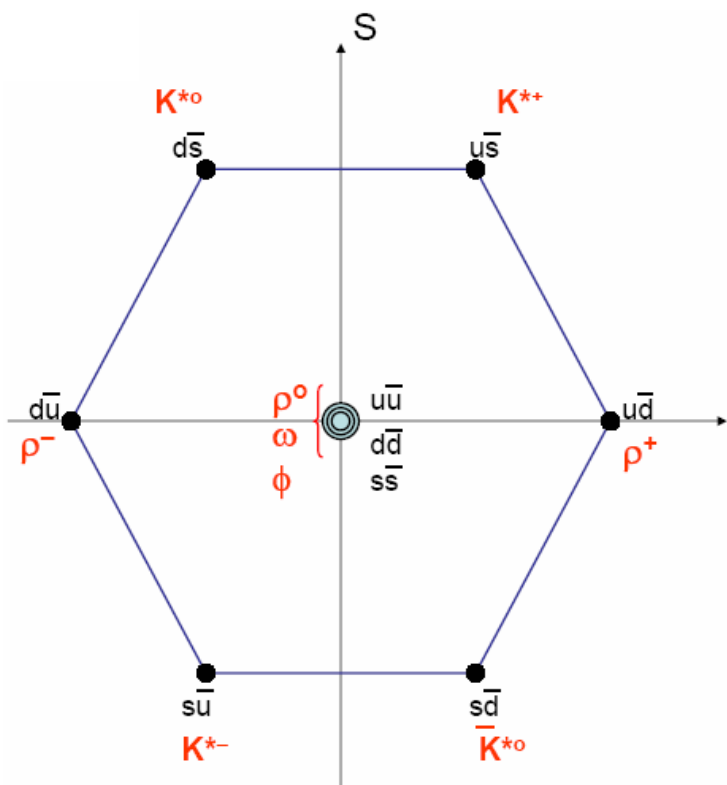
$$\pi^\pm \quad 140, \quad \pi^0 \quad 135$$

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

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

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 Φ_8 i Φ_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) :

ρ^\pm	776	ρ^0	776
K^{*0}, K^{*0}	892	$K^{*\pm}$	892
ω	782	Φ	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 $S = -1$ (zawierają 2 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 kwarki s 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

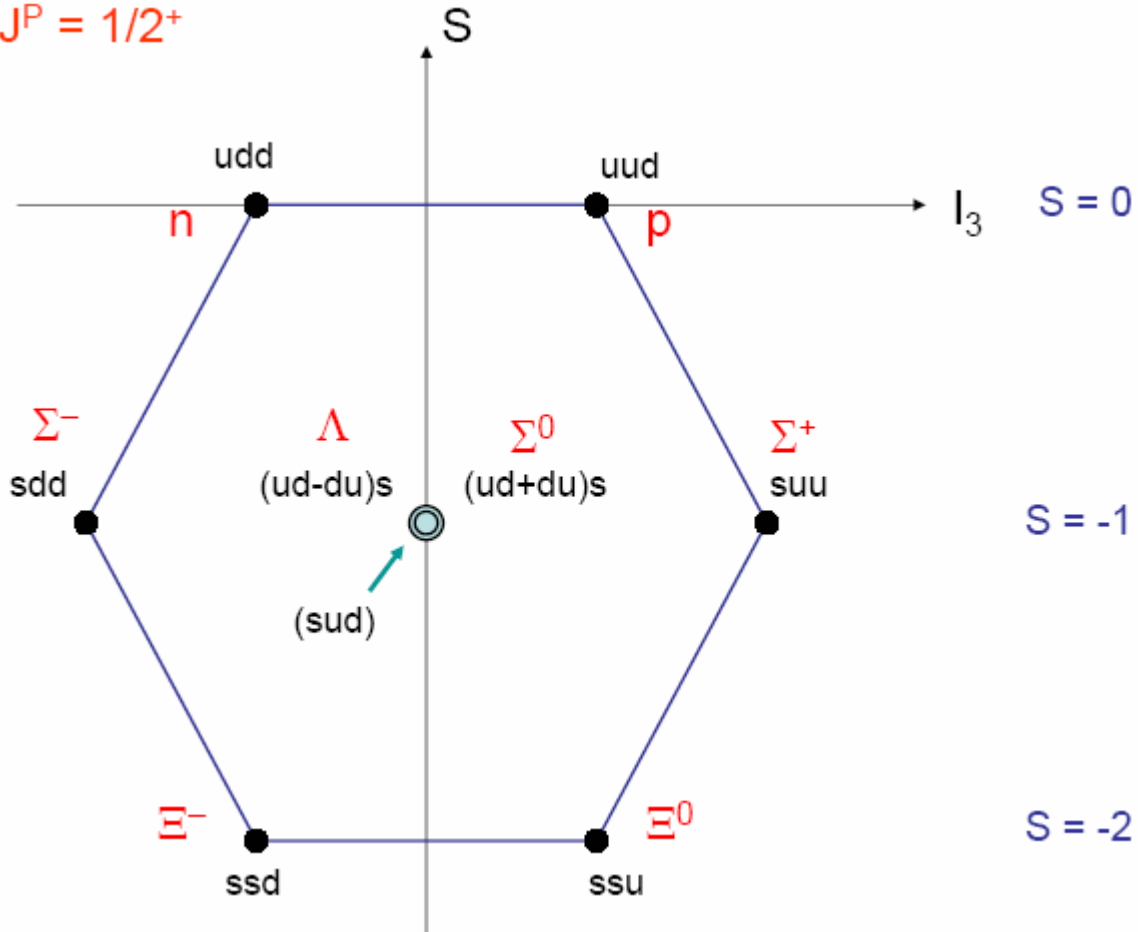
Symetryczne w zmiennych spinowych i zapachowych funkcje falowe można otrzymać na dwa sposoby :

- 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

Λ 1116

Σ^0 1193

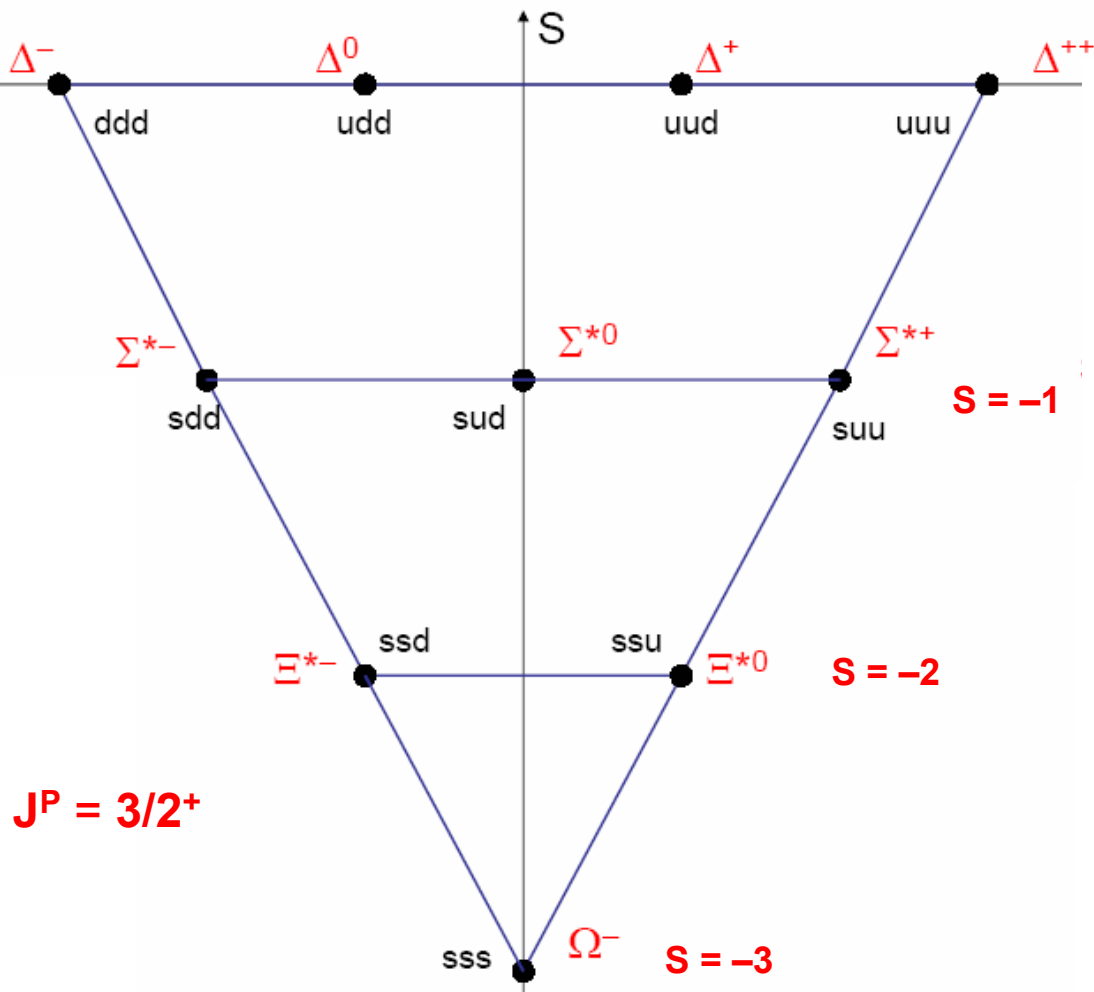
Σ^- 1197

Σ^+ 1189

Ξ^0 1315

Ξ^- 1321

Dekuplet barionowy



Zapachowe funkcje falowe rezonansów Δ 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

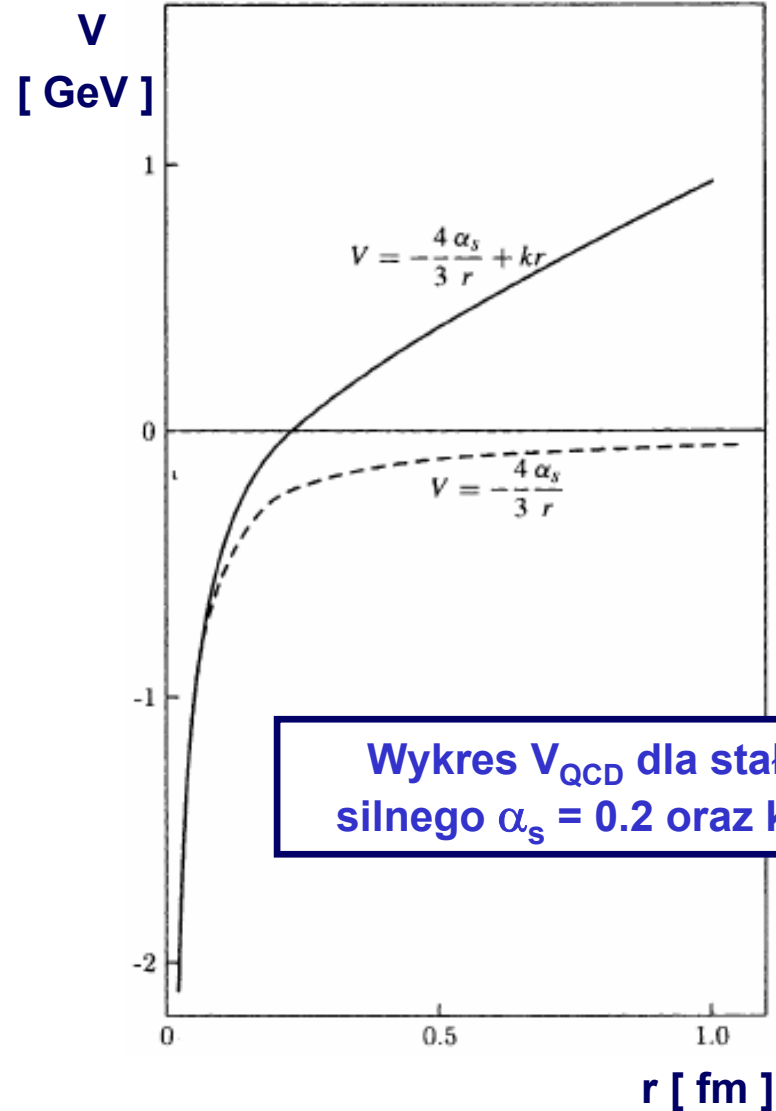
br człon liniowy w r, uwzględniający uwięzienie kwarków w hadronach,
dominuje dla dużych r

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_{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 cc i bb

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

przesunięcie poziomów energetycznych dla kwarków
o masach $m_{1,2}$ i wektorach spinu $\hat{S}_{1,2}$

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

α_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 Σ** 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, δ - 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 dekuplecie $J^P = 3/2^+$:

- (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
π	140	138
K	484	496
ρ	780	770
ω	780	782
K^*	896	894
ϕ	1032	1019

Dla konstytuentnych mas kwarków $m_u = m_d = 310$ MeV i $m_s = 483$ MeV oraz stałej $A = 0.06$ GeV³ 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
Λ	1116	1114
Σ	1193	1179
Ξ	1318	1327
Δ	1232	1239
Σ^*	1384	1381
Ξ^*	1533	1529
Ω	1672	1682

Bardzo dobra zgodność dla

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

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

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

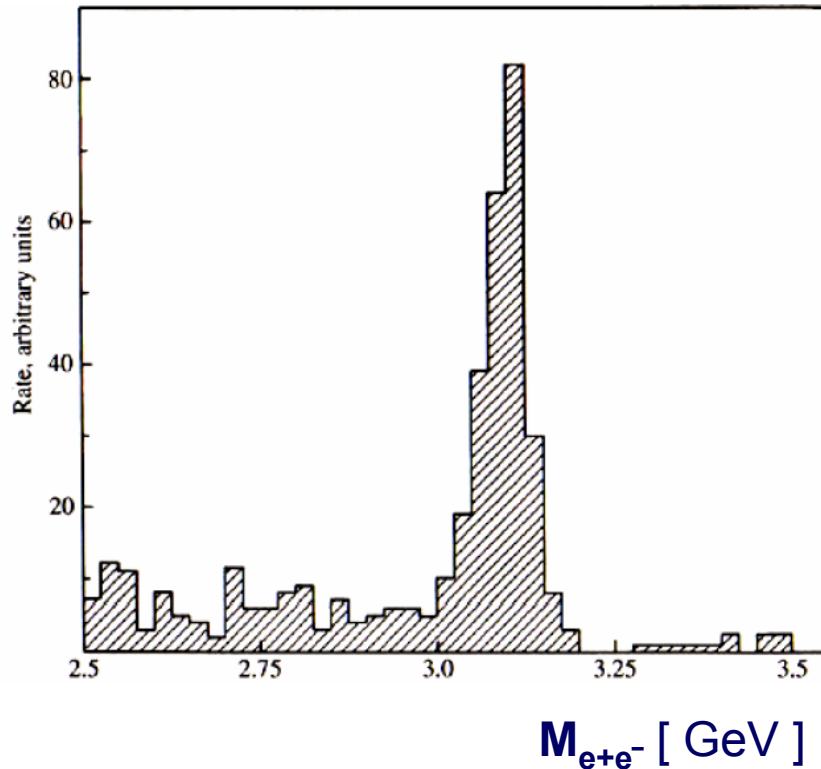
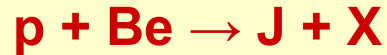
(Przewidywanie QCD $A' = A_{\text{MEZON}} / 2$)

Czarmonium

- **1974** Odkrycie wąskiego rezonansu J/ψ ("rewolucja listopadowa")

Laboratorium BNL w Brookhaven (S. Ting)

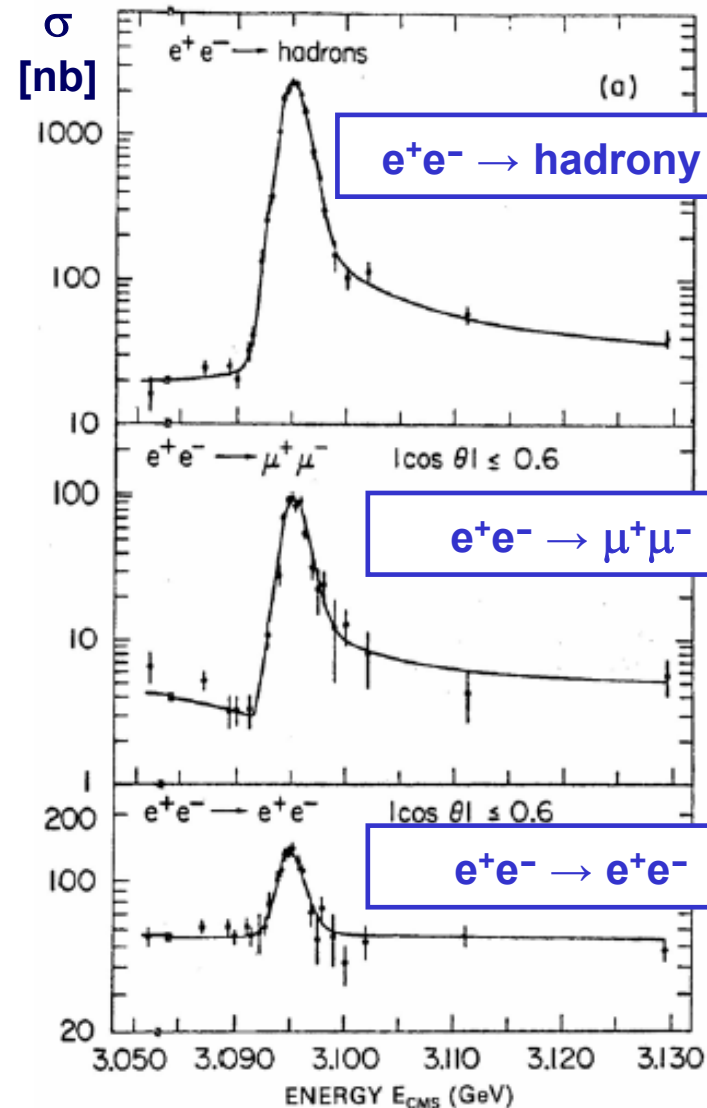
Produkcja rezonansu J/ψ w zderzeniach protonów o energii 28 GeV z tarczą berylową



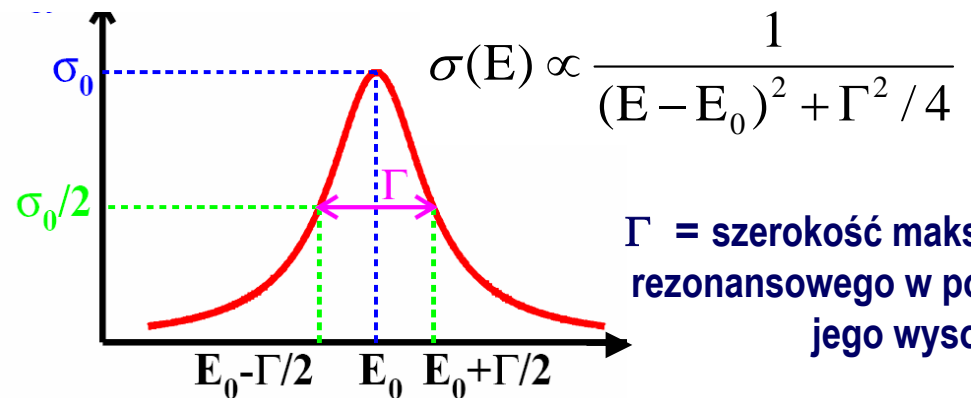
- Rejestracja elektronu i pozytonu z rozpadu
 $J \rightarrow e^+ + e^-$
w wielodrutowych komorach proporcjonalnych
- Wąski rezonans w rozkładzie masy niezmienniczej par e^+e^-
- Obserwowana szerokość rezonansu, rzędu kilku MeV, wynika z eksperymentalnej zdolności rozdzielczej w pomiarze pędu e^\pm

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

Formacja wąskiego rezonansu J/ψ 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



Czarmonium

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

Całkowita szerokość $\Gamma_{J/\psi} = 0.087 \pm 0.005 \text{ MeV}$ (b. wąski rezonans) , $\Gamma = 1 / \tau$

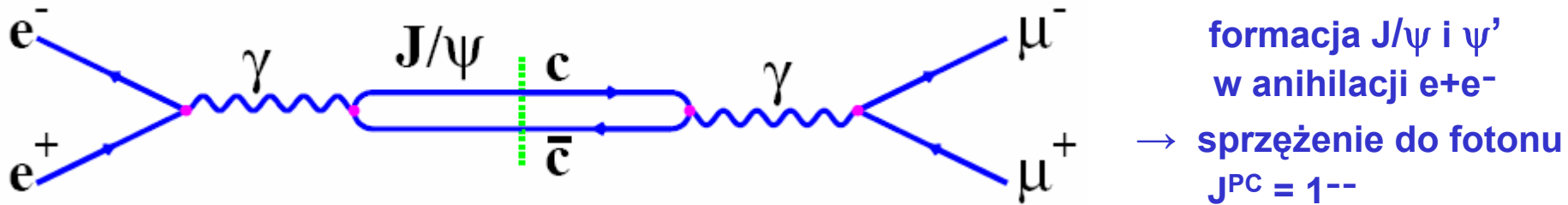
Stosunki rozgałęzień (Branching Ratio, BR) $J/\psi \rightarrow \text{hadrony}$ 88 %
 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ 6 %

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

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

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

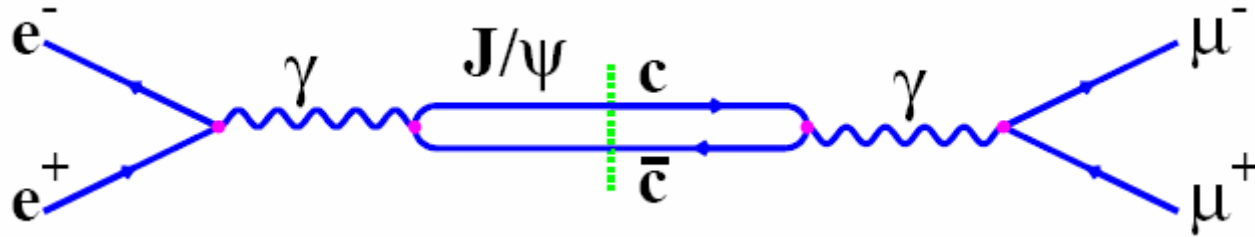
W eksperymencie na zderzaczu w SLAC odkryto również drugi rezonans ψ' o masie 3.7 GeV.



Interpretacja mezonów J/ψ jako stanów związanych kwarków powabnych $c\bar{c}$

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

$m_c \sim 1.5 \text{ GeV}$



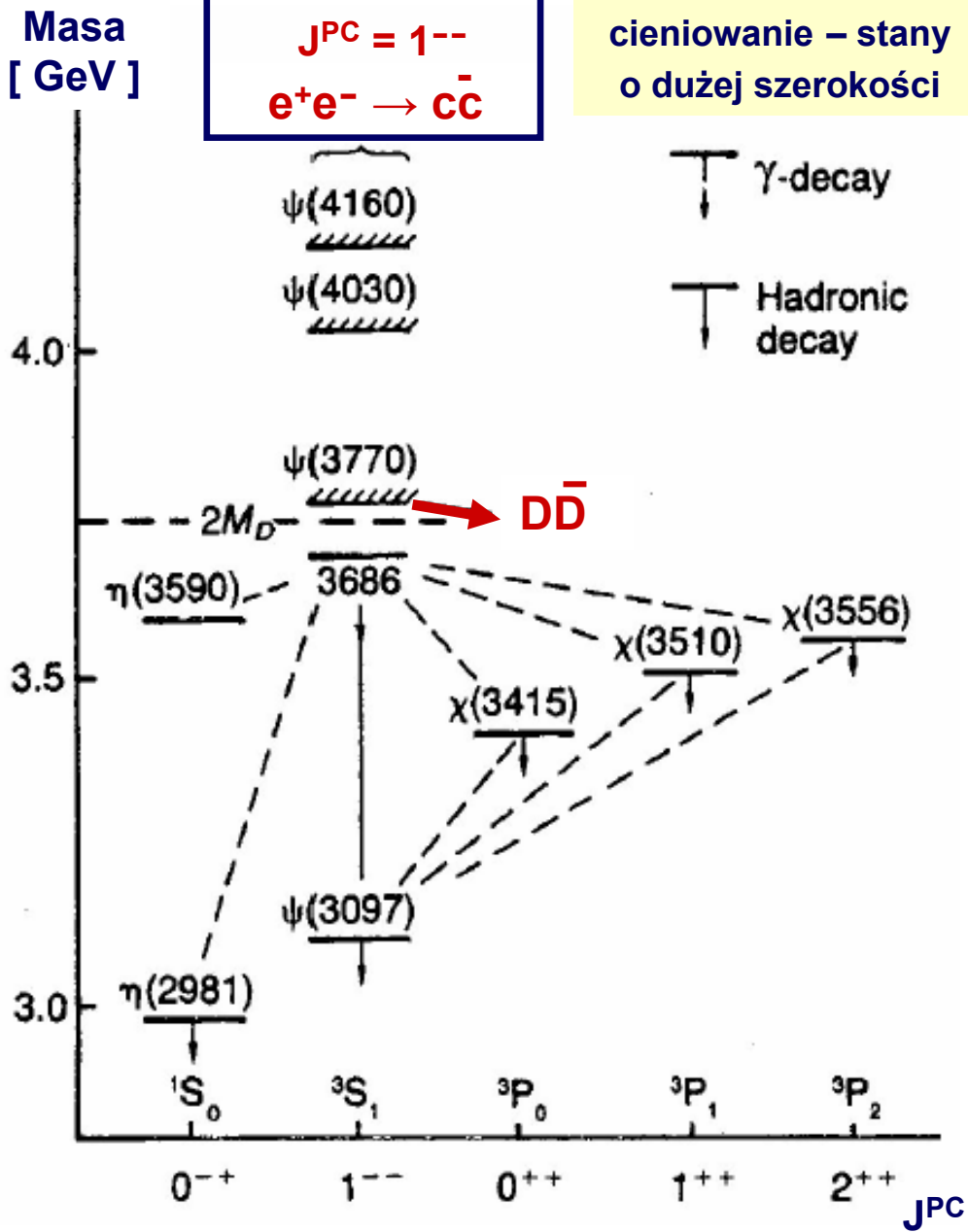
W procesie anihilacji e^+e^- formuje się rezonans J/ψ rozpadający się w kanale $\mu^+\mu^-$. Maksimum w przekroju czynnym opisane przez krzywą Breita-Wignera, której parametrami są masa rezonansu m_ψ , szerokość całkowita Γ_ψ oraz szerokości cząstkowe Γ_{ee} i $\Gamma_{\mu\mu}$.

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

(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 ψ

Pomiar poziomów energetycznych dla czarmonium pozwala na testowanie potencjału oddziaływania kwarków

Dlaczego rezonans J/ψ jest taki wąski ?

Szerokości J/ψ (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	$\psi(3097)$	$\Gamma \approx 0.09$ MeV
2^3S_1	$\psi(3685)$	$\Gamma \approx 0.28$ MeV
3^3S_1	$\psi(3770)$	$\Gamma \approx 25$ MeV
4^3S_1	$\psi(4040)$	$\Gamma \approx 52$ MeV

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

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

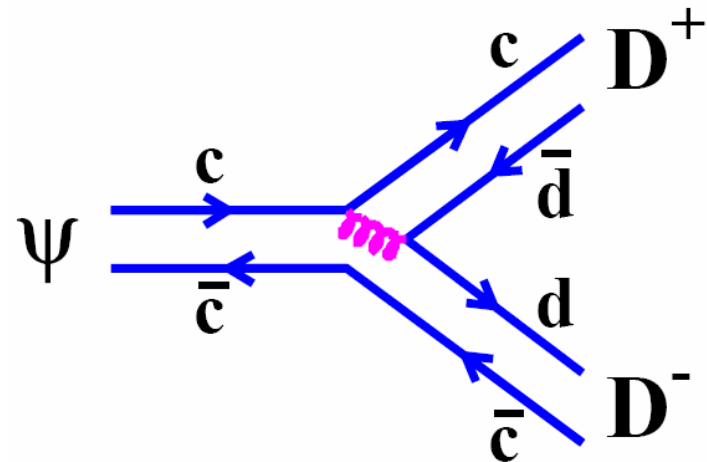
$$\underline{m(\psi) > 2m(D)}$$



Rozpad $\psi \rightarrow D^+D^-$ dozwolony

”zwykły” rozpad silny

→ duża szerokość rozpadu



Dlaczego rezonans J/ψ jest taki wąski ?

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

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

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

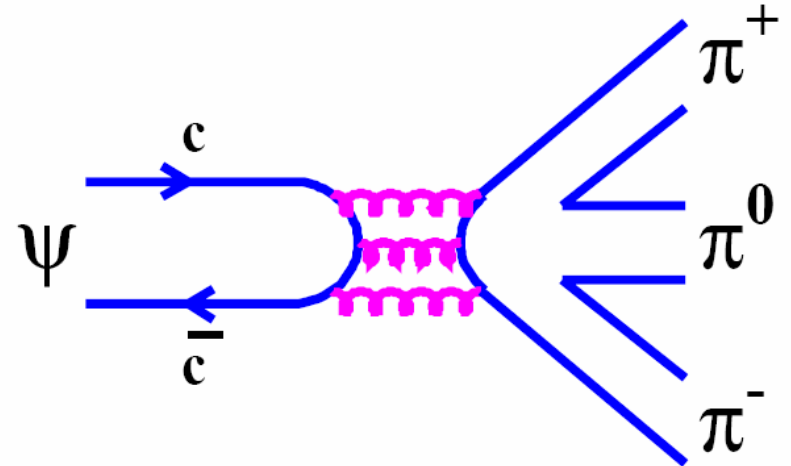
Reguła OZI (Okubo – Zweig – Iizuka)

Amplitudy związane z niespójnymi diagramami kwarkowymi są tłumione

(diagramy z ciągłymi liniami kwarkowymi m-dzy stanem początkowym i końcowym są uprzywilejowane)

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

→ b. mała szerokość rozpadu



QCD:

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

Sprężenie ψ , stanu 3S_1 , do przynajmniej 3 gluonów

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

rozpad tłumiony

Stosunki rozgałęzień dla rozpadów ω i ϕ

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

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

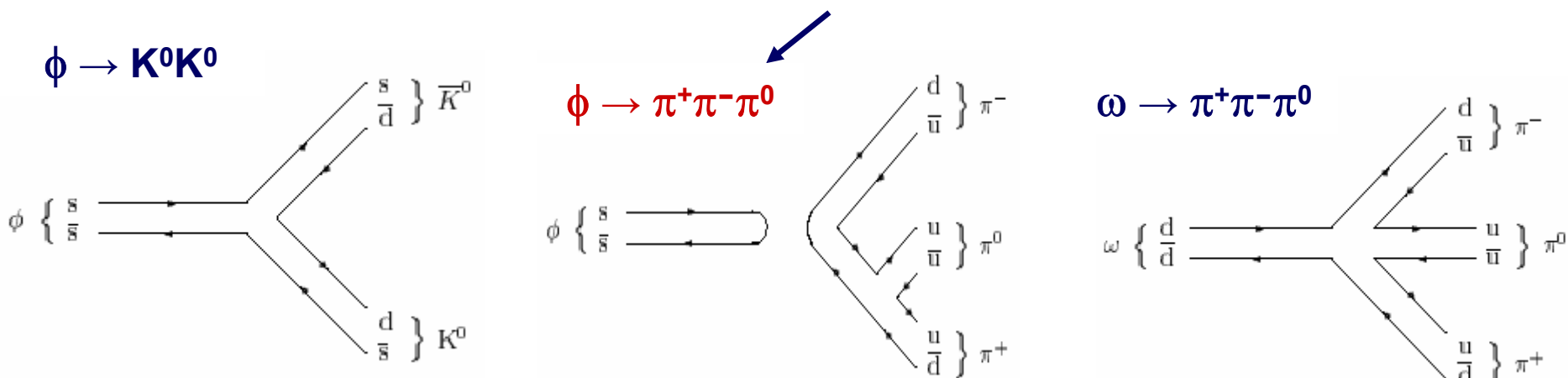
$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow K^+K^- & 49\% \\ &\rightarrow K_L^0K_S^0 & 34\% \\ &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 & 16\% \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \omega &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 & 89\% \\ &\rightarrow \pi^0\gamma & 9\% \\ &\rightarrow \pi^+\pi^- & 2\% \end{aligned}$$

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

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

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

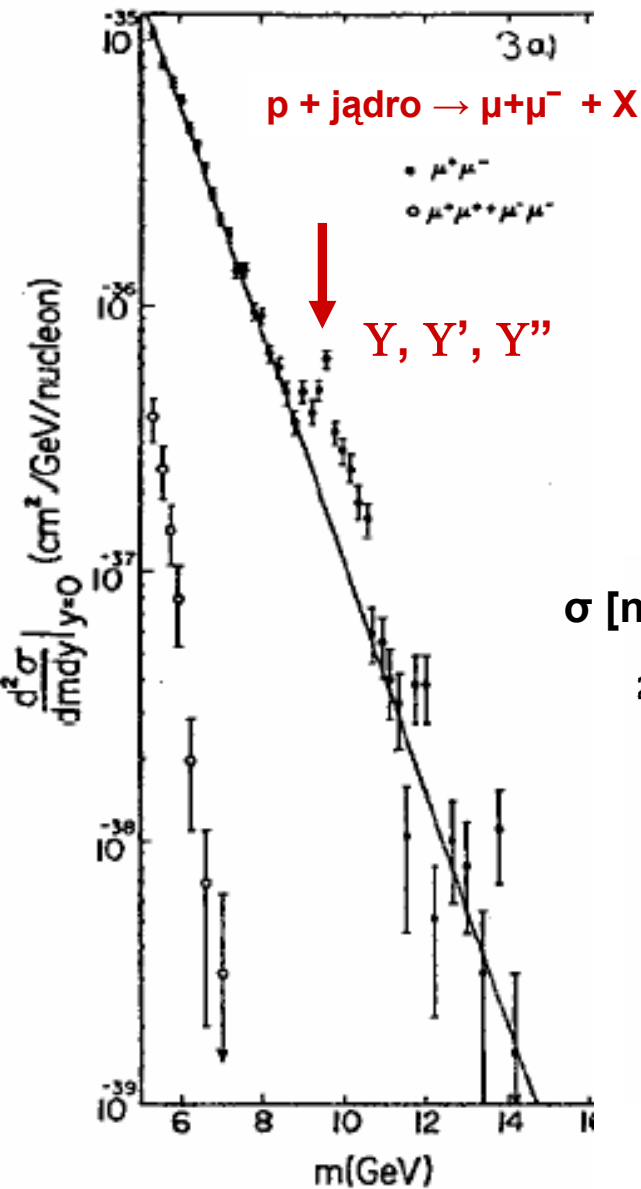


$$\Gamma(\phi \rightarrow \pi\pi\pi) \ll \Gamma(\omega \rightarrow \pi\pi\pi)$$

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

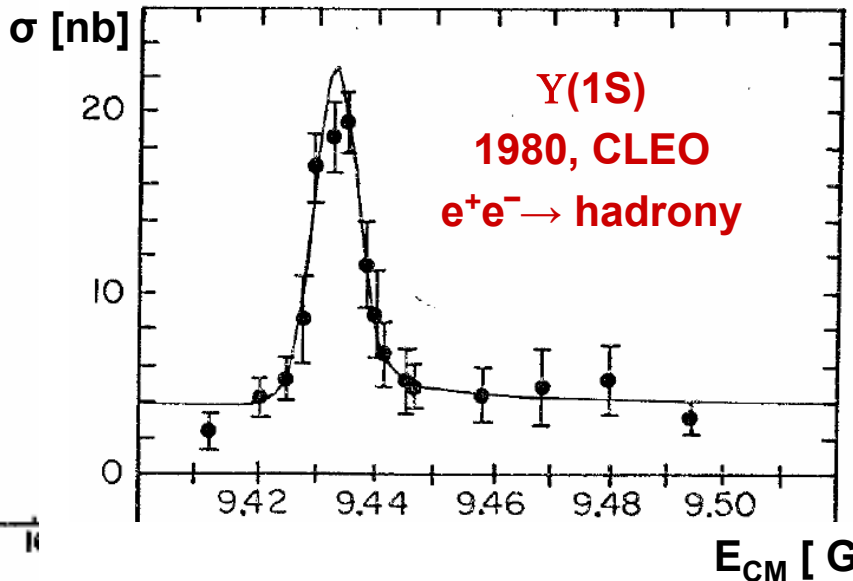
Fermilab (L. Lederman *et al.*)

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



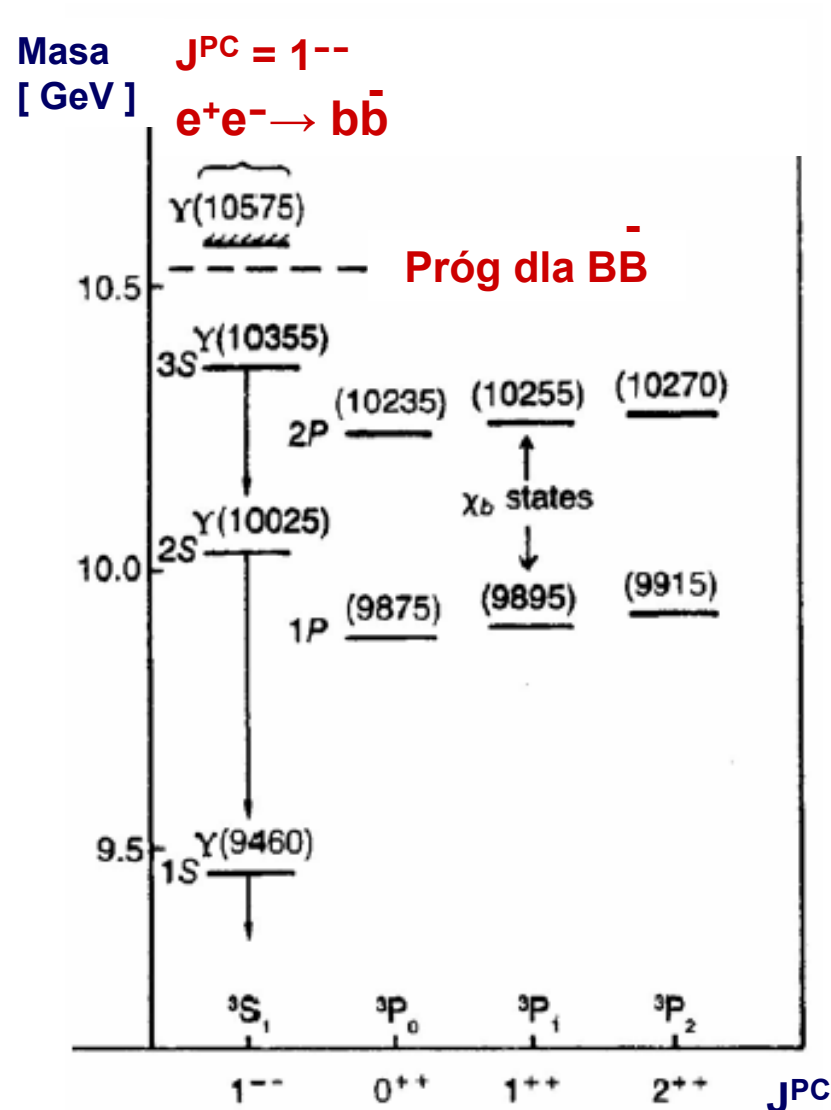
Masa niezmiennicza pary mion\u00f3w – szerokie maksimum w okolicy 10 GeV

- ➔ 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 $b\bar{b}$
 $\rightarrow m_b \sim 4.7 \text{ GeV}$
- widmo mas rodziny Y bardzo dobrze opisane przez taki sam potencjał QCD jak dla czarmonium
- potencjał QCD nie zależy od typu kwarka