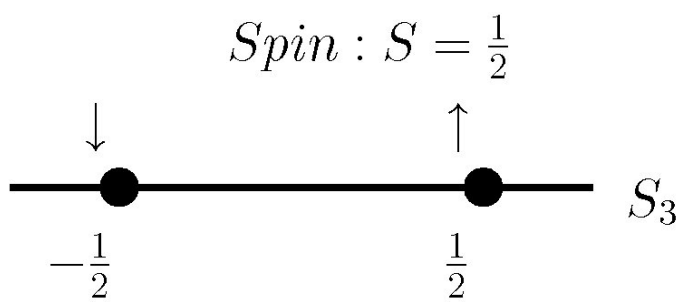
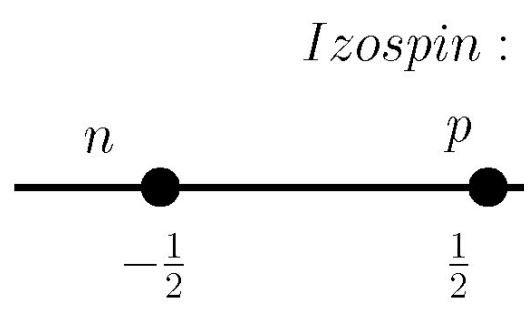


Masy cząstek vs. struktura wewnętrzna

- **Leptony**
- **Hadrony**
- Skąd wiemy, że atomy mają strukturę?
- Podobnie jak na atomy można spojrzeć na hadrony
- Rozpatrzmy wprawdzie proton i neutron
<http://pdg.lbl.gov>
- 938.27203(8) MeV
- 939.56536(8) MeV
- Masy protonu i neutronu prawie takie same
- Skądinąd wiemy, że własności jąder i oddziaływania niezmiennie przy zamianie proton-neutron: dwa różne stany **nukleonu** (elektron też w 2 stanach spinowych)
- W analogii mówimy o symetrii **izospinowej I** oraz o trzeciej składowej izospinu I_3
- Nb: *nieprzypadkowo* masa neutronu jest większa od masy protonu

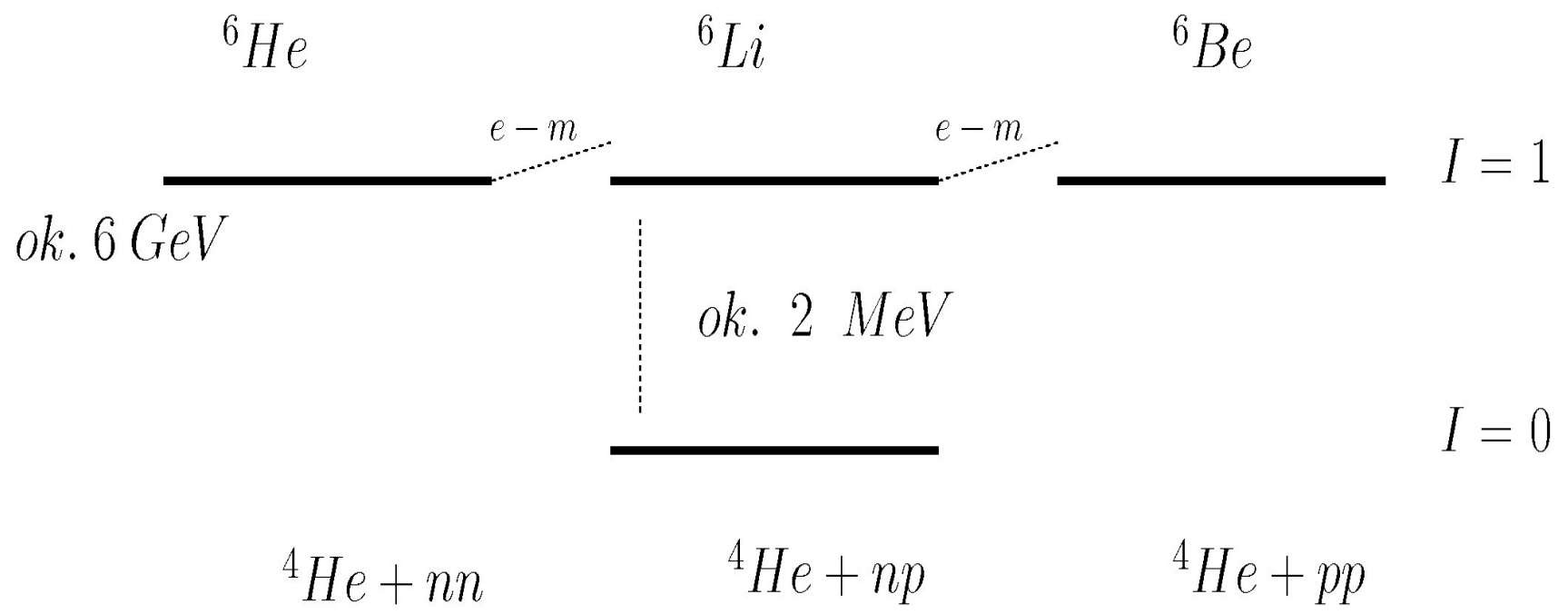


$$m(-) = m(+)$$



$$m(n) = m$$

Jeśli uwzględnimy poprawkę e-m, jednakowe masy w triplecie, ta sama fizyka dla $I=1$ (niezależnie od 3-j składowej): symetria



Spinowe i izospinowe stany dwuczastkowe

$$|S = 1; S_3 = 1 \rangle = \uparrow\uparrow$$

triplet $|S = 1; S_3 = 0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$

$$|S = 1; S_3 = -1 \rangle = \downarrow\downarrow$$

singlet $|S = 0; S_3 = 0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$

$$|I = 1; I_3 = 1 \rangle = pp$$

triplet $|I = 1; I_3 = 0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (pn + np)$

$$|I = 1; I_3 = -1 \rangle = nn$$

singlet $|I = 0; I_3 = 0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (pn - np)$

Grupa SU(2)

W przestrzeni izospinu
określa proton

$$J_i = \frac{1}{2}\sigma_i, \quad i = 1, 2, 3$$

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

baza :

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

A to neutron

macierz reprezentacji :

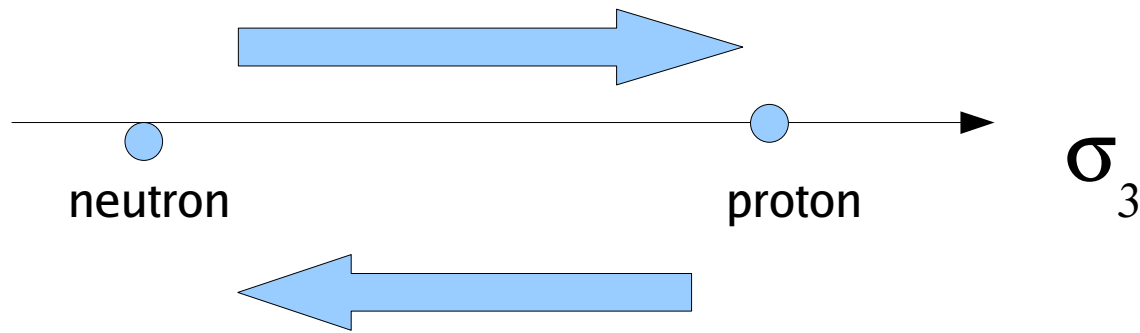
$$U(\Theta_i) = e^{-i\Theta_i\sigma_i/2}$$

$$\text{Det}(e^{i\sigma}) = e^{i\text{Tr}(\sigma)} = 1$$

Na "głębszym"
poziomie, mogą to być
stany kwarków up i
down (w przestrzeni
grupy zapachowej)

Zbiór wszystkich unitarnych macierzy 2x2 nazywamy grupą SU(2)

Działanie generatorów grupy $SU(2)$



Operator przejścia
w przestrzeni izospinu
(zbudowany z 2 macierzy
Pauliego)

$$\frac{1}{2} (\sigma_1 \pm i\sigma_2)$$

Koncept vs eksperymentalna weryfikacja

- $u=|1/2,1/2\rangle$ $d=|1/2,-1/2\rangle$
- Wtedy (parę slajdów dalej będzie to pokazane “obrazkowo”)
- $p=|1/2,1/2\rangle$ $n=|1/2,-1/2\rangle$
- $\pi^+=|1,1\rangle$ $\pi^0=|1,0\rangle$ $\pi^-=|1,-1\rangle$
- $\Lambda=|0,0\rangle$

$$|I = 1; I_3 = 1 \rangle = pp$$

triplet $|I = 1; I_3 = 0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (pn + np)$

$$|I = 1; I_3 = -1 \rangle = nn$$

singlet $|I = 0; I_3 = 0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (pn - np)$

(a) $|1,1\rangle$

$p + p \rightarrow d + \pi^+$

$|1,1\rangle$

czyli

(b) $(1/2)|1,0\rangle + |0,1\rangle$

$p + n \rightarrow d + \pi^0$

$|1,0\rangle$

(c) $|1,-1\rangle$

$n + n \rightarrow d + \pi^-$

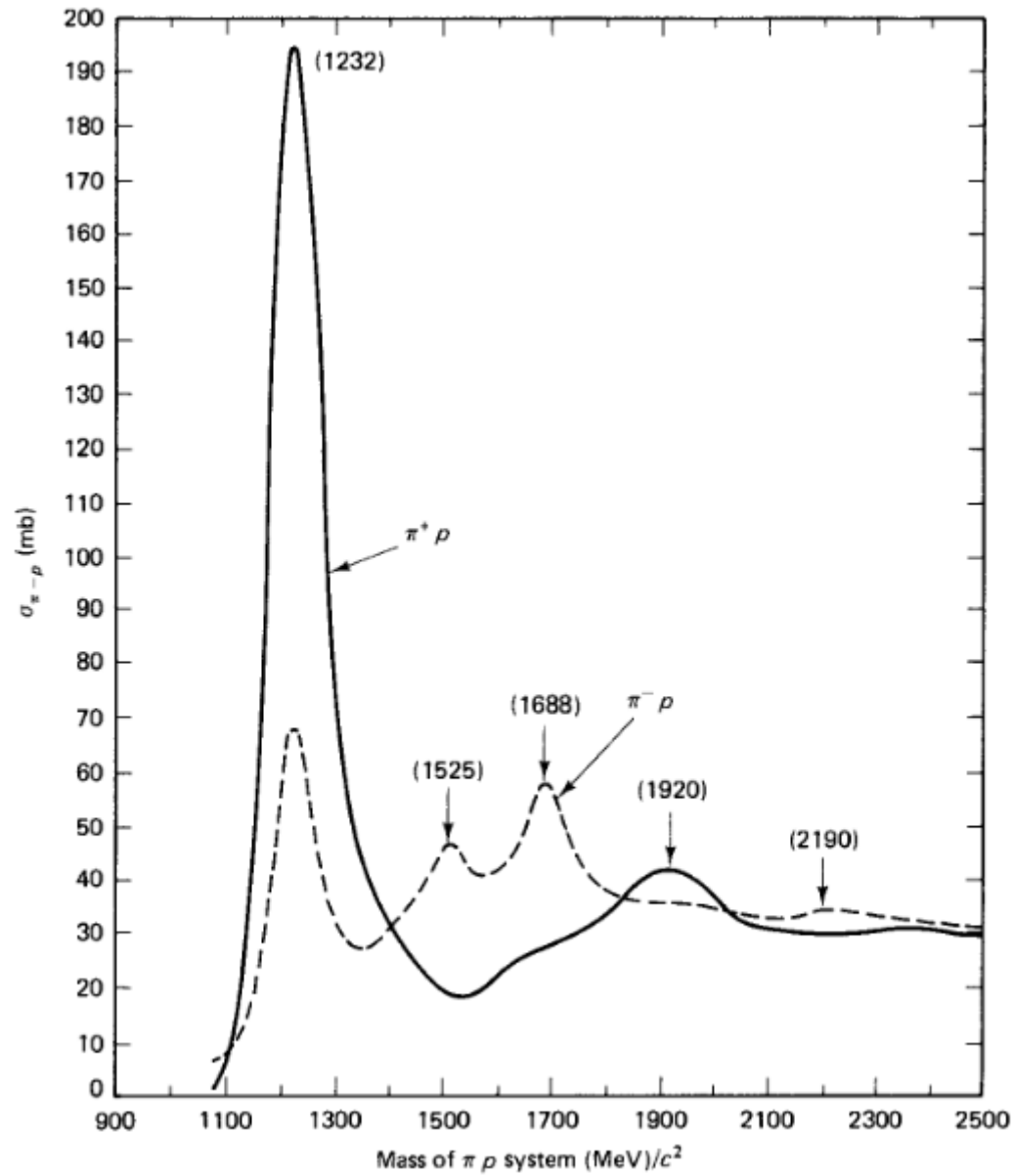
$|1,-1\rangle$

Nie ma stanów związanych
pp lub nn,
to musi być deuter
(isosinglet, I=0)
inaczej deuter w 3 stanach
ze względu na I₃

- $M_a : M_b : M_c = 1 : 1/\sqrt{2} : 1$
- Czyli
- $\sigma_a : \sigma_b : \sigma_c = 2 : 1 : 2$
- Podobne rozważania prowadzą np. do relacji:

$$\frac{\sigma_{tot}(\pi^+ + p)}{\sigma_{tot}(\pi^- + p)} = 3$$

Rzeczywiście (pola pod krzywymi)



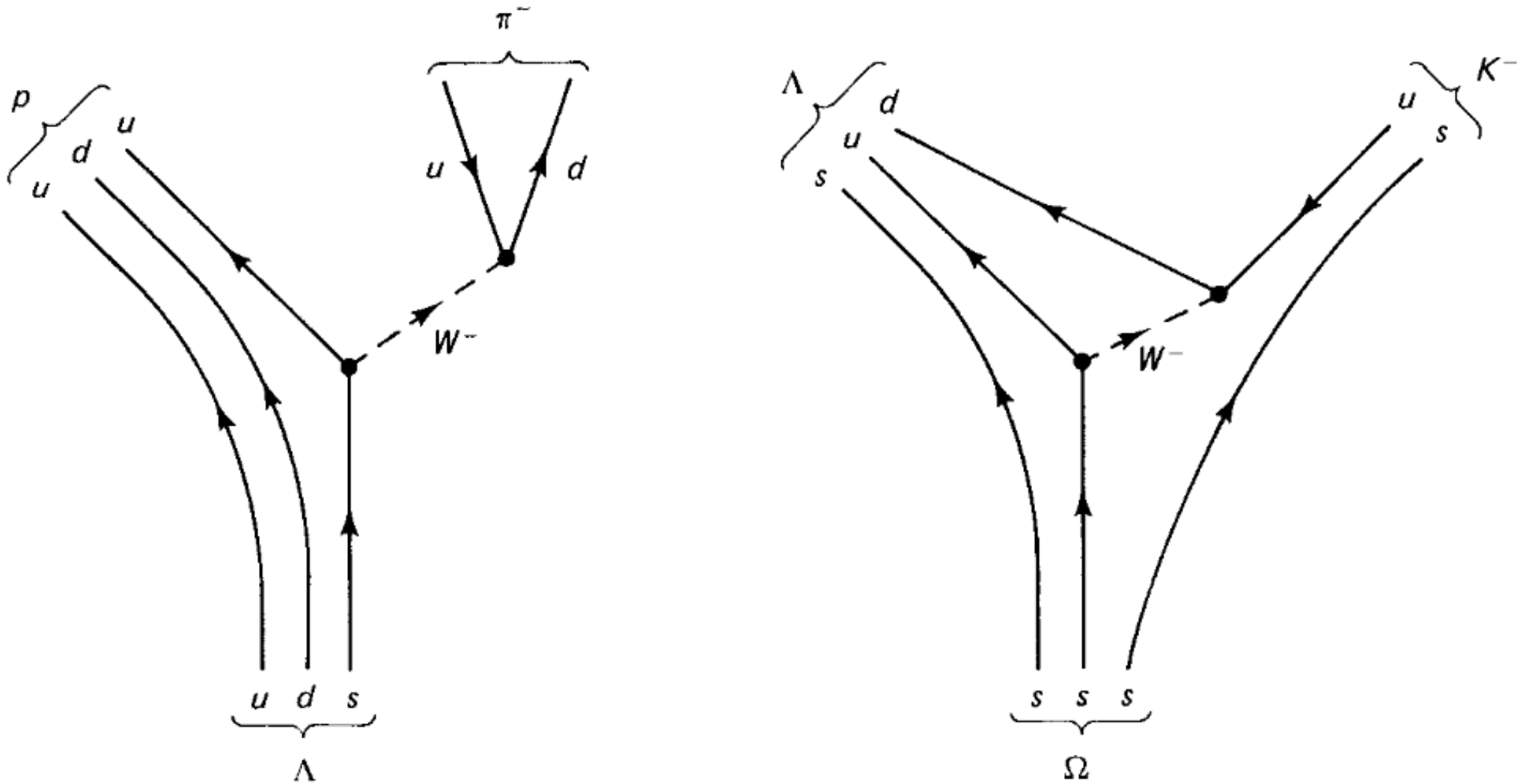
Cząstki dziwne

- Wpierw zaczęły pojawiać się w komorach pęcherzykowych: 1947, promieniowanie kosmiczne produkowało neutralne masywne cząstki (kaony), których masa była conajmniej równa masie 2 pionów i która rozpadała się na 2 naładowane piony
- Podobne do pionów, więc rozszerzono grupę mezonów
- Niezachowanie dziwności, więc rozpad słaby

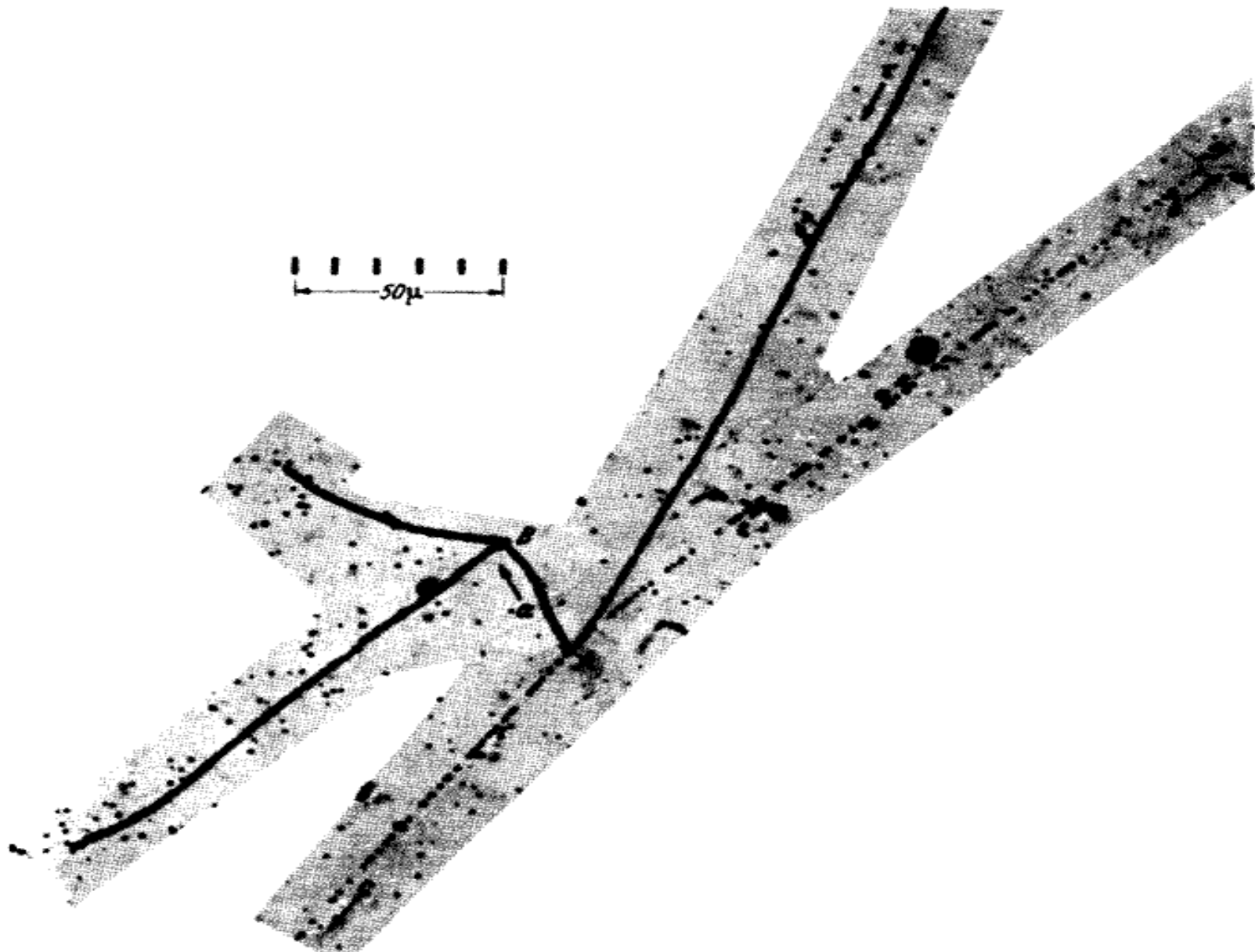
Cząstki dziwne

- W 1949 zaobserwowano rozpad słaby naładowanych kaonów do 3 pionów naładowanych
- 1950: inna neutralna cząstka (masywniejsza od protonu) rozpadała się do protonu i ujemnego pionu (nowy barion nazwany Lambda)
- Znowu, niezachowanie dziwności: rozpad słaby

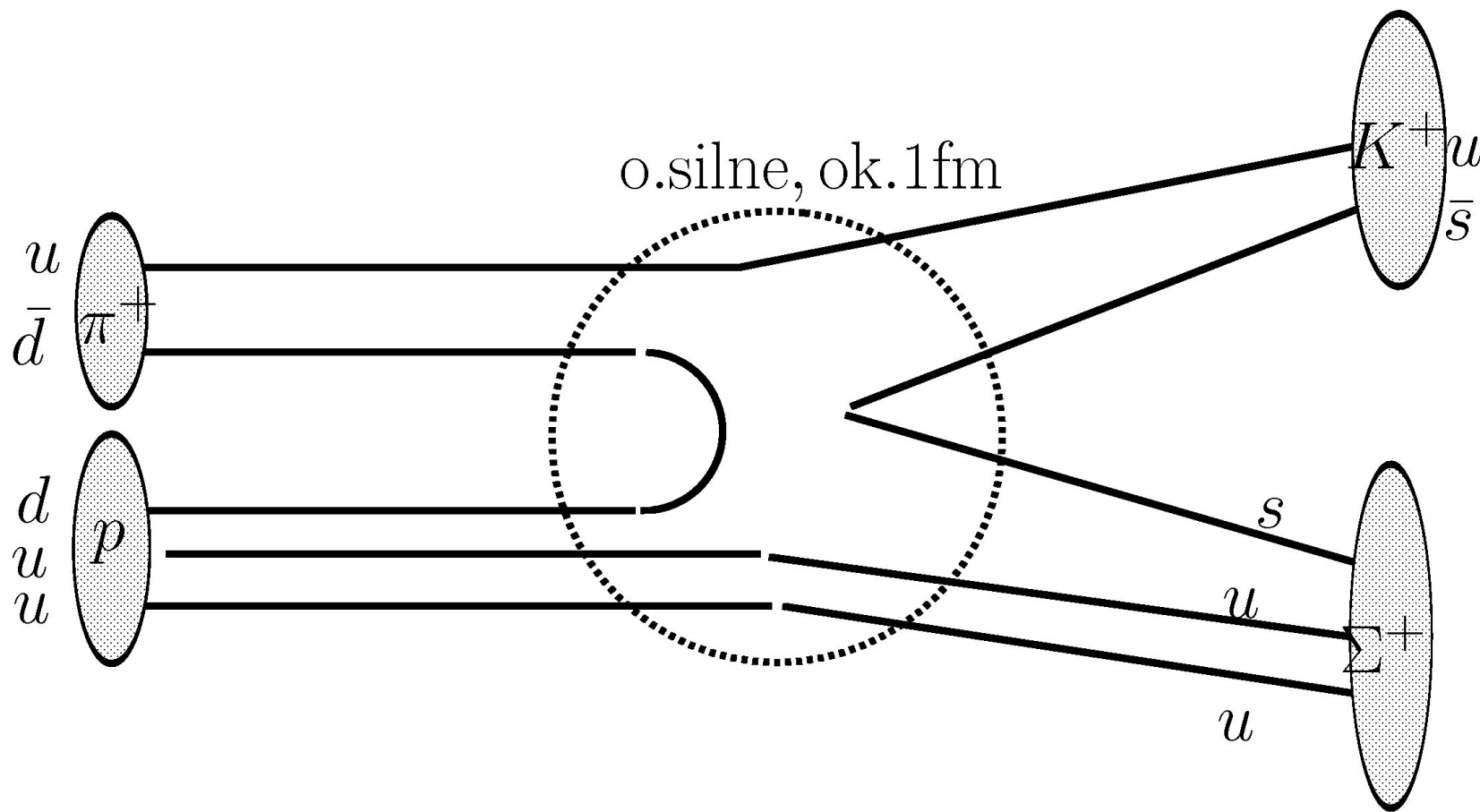
przykłady



Rozpad kaonu do 3 pionów

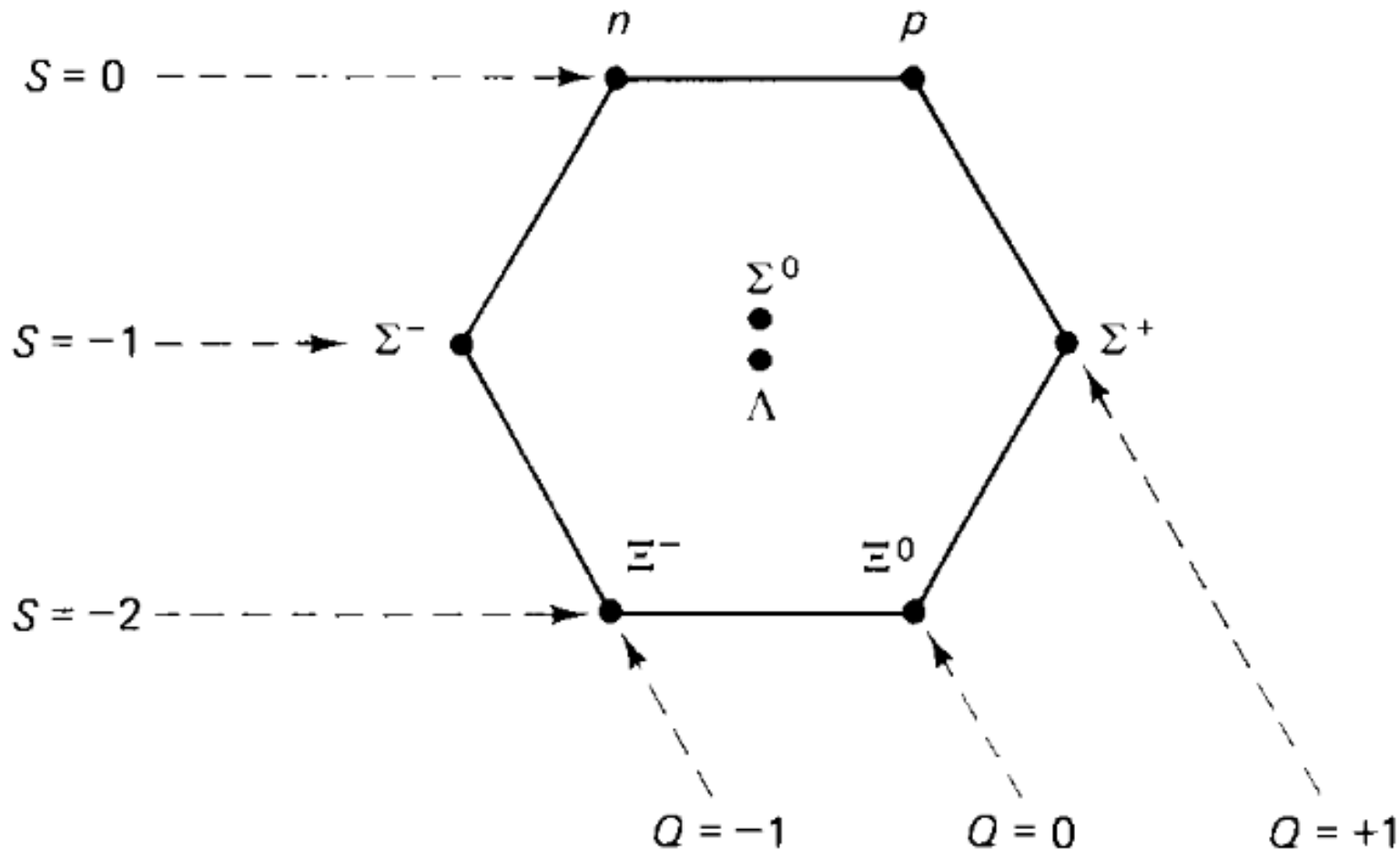


Ale produkują się parami (o. silne)

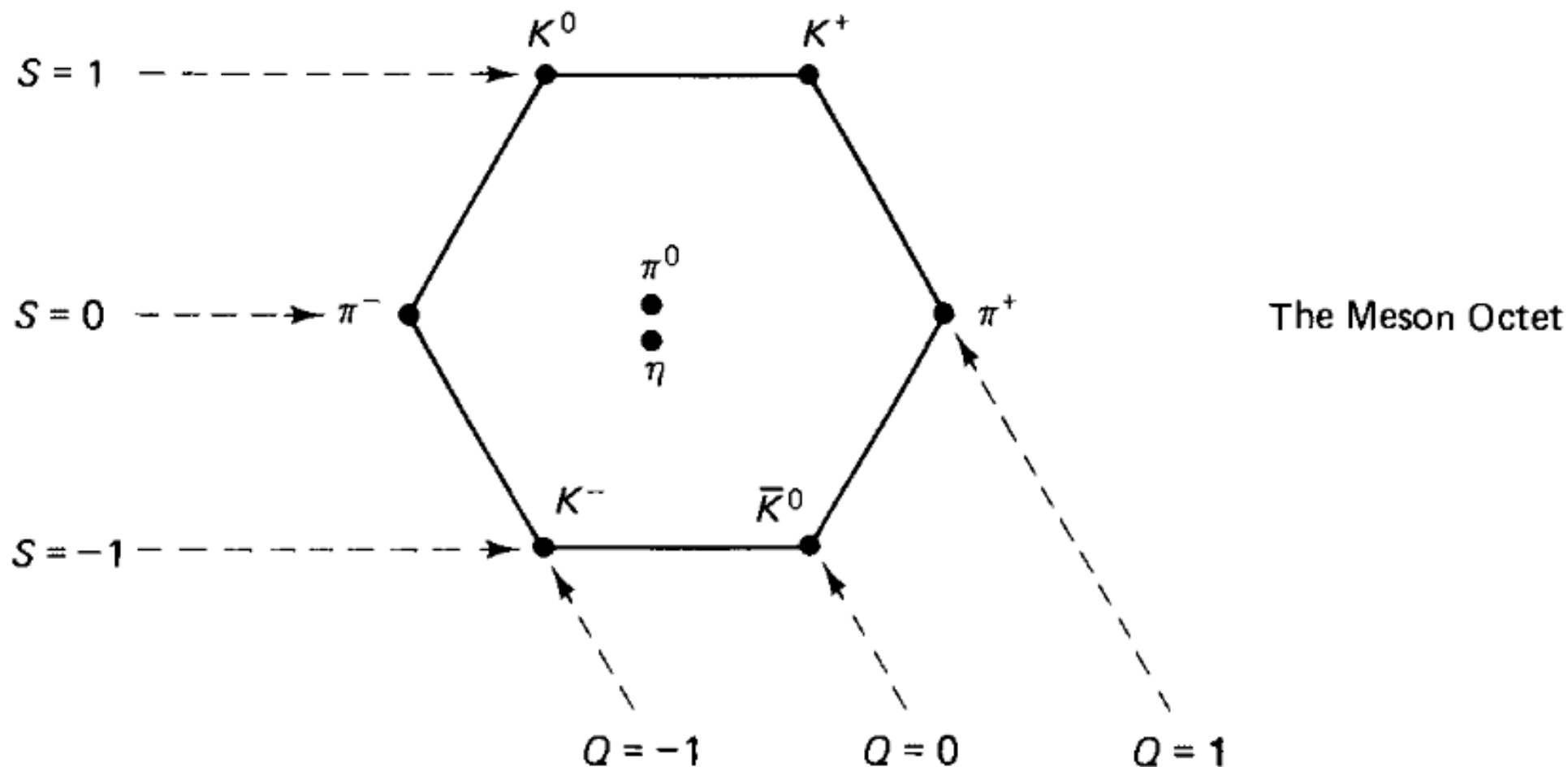


1961: ścieżka ośmiokrotna, Gell-Mann

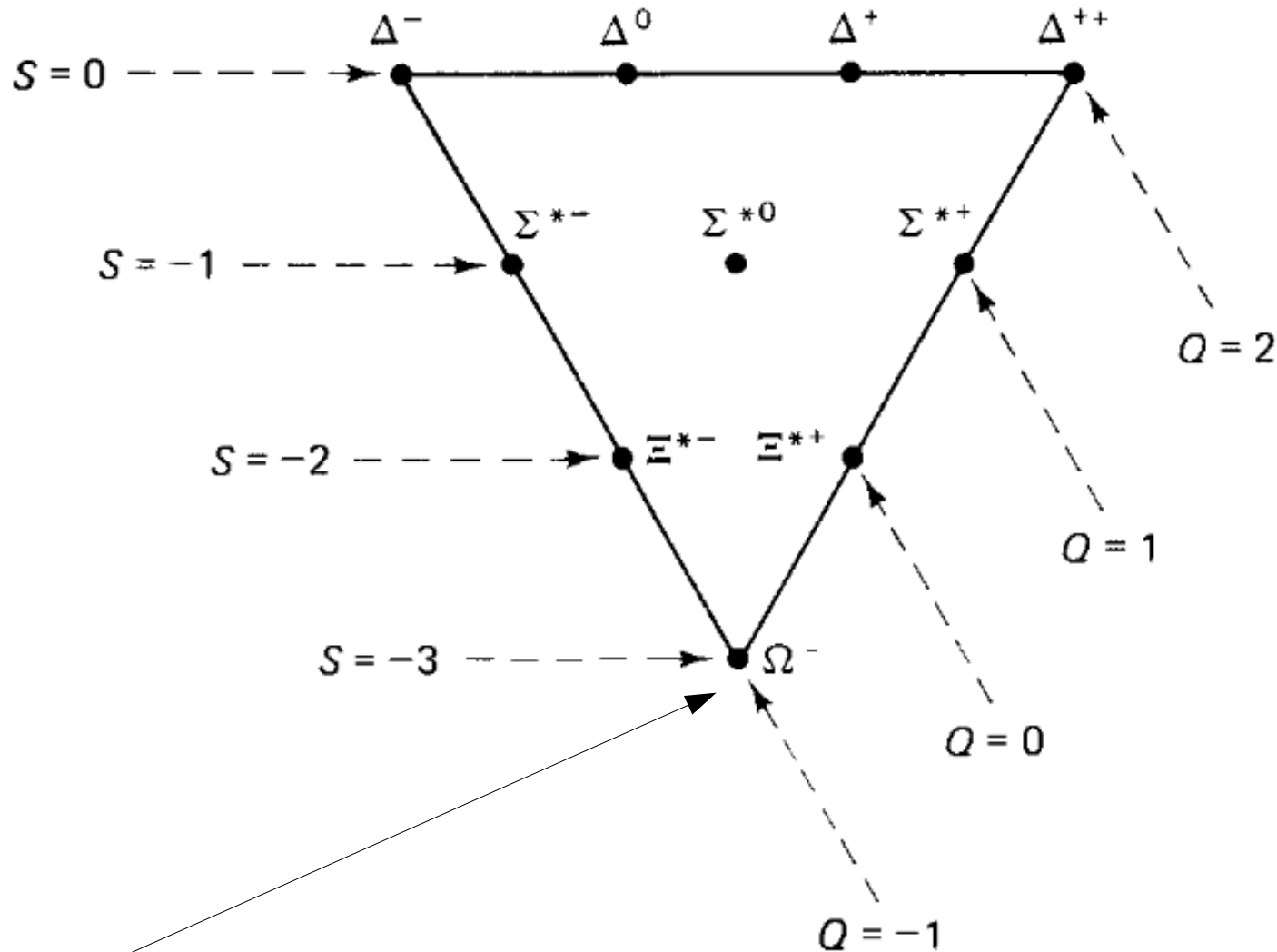
- Najleższych 8 barionów tworzą octet



Podobnie najbliższe mezony



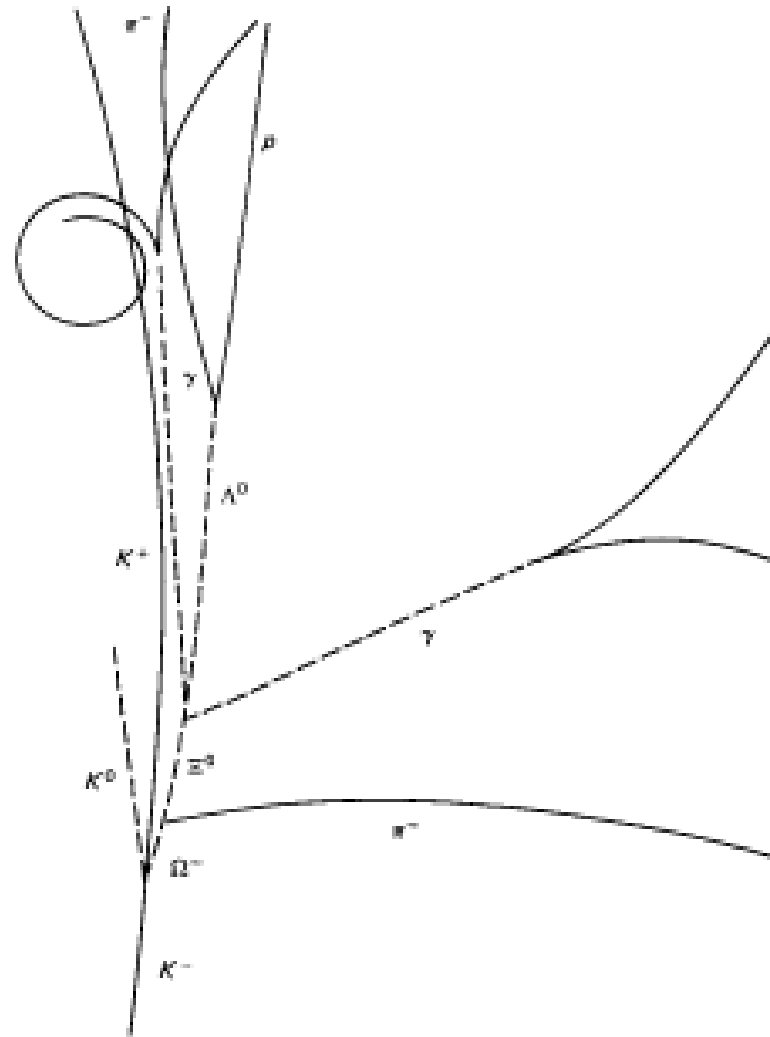
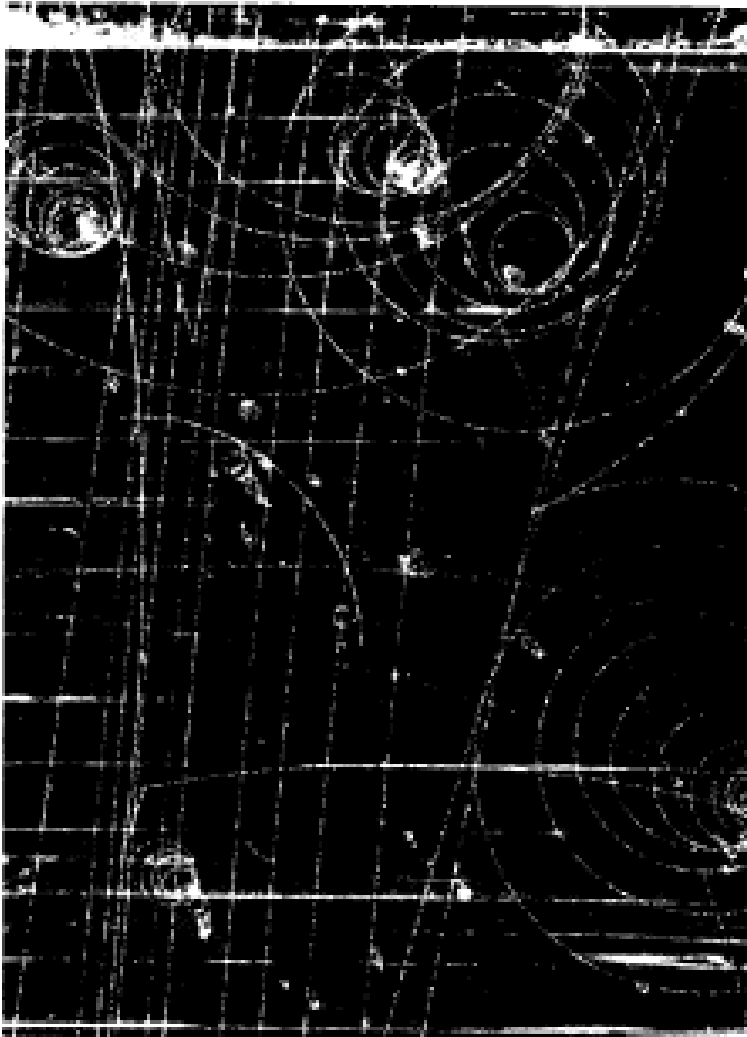
Także decuplety (masywniejsze)



The Baryon Decuplet

Gell-Man przewidział masę i czas rozpadu tej cząstki! Podobnie jak Mendelejew dla Ga, Sc, Ge

Odkrycie Ω^-

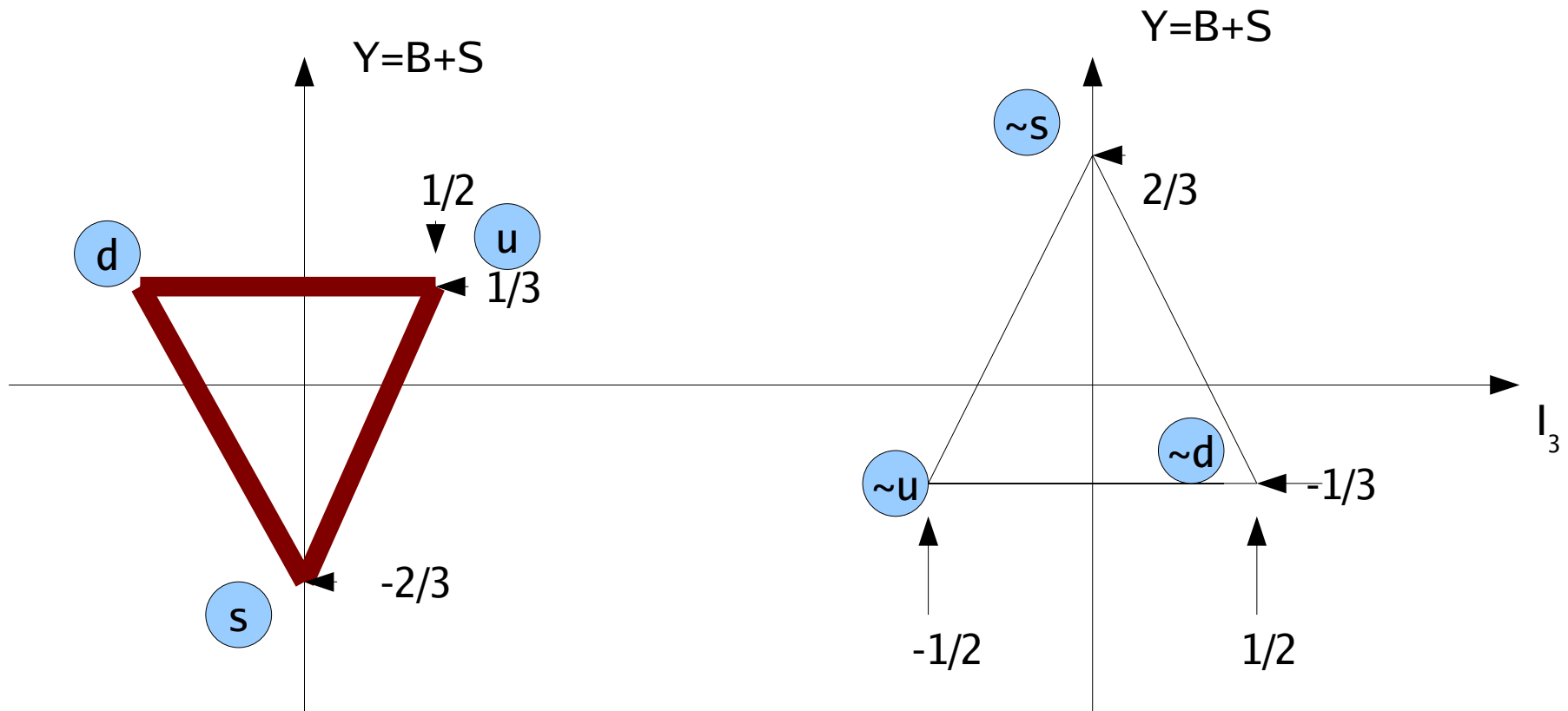


Wykład VI: symetrie i kwarki, J. Gluza

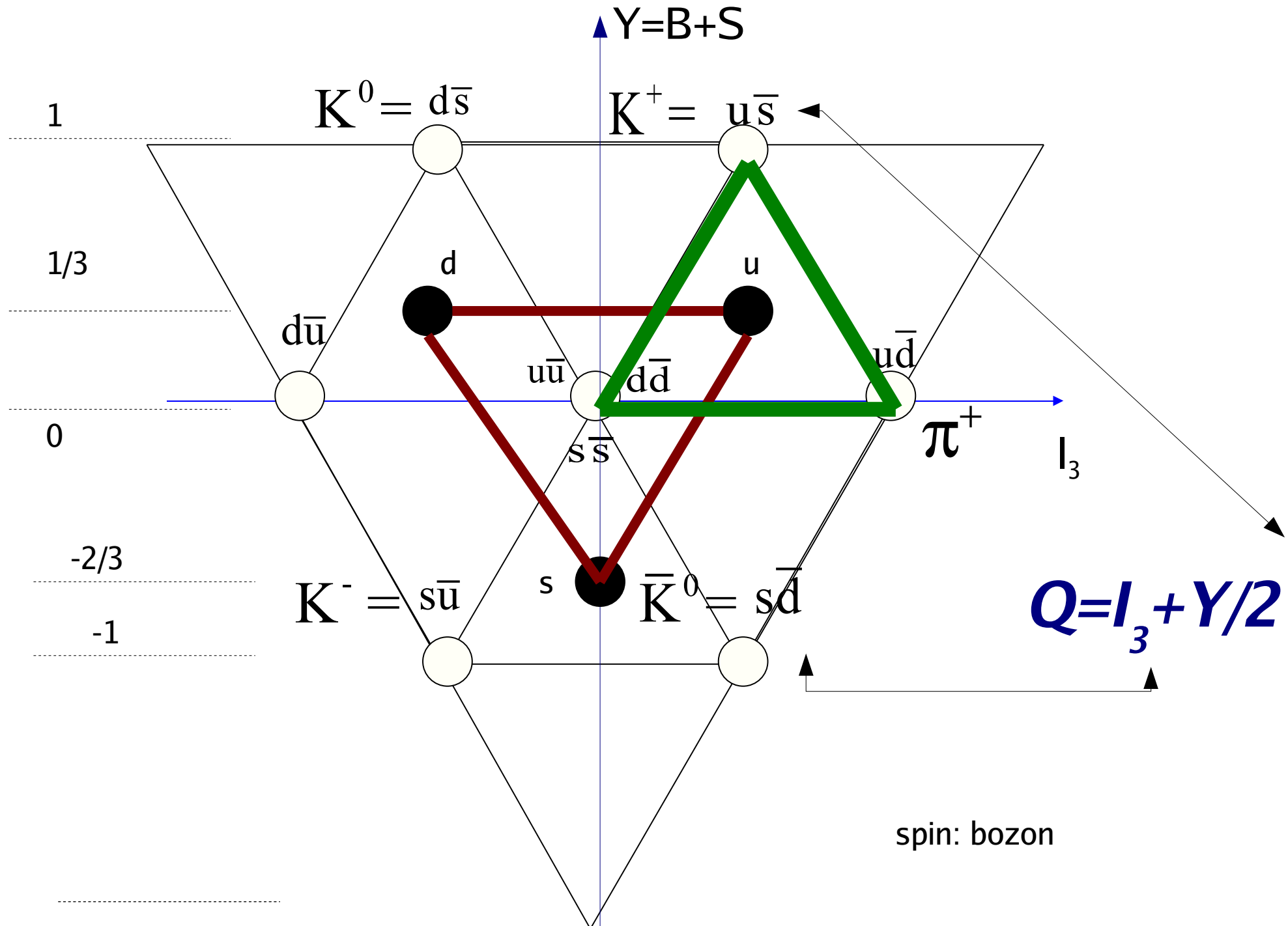
Co kryje się za tym porządkiem?

- 1964: model kwarkowy (Gell-Mann, Zweig)
- Hadrony zbudowane z kwarków

Grupa $SU(3)$: trzeci stan - dziwność



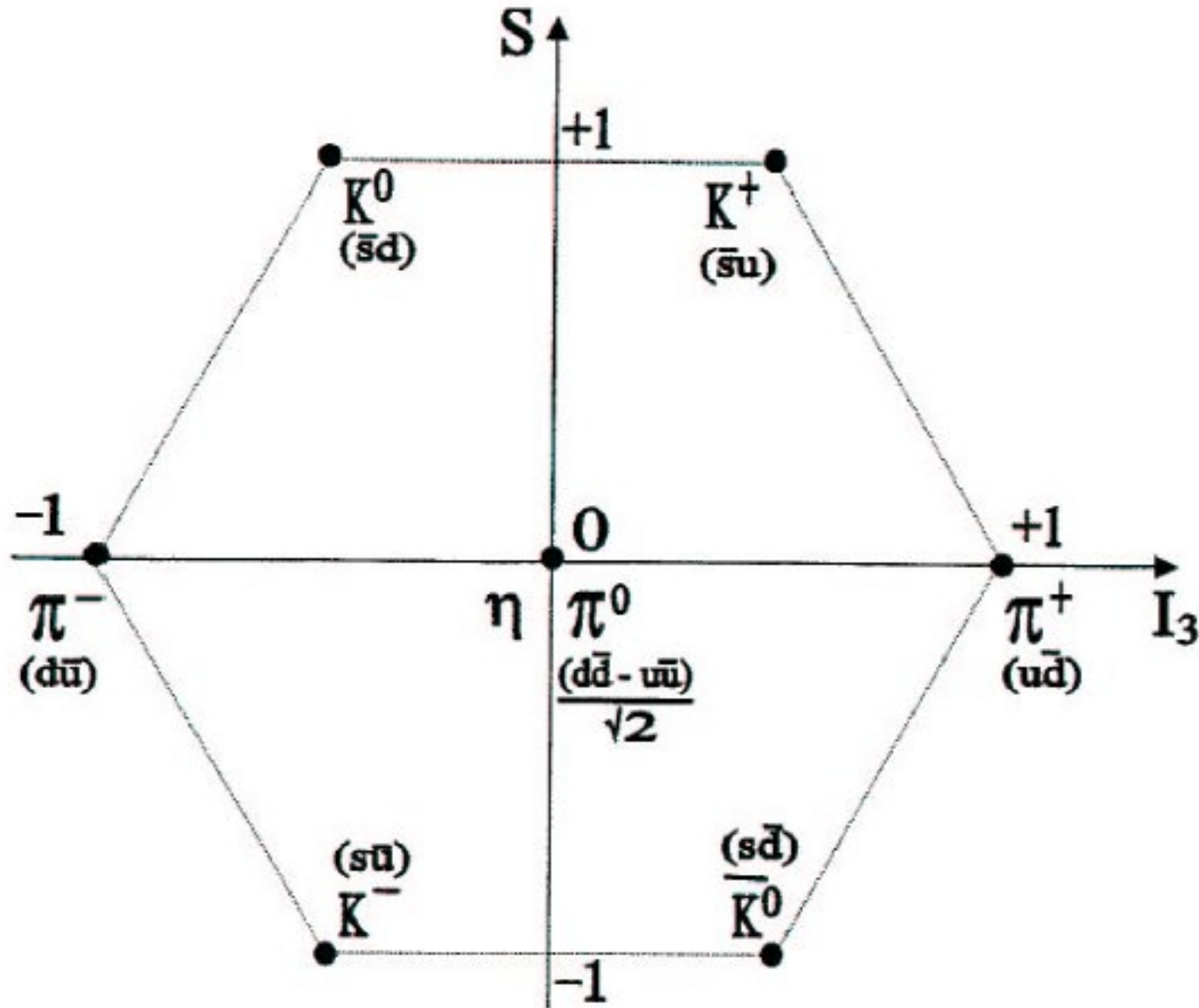
$$Q = I_3 + Y/2$$



MEZONY: kwark - antykwark

Wykład VI: symetrie i kwarki, J. Gluza

Jak wygląda funkcja falowa dla η ?



Mezony: kwark-antykwar

- $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus \bar{1}$ (graficznie diagramy Younga)
- 9 cząstek: reprezentacja 8 składa się z 8 cząstek, reprezentacja 1 to jeden stan (cząstka) antysymetryczna

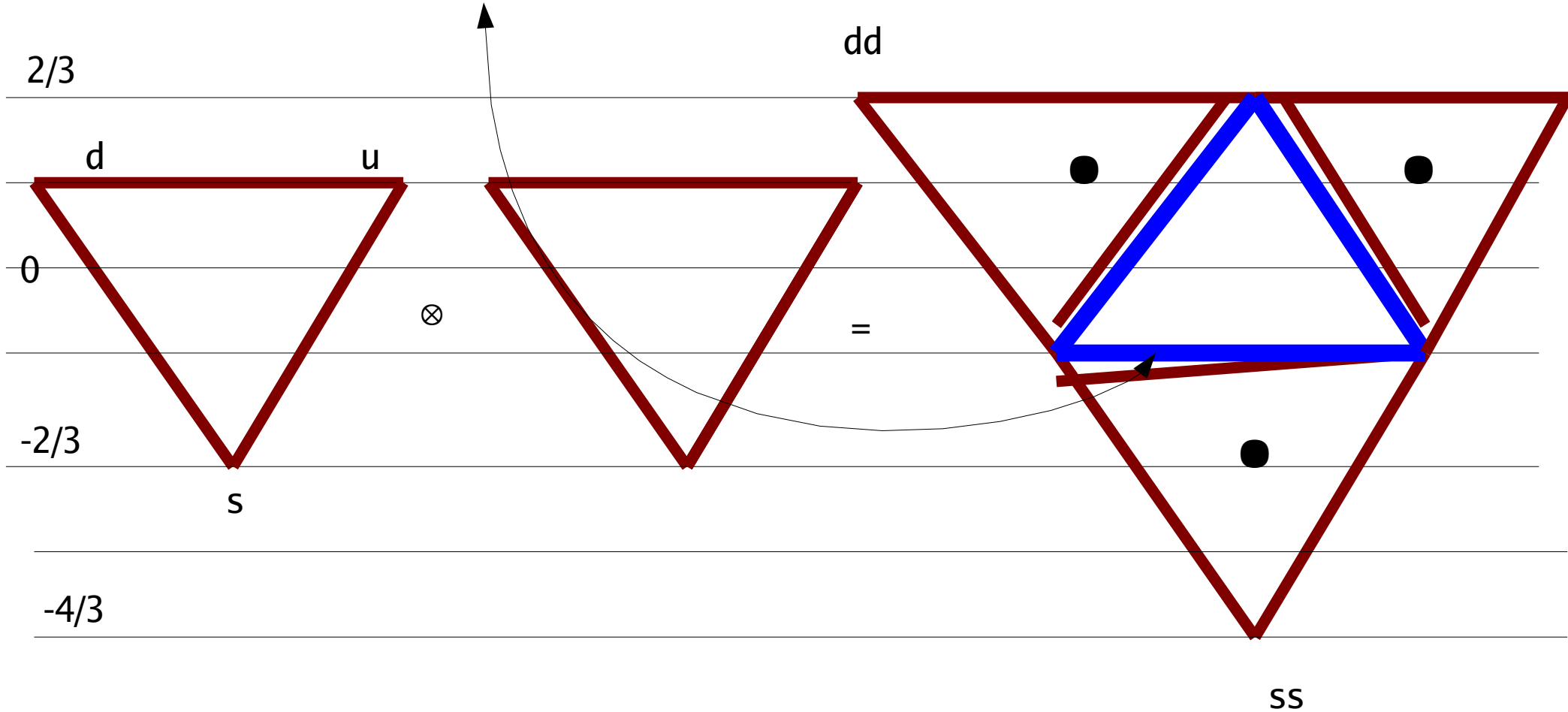
$$\Psi_A = \frac{1}{6} (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$$

Jaka to cząstka? (ćw)

0^{-+}	1^{--}	
K^+	K^{*+}	$u\bar{s}$
K^0	K^{*0}	$d\bar{s}$
π^+	ρ^+	$-u\bar{d}$
π^0	ρ^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
π^-	ρ^-	$d\bar{u}$
η	φ^0	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
\bar{K}^0	\bar{K}^{*0}	$-s\bar{d}$
K^-	K^{*-}	$s\bar{u}$
η'	ω	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$

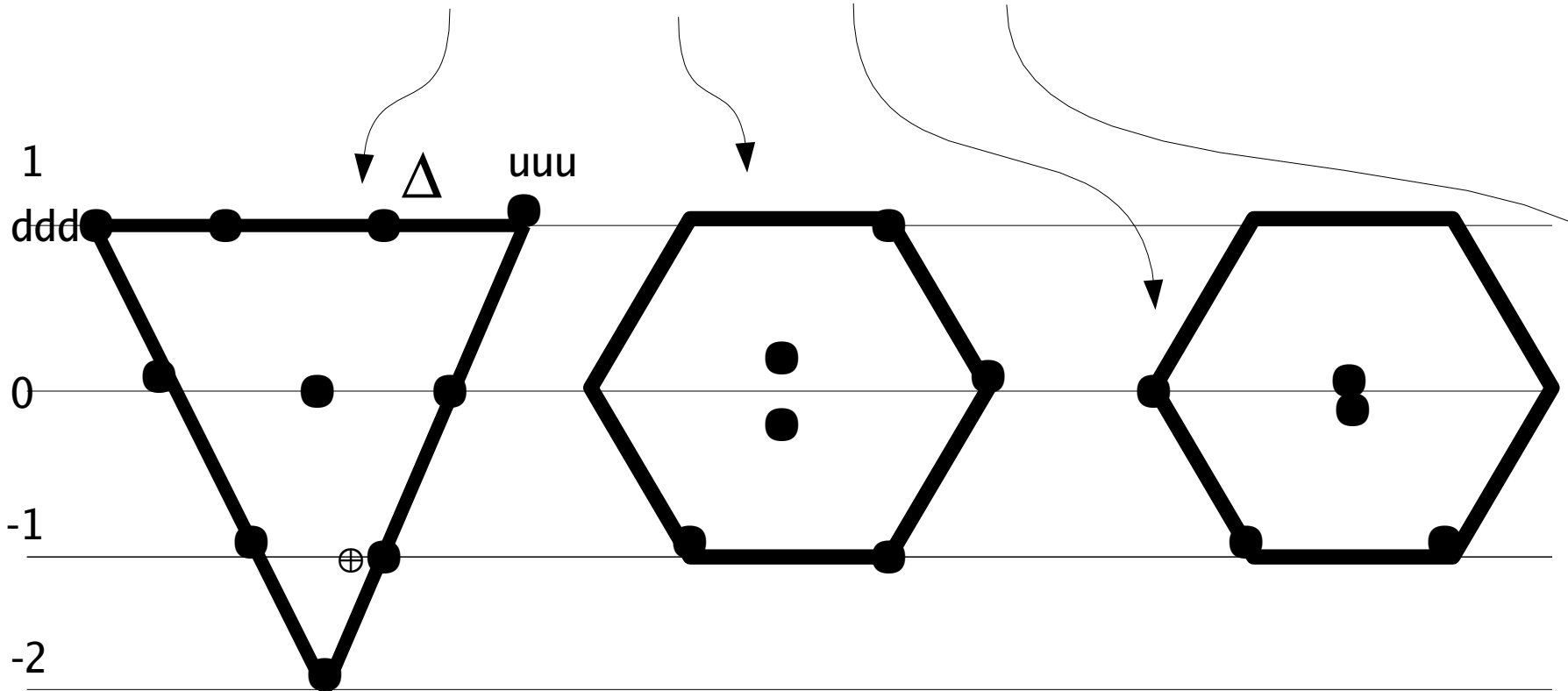
Bariony (3 kwarki)

- $3 \otimes 3 = 6 \oplus \bar{3}$



Ostatecznie: (coż to za cząstki?)

- $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8_S \oplus 8_A \oplus 1$

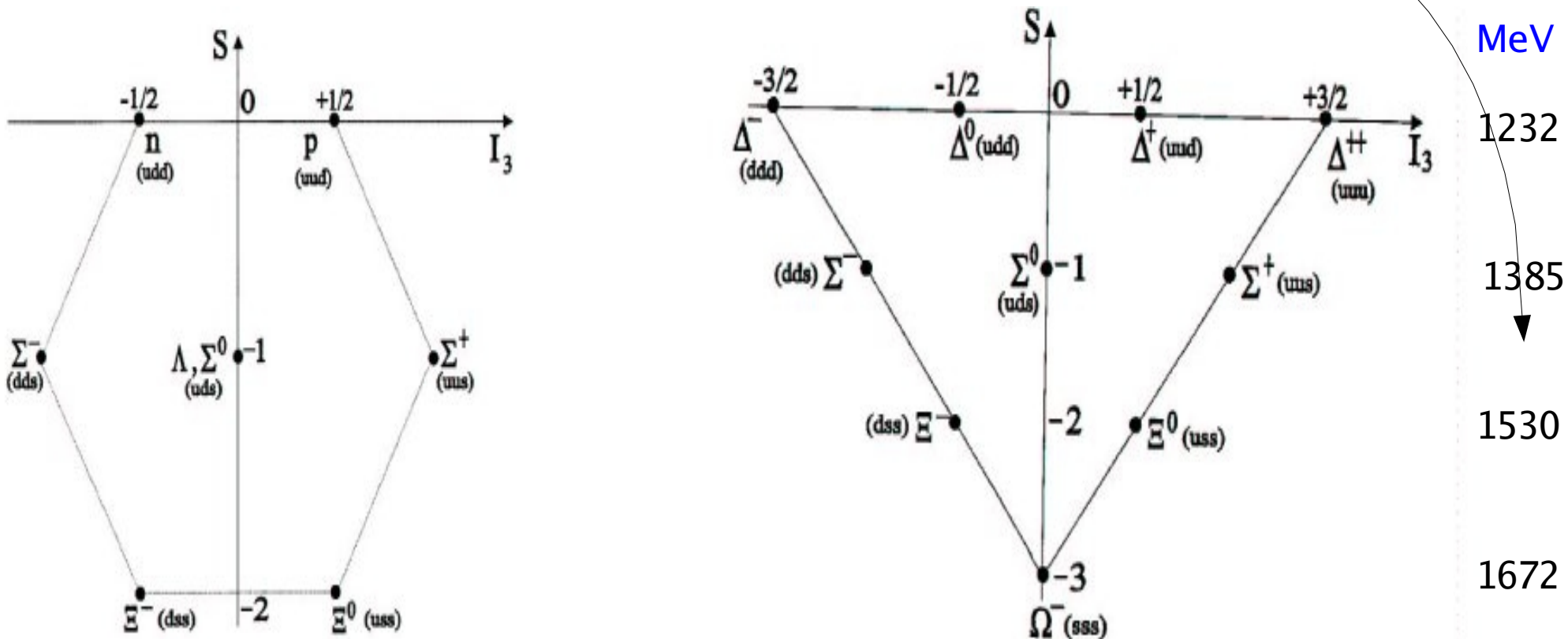


Każdy stan spełnia relację:

$$Q = I_3 + Y/2$$

Znajdź w literaturze drugi oktet z poprzedniego slajdu

- Masy rosną ze wzrostem ilości kwarków s



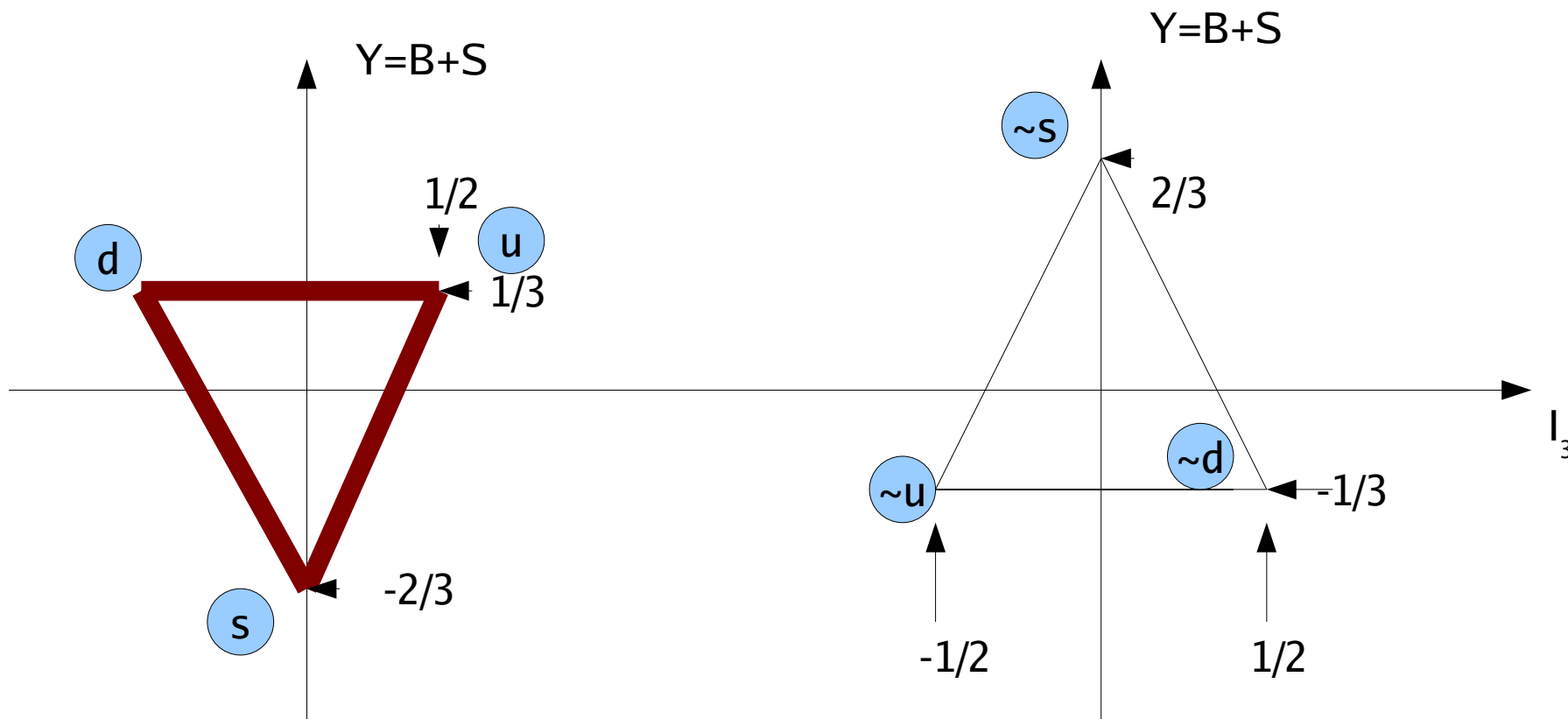
Pełna funkcja falowa hadronu

- To iloczyn części przestrzennej funkcji falowych od poszczególnych kwarków (zapach), funkcji spinowej oraz funkcji kolorowej,
- Rozpatrzmy prosty przypadek cząstki $\Delta^{++}=uuu$, która ma $S=3/2$, czyli np. $u(\uparrow)u(\uparrow)u(\uparrow)$, jest to funkcja w pełni symetryczna, dodajemy kolor:

$$\Delta^{++} = \frac{1}{\sqrt{6}}(u_R u_G u_B - u_G u_R u_B + u_G u_B u_R - u_B u_G u_R + u_B u_R u_G - u_R u_B u_G)$$

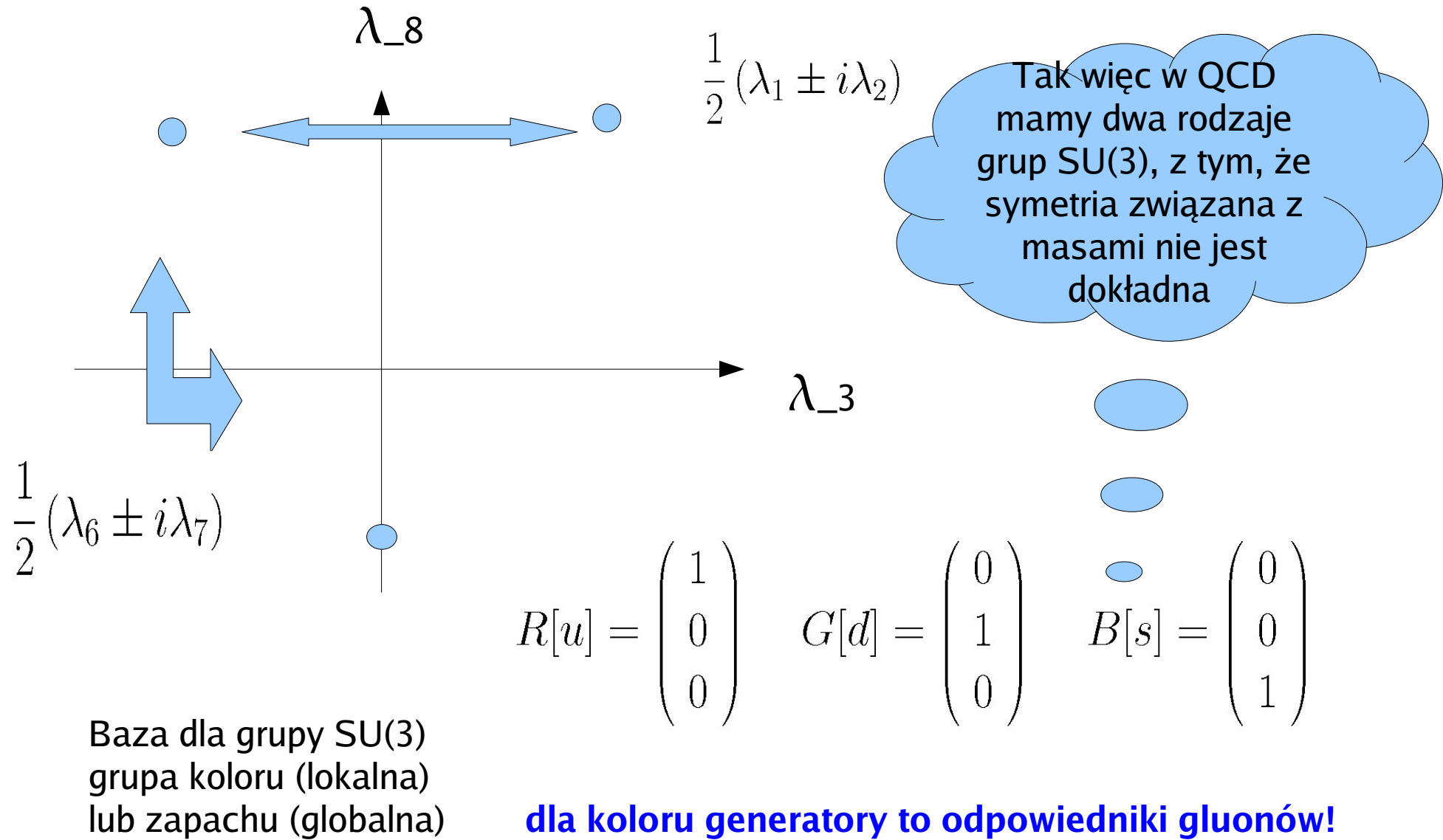
Tak antysymetryzujemy każdy hadron, należy dodać jeszcze spin

Powtórzmy, trzeci stan – dziwność, grupa $SU(3)$



$$Q = I_3 + Y/2$$

Działanie generatorów grupy $SU(3)$ dla koloru i zapachu



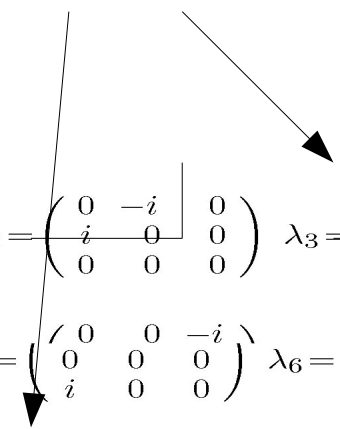
grupa $SU(3)$: generatory

Generatory spełniają relację:

$$[\lambda_i/2, \lambda_j/2] = i \sum_k f_{ijk} \lambda_k/2,$$

f_{ijk} to stałe grupy $SU(3)$, ćw.?

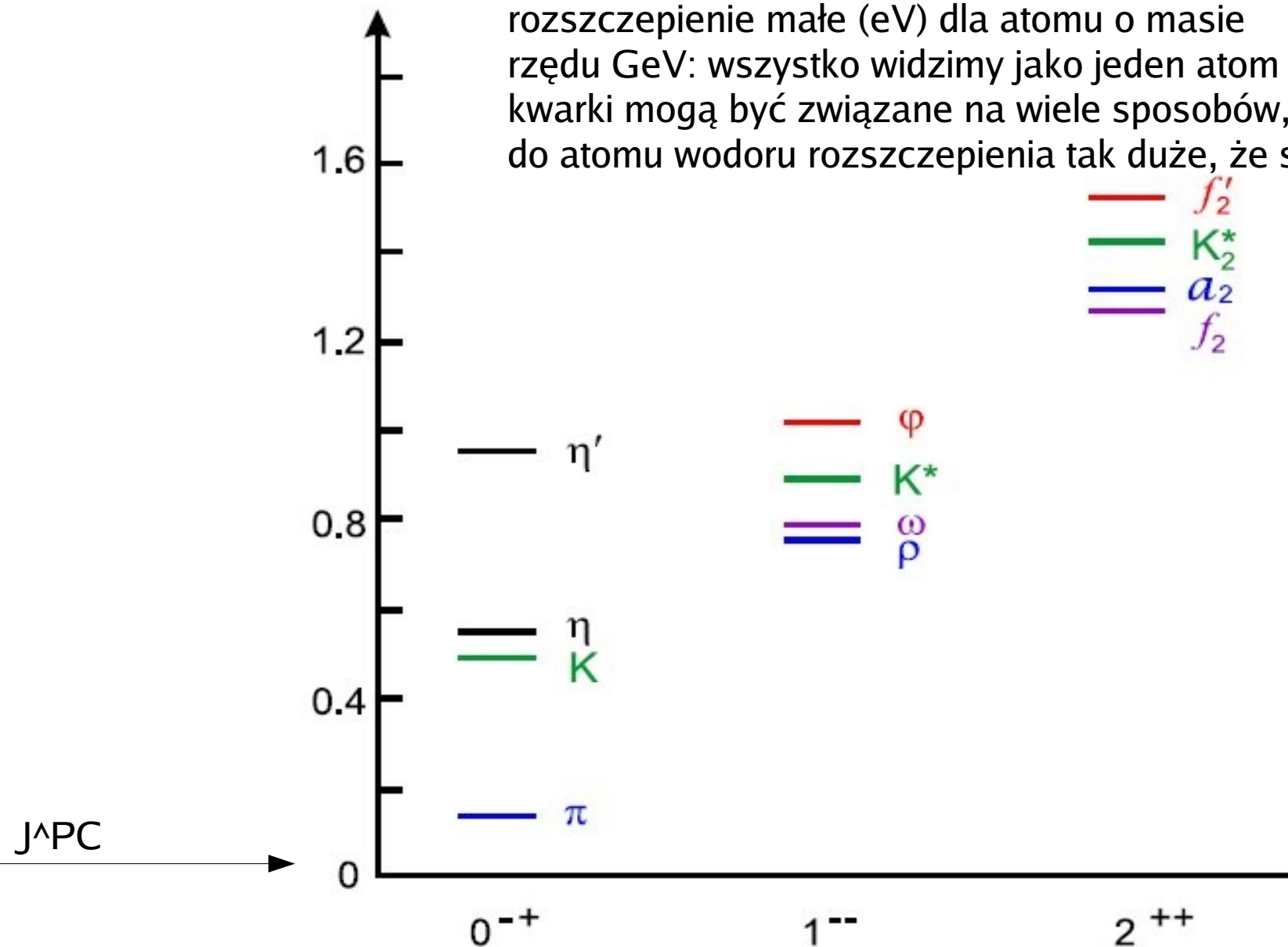
$\lambda_{(3,9)}$: diagonalne (określają wartości dla liczby kwantowej **izospinu** oraz nowej liczby: **dziwności**)


$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Tak naprawdę sytuacja jest bardziej skomplikowana (wiele stanów “wzbudzonych”)

Mass (GeV)

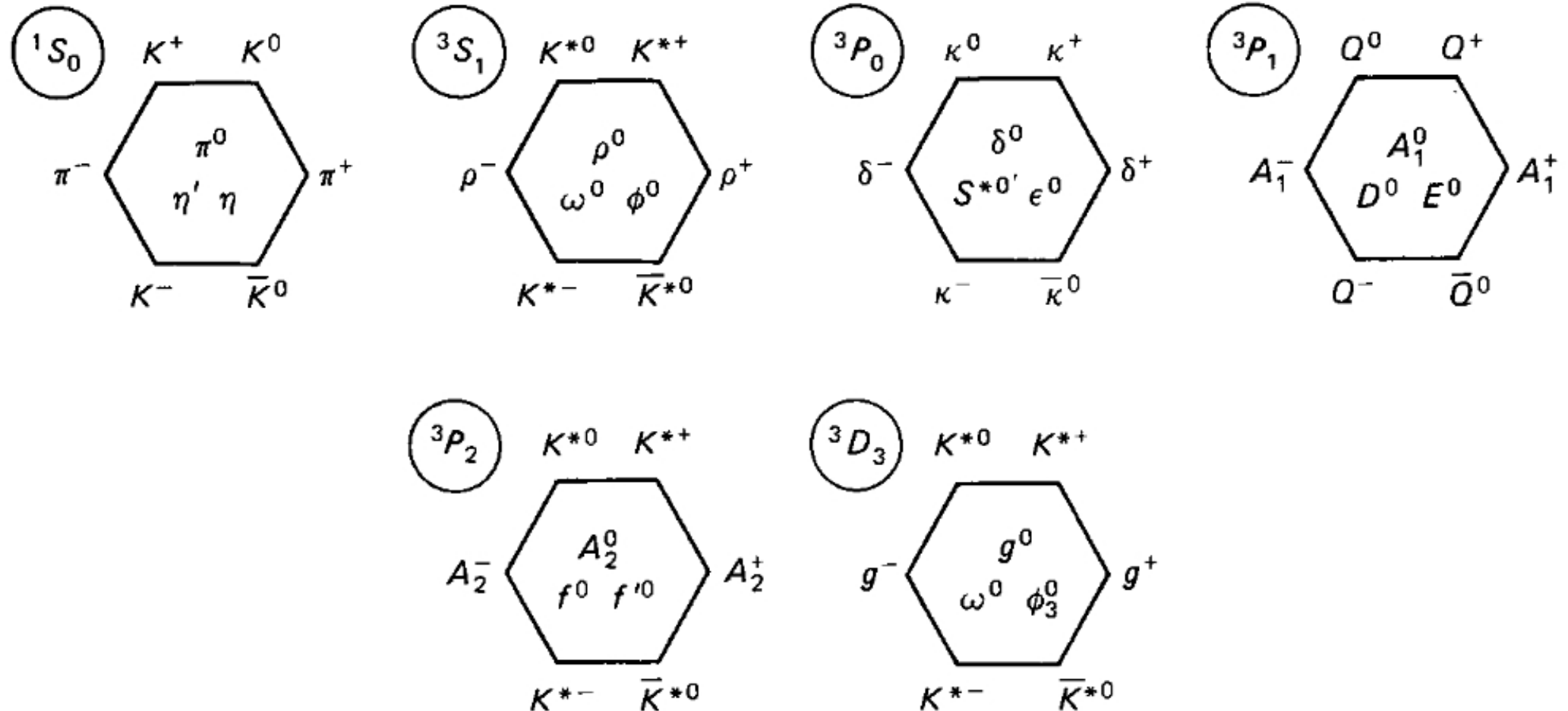
dla atomu wodoru mamy wiele powłok energetycznych, rozszczepienie małe (eV) dla atomu o masie rzędu GeV: wszystko widzimy jako jeden atom
kwarki mogą być związane na wiele sposobów, w przeciwieństwie do atomu wodoru rozszczepienia tak duże, że są to nowe cząstki (!)



J^{PC}

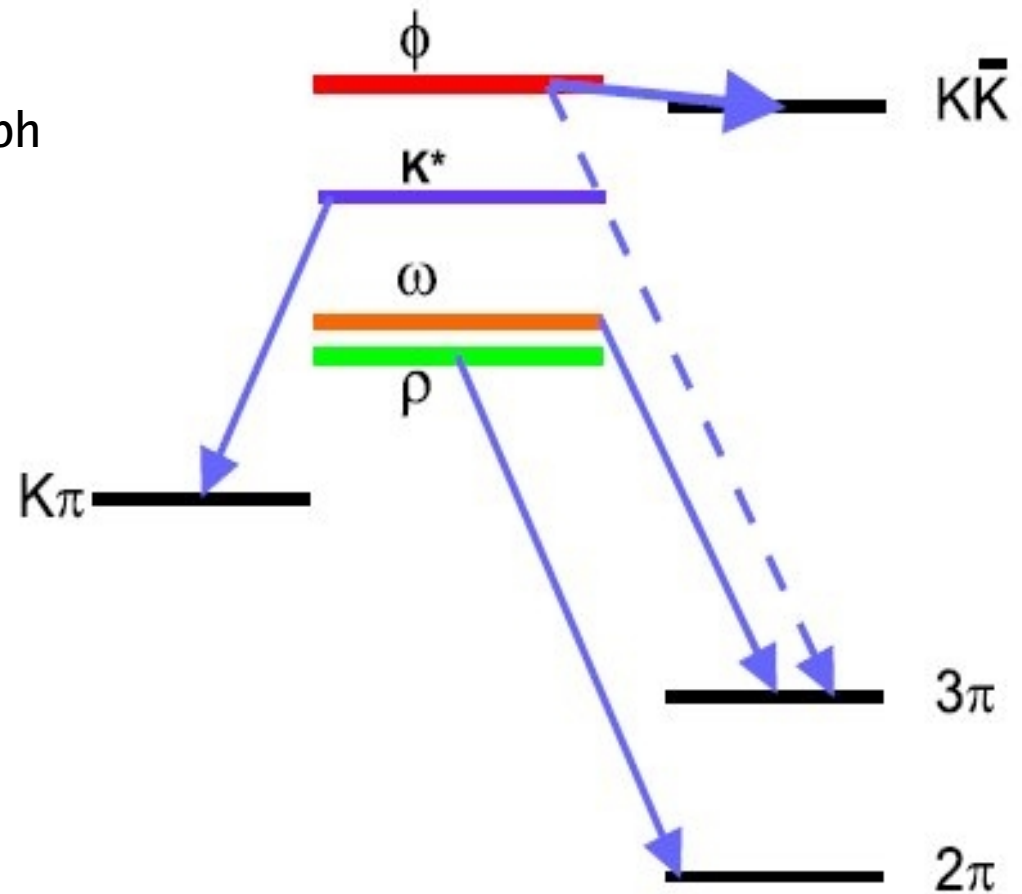
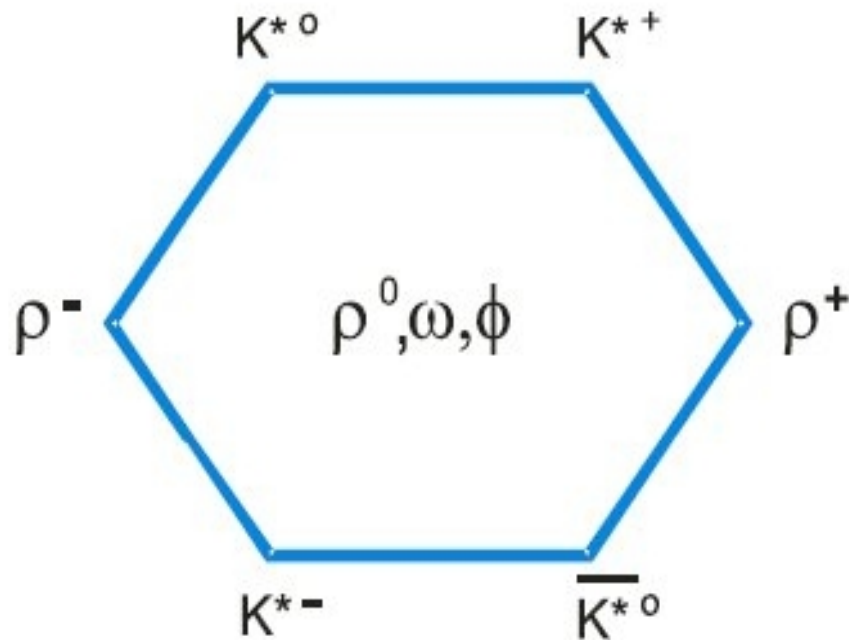
- Lekkie kwarki są relatywistyczne w hadronach (asymptotyczna swoboda), dlatego duże znaczenie mają efekty spinowe
- Kwark-antykwar: $S=0$ lub 1
- Orbitalny moment pędu L , całkowity: $J=L+S$
- Parzystość (P) i sprzężenie ładunkowe (C) mezonu:
- $P = -(-1)^L$, minus bo kwark ma przeciwną parzystość niż antykwark (wynika z r. Diraca), a $(-1)^L$ to z symetrii sferycznej funkcji $Y(\Theta, \phi)$ przy zamianie $\Theta \rightarrow \pi - \Theta$, $\phi \rightarrow \phi + \pi$
- $C = (-1)^{L+S}$
- np. $S=1, L=0$: $J^{PC} = 1^{--}$ (mezony wektorowe)

W języku fizyki atomowej: wiele oktetów, dekupletów



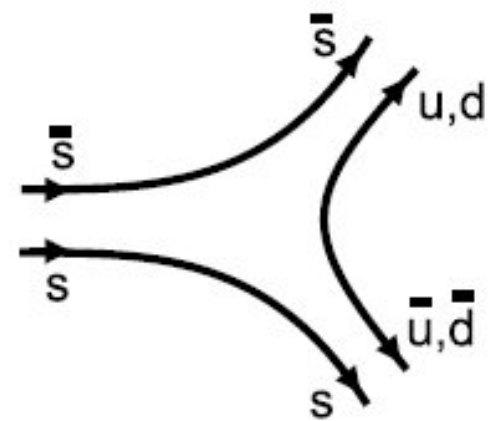
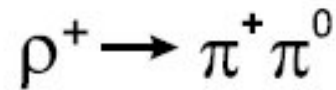
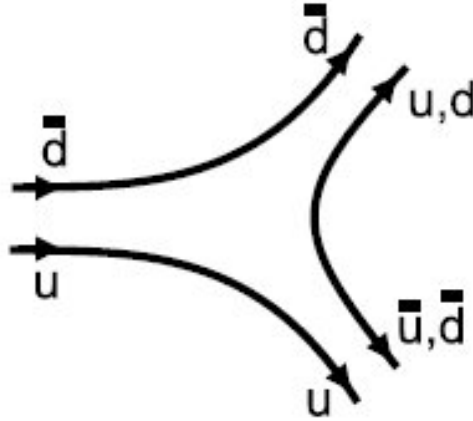
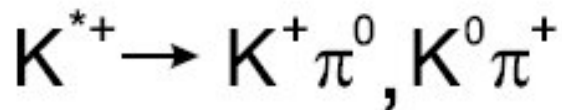
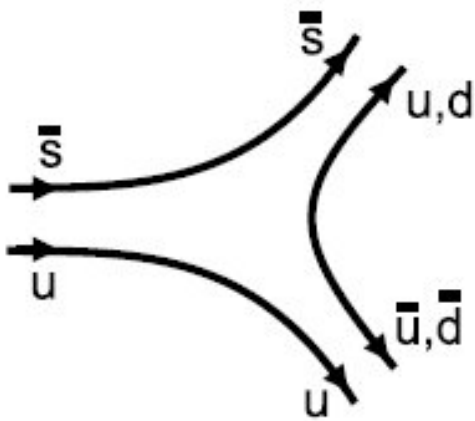
Mezony wektorowe 1^{--} i ich rozpady

Pennington, "Swimming with quarks", hep-ph



1. Dlaczego ϕ (o dużej masie) rozpada się do $K\bar{K}$, a nie do 3 pionów?
2. Dlaczego omega rozpada się do 3 pionów, a rho do 2 pionów? Odp.: (G-parzystość)

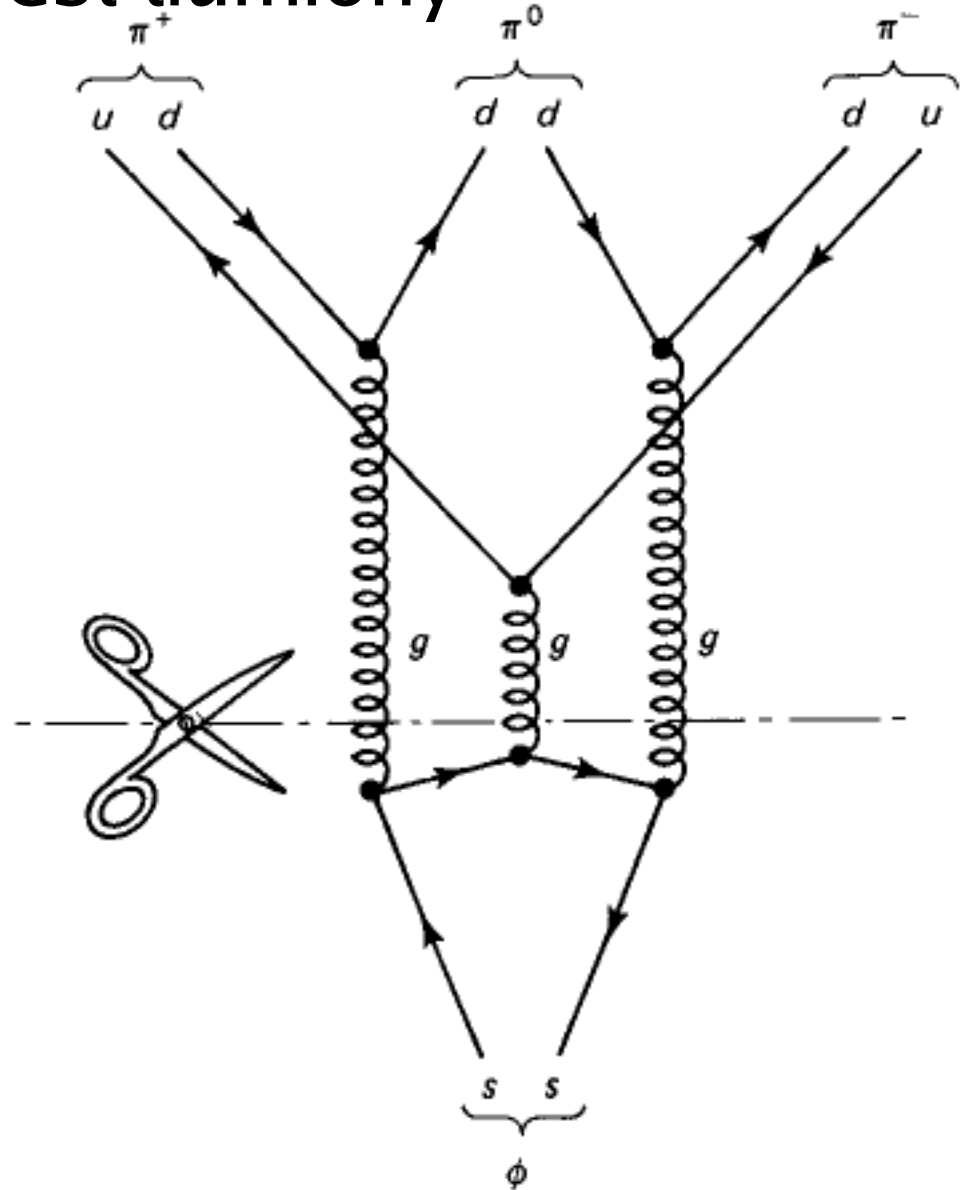
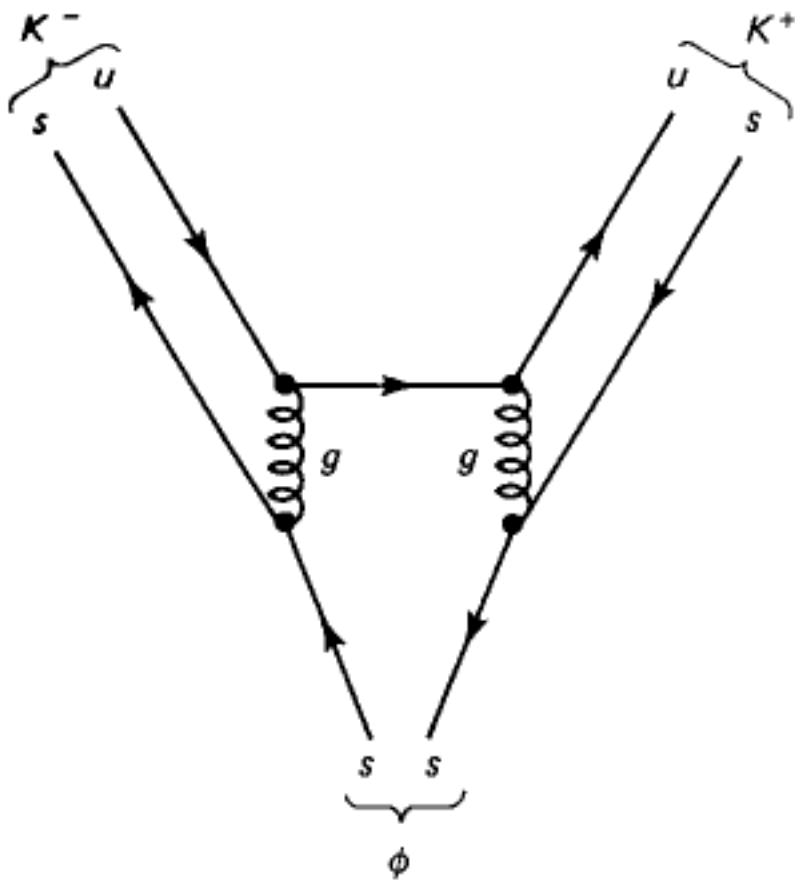
Rozpady przez wytworzenie z próżni par $u\bar{u}$, $d\bar{d}$



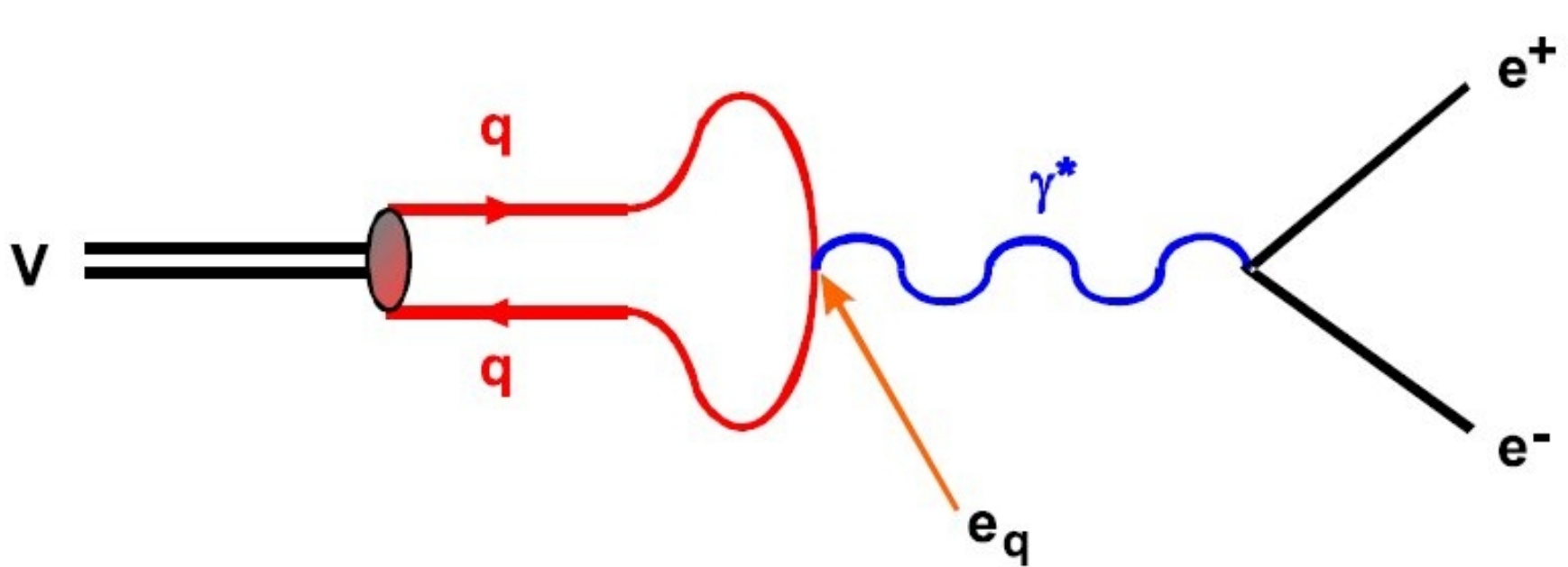
Odp. 1: Rozpad ϕ (stan $s\bar{s}$) do 3 pionów wymagałby całkowitej anihilacji kwarków s i stworzenie 3 pionów “od podstaw” z próżni: takie reakcje są mało prawdopodobne (reguła OZI)

Reguła OZI (Okubo,Zweig,Itzuka)

- Gdy diagram przecięty tylko po liniach gluonowych to proces jest tłumiony



Rozpady hadronów świadczą o ich strukturze



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

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

$$\phi^0 = \bar{s}s$$

$$\Gamma[\rho^0 \rightarrow e^+e^-] : \Gamma[\phi^0 \rightarrow e^+e^-] : \Gamma[\omega^0 \rightarrow e^+e^-] =$$

$$\left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} - \left(-\frac{1}{3}\right) \right) \right]^2 : \left(-\frac{1}{3}\right)^2 : \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} + \left(-\frac{1}{3}\right) \right) \right]^2 = 9 : 2 : 1$$

.

Proszę sprawdzić w PDG!

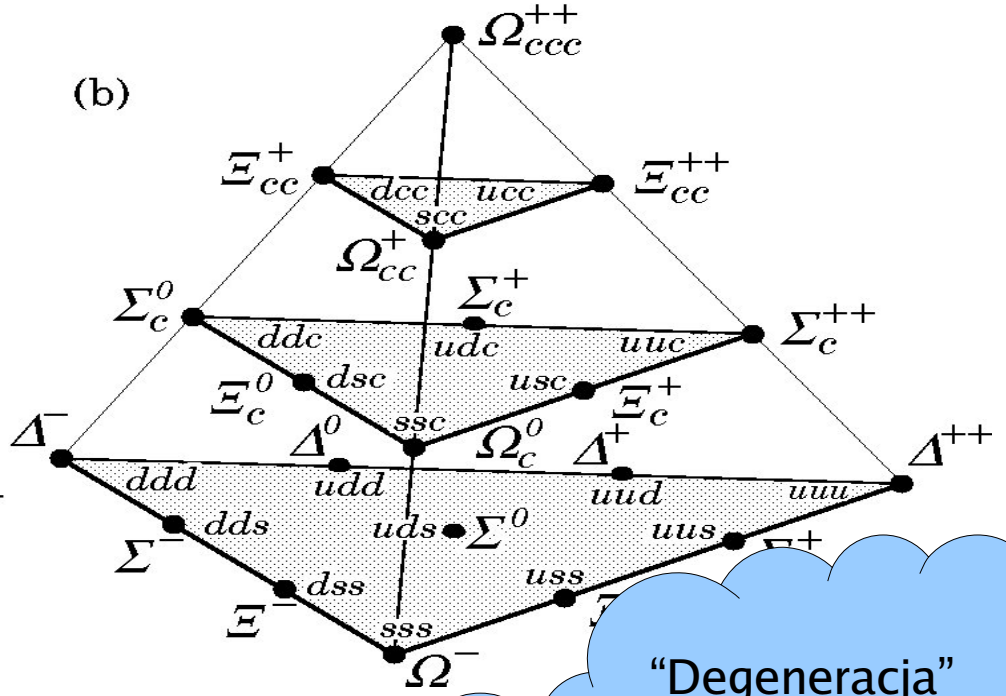
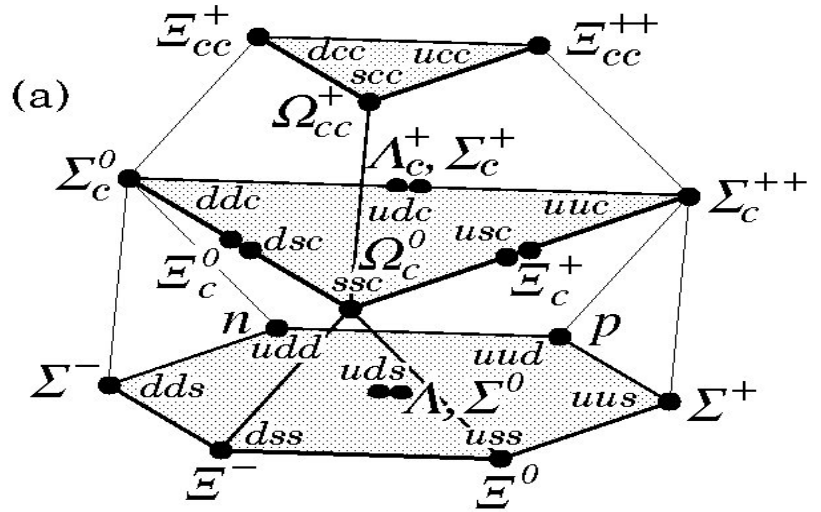
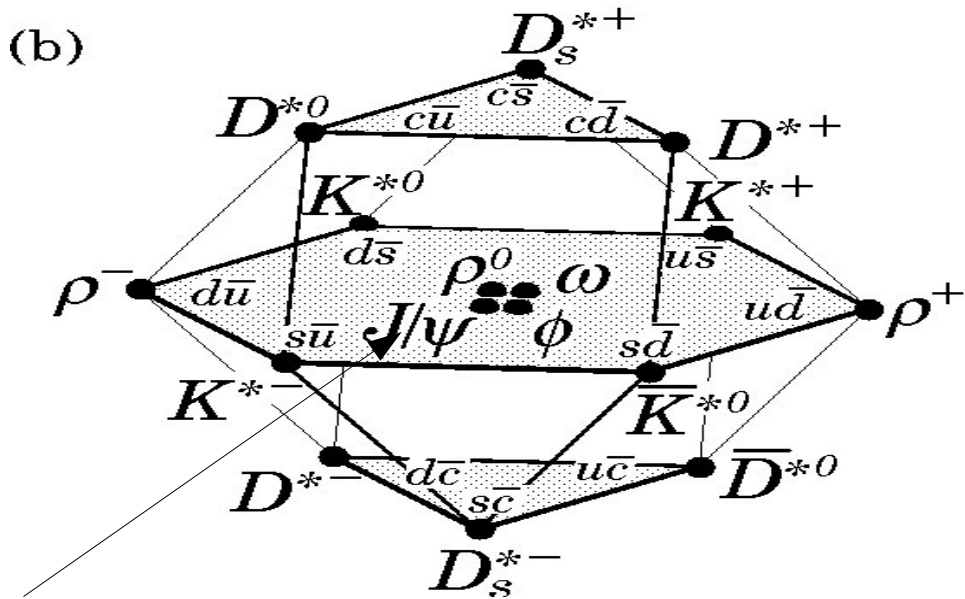
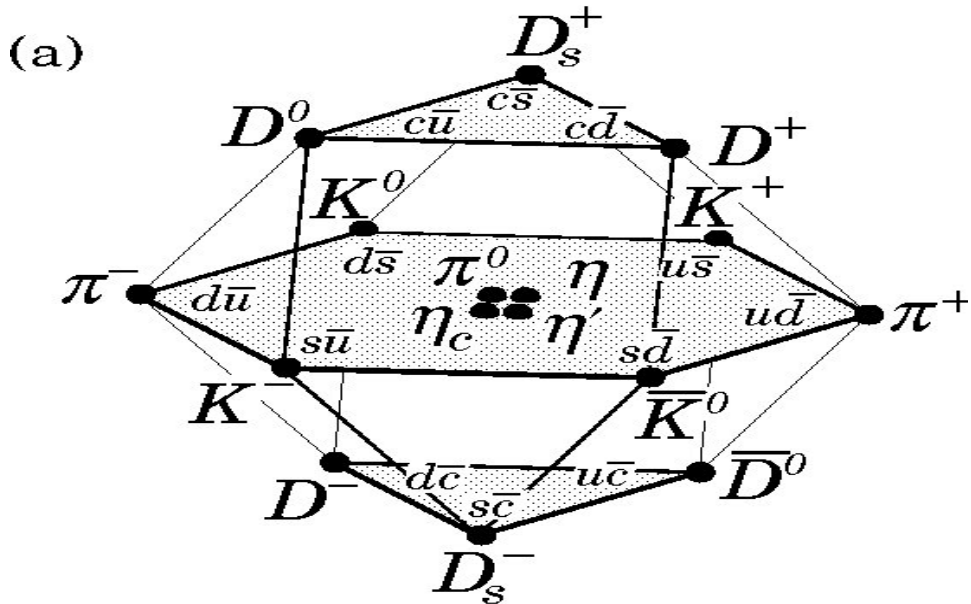
1964-1974 niepewny czas dla modelu kwarków

- Po pierwsze: nie zaobserwowano swobodnego kwarka
- Hipoteza koloru (zasada Pauliego plus hipoteza uwięzienia kwarków) nie została w 100% potwierdzona
- 1974: odkrycie cząstki J/ψ (ang. Gipsy) zmieniło wszystko
- 2 grupy odkryły cząstkę, o masie ok. 3 protonów

Kwark powabny

- Co było niezwykle, to czas rozpadu: $10^{(-20)}\text{s}$
- To bardzo dłuuuugo w porównaniu z typowymi rozpadami silnymi rzędu $10^{(-23)}\text{s}$, świadczy o nowym rodzaju fizyki...
- Spodziewano się już wcześniej czwartego kwarku (Bjorken, Glashow, w analogii z 4 leptonami), później także mechanizm GIM (Glashow, Iliopoulos, Maiani mieli powód do jego wprowadzenia)

Masywniejsze mezony i bariony: kwarki powabne



“Degeneracja”
mas w
płaszczyznach

Meson Summary Table

See also the table of suggested $q\bar{q}$ 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.

† Indicates that the value of J given is preferred, but needs confirmation.

LIGHT UNFLAVORED ($S = C = B = 0$)		STRANGE ($S = \pm 1, C = B = 0$)		BOTTOM ($B = \pm 1$)	
$I^G(J^{PC})$	$I^G(J^{PC})$	$I(J^P)$	$I(J^P)$	$I^G(J^{PC})$	$I^G(J^{PC})$
• π^\pm	$1^-(0^-)$	• $\phi(1680)$	$0^-(1^-)$	• K^\pm	$1/2(0^-)$
• π^0	$1^-(0^-)$	• $\rho_3(1690)$	$1^+(3^-)$	• K^0	$1/2(0^-)$
• η	$0^+(0^-)$	• $\rho(1700)$	$1^+(1^-)$	• K_S^0	$1/2(0^-)$
• $f_0(600)$	$0^+(0^+)$	• $a_2(1700)$	$1^-(2^+)$	• K_L^0	$1/2(0^-)$
• $\rho(770)$	$1^+(1^-)$	• $f_0(1710)$	$0^+(0^+)$	• $K^*(892)$	$1/2(1^-)$
• $\omega(782)$	$0^-(1^-)$	• $\eta(1760)$	$0^+(0^-)$	• $K_1(1270)$	$1/2(1^+)$
• $\eta'(958)$	$0^+(0^-)$	• $\pi(1800)$	$1^-(0^-)$	• $K_1(1400)$	$1/2(1^+)$
• $f_0(980)$	$0^+(0^+)$	• $f_2(1810)$	$0^+(2^+)$	• $K^*(1410)$	$1/2(1^-)$
• $a_0(980)$	$1^-(0^+)$	• $\phi_3(1850)$	$0^-(3^-)$	• $K_0^*(1430)$	$1/2(0^+)$
• $\phi(1020)$	$0^-(1^-)$	• $\eta_2(1870)$	$0^+(2^-)$	• $K_2^*(1430)$	$1/2(2^+)$
• $h_1(1170)$	$0^-(1^+)$	• $\rho(1900)$	$1^+(1^-)$	• $K(1460)$	$1/2(0^-)$
• $b_1(1235)$	$1^+(1^+)$	• $f_2(1910)$	$0^+(2^+)$	• $K_2(1580)$	$1/2(2^-)$
• $a_1(1260)$	$1^-(1^+)$	• $f_2(1950)$	$0^+(2^+)$	• $K(1630)$	$1/2(??)$
• $f_2(1270)$	$0^+(2^+)$	• $\rho_3(1990)$	$1^+(3^-)$	• $K_1(1650)$	$1/2(1^+)$
• $f_1(1285)$	$0^+(1^+)$	• $X(2000)$	$1^-(??)$	• $K^*(1680)$	$1/2(1^-)$
• $\eta(1295)$	$0^+(0^-)$	• $f_2(2010)$	$0^+(2^+)$	• $K_2(1770)$	$1/2(2^-)$
• $\pi(1300)$	$1^-(0^-)$	• $f_0(2020)$	$0^+(0^+)$	• $K_3^*(1780)$	$1/2(3^-)$
• $a_2(1320)$	$1^-(2^+)$	• $a_4(2040)$	$1^-(4^+)$	• $K_2(1820)$	$1/2(2^-)$
• $f_0(1370)$	$0^+(0^+)$	• $f_4(2050)$	$0^+(4^+)$	• $K(1830)$	$1/2(0^-)$
• $h_1(1380)$	$?^-(1^+)$	• $\pi_2(2100)$	$1^-(2^-)$	• $K_0^*(1950)$	$1/2(0^+)$
• $\pi_1(1400)$	$1^-(1^-)$	• $f_0(2100)$	$0^+(0^+)$	• $K_2^*(1980)$	$1/2(2^+)$
• $f_1(1420)$	$0^+(1^+)$	• $f_2(2150)$	$0^+(2^+)$	• $K_4^*(2045)$	$1/2(4^+)$
• $\omega(1420)$	$0^-(1^-)$	• $\rho(2150)$	$1^+(1^-)$	• $K_2(2250)$	$1/2(2^-)$
• $f_2(1430)$	$0^+(2^+)$	• $f_0(2200)$	$0^+(0^+)$	• $K_3(2320)$	$1/2(3^+)$
• $\eta(1440)$	$0^+(0^-)$	• $f_J(2220)$	$0^+(2^+)$	• $K_5^*(2380)$	$1/2(5^-)$
• $a_0(1450)$	$1^-(0^+)$	• $\eta(2225)$	$0^+(0^-)$	• $K_4(2500)$	$1/2(4^-)$
• $\rho(1450)$	$1^+(1^-)$	• $\rho_3(2250)$	$1^+(3^-)$	• $K(3100)$	$?^?(???)$
• $f_0(1500)$	$0^+(0^+)$	• $f_2(2300)$	$0^+(2^+)$	CHARMED ($C = \pm 1$)	
• $f_1(1510)$	$0^+(1^+)$	• $f_4(2300)$	$0^+(4^+)$	• D^\pm	$1/2(0^-)$
• $f_2'(1525)$	$0^+(2^+)$	• $f_0(2330)$	$0^+(0^+)$	• D^0	$1/2(0^-)$
• $f_2(1565)$	$0^+(2^+)$	• $f_2(2340)$	$0^+(2^+)$	• $D^*(2007)^0$	$1/2(1^-)$
• $h_1(1595)$	$0^-(1^+)$	• $\rho_5(2350)$	$1^+(5^-)$	• $D^*(2010)^\pm$	$1/2(1^-)$
• $\pi_1(1600)$	$1^-(1^-)$	• $a_6(2450)$	$1^-(6^+)$	• $D_1(2420)^0$	$1/2(1^+)$
• $X(1600)$	$2^+(2^+)$	• $f_6(2510)$	$0^+(6^+)$	• $D_1(2420)^\pm$	$1/2(??)$
• $a_1(1640)$	$1^+(1^+)$	OTHER LIGHT UNFLAVORED ($S = C = B = 0$)		• $D_2^*(2460)^0$	$1/2(2^+)$
• $f_2(1640)$	$0^+(2^+)$	Further States		• $D_2^*(2460)^+$	$1/2(2^+)$
• $\eta_2(1645)$	$0^+(2^-)$			• $D^*(2640)^\pm$	$1/2(??)$
• $\omega(1650)$	$0^-(1^-)$			CHARMED, STRANGE ($C = S = \pm 1$)	
• $\omega_3(1670)$	$0^-(3^-)$			• D_s^\pm	$0(0^-)$
• $\pi_2(1670)$	$1^-(2^-)$			• $D_s^{*\pm}$	$0(??)$
				• $D_{s1}(2536)^\pm$	$0(1^+)$
				• $D_{sJ}(2573)^\pm$	$0(??)$
				BOTTOM, STRANGE ($B = \pm 1, S = \mp 1$)	
				• B_s^0	$0(0^-)$
				• B_s^*	$0(1^-)$
				• $B_{sJ}^*(5850)$	$?(??)$
				BOTTOM, CHARMED ($B = C = \pm 1$)	
				• B_c^\pm	$0(0^-)$
				$c\bar{c}$	
				• $\eta_c(1S)$	$0^+(0^-)$
				• $J/\psi(1S)$	$0^-(1^-)$
				• $\chi_{c0}(1P)$	$0^+(0^+)$
				• $\chi_{c1}(1P)$	$0^+(1^+)$
				• $h_c(1P)$	$?^?(???)$
				• $\chi_{c2}(1P)$	$0^+(2^+)$
				• $\eta_c(2S)$	$0^+(0^-)$
				• $\psi(2S)$	$0^-(1^-)$
				• $\psi(3770)$	$0^-(1^-)$
				• $\psi(3836)$	$0^-(2^-)$
				• $\psi(4040)$	$0^-(1^-)$
				• $\psi(4160)$	$0^-(1^-)$
				• $\psi(4415)$	$0^-(1^-)$
				$b\bar{b}$	
				• $\eta_b(1S)$	$0^+(0^-)$
				• $\Upsilon(1S)$	$0^-(1^-)$
				• $\chi_{b0}(1P)$	$0^+(0^+)$
				• $\chi_{b1}(1P)$	$0^+(1^+)$
				• $\chi_{b2}(1P)$	$0^+(2^+)$
				• $\Upsilon(2S)$	$0^-(1^-)$
				• $\chi_{b0}(2P)$	$0^+(0^+)$
				• $\chi_{b1}(2P)$	$0^+(1^+)$
				• $\chi_{b2}(2P)$	$0^+(2^+)$
				• $\Upsilon(3S)$	$0^-(1^-)$
				• $\Upsilon(4S)$	$0^-(1^-)$
				• $\Upsilon(10860)$	$0^-(1^-)$
				• $\Upsilon(11020)$	$0^-(1^-)$
				NON- $q\bar{q}$ CANDIDATES	
				NON- $q\bar{q}$ 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 as baryons. The names with masses are of baryons that decay strongly. For N , Δ , and Ξ resonances, the partial wave is indicated by the symbol $L_{2l,2J}$, where L is the orbital angular momentum (S, P, D, \dots), l is the isospin, and J is the total angular momentum. For Λ and Σ resonances, the symbol is $L_{l,2J}$.

p	P_{11}	****	$\Delta(1232)$	P_{33}	****	Λ	P_{01}	****	Σ^+	P_{11}	****	Ξ^0, Ξ^-	P_{11}	****
n	P_{11}	****	$\Delta(1600)$	P_{33}	***	$\Lambda(1405)$	S_{01}	****	Σ^0	P_{11}	****	$\Xi(1530)$	P_{13}	****
$N(1440)$	P_{11}	****	$\Delta(1620)$	S_{31}	****	$\Lambda(1520)$	D_{03}	****	Σ^-	P_{11}	****	$\Xi(1620)$		*
$N(1520)$	D_{13}	****	$\Delta(1700)$	D_{33}	****	$\Lambda(1600)$	P_{01}	***	$\Sigma(1385)$	P_{13}	****	$\Xi(1690)$		***
$N(1535)$	S_{11}	****	$\Delta(1750)$	P_{31}	*	$\Lambda(1670)$	S_{01}	****	$\Sigma(1480)$		*	$\Xi(1820)$	D_{13}	***
$N(1650)$	S_{11}	****	$\Delta(1900)$	S_{31}	**	$\Lambda(1690)$	D_{03}	****	$\Sigma(1560)$		**	$\Xi(1950)$		***
$N(1675)$	D_{15}	****	$\Delta(1905)$	F_{35}	****	$\Lambda(1800)$	S_{01}	***	$\Sigma(1580)$	D_{13}	**	$\Xi(2030)$		***
$N(1680)$	F_{15}	****	$\Delta(1910)$	P_{31}	****	$\Lambda(1810)$	P_{01}	***	$\Sigma(1620)$	S_{11}	**	$\Xi(2120)$		*
$N(1700)$	D_{13}	***	$\Delta(1920)$	P_{33}	***	$\Lambda(1820)$	F_{05}	****	$\Sigma(1660)$	P_{11}	***	$\Xi(2250)$		**
$N(1710)$	P_{11}	***	$\Delta(1930)$	D_{35}	***	$\Lambda(1830)$	D_{05}	****	$\Sigma(1670)$	D_{13}	****	$\Xi(2370)$		**
$N(1720)$	P_{13}	****	$\Delta(1940)$	D_{33}	*	$\Lambda(1890)$	P_{03}	****	$\Sigma(1690)$		**	$\Xi(2500)$		*
$N(1900)$	P_{13}	**	$\Delta(1950)$	F_{37}	****	$\Lambda(2000)$		*	$\Sigma(1750)$	S_{11}	***			
$N(1990)$	F_{17}	**	$\Delta(2000)$	F_{35}	**	$\Lambda(2020)$	F_{07}	*	$\Sigma(1770)$	P_{11}	*	Ω^-		****
$N(2000)$	F_{15}	**	$\Delta(2150)$	S_{31}	*	$\Lambda(2100)$	G_{07}	****	$\Sigma(1775)$	D_{15}	****	$\Omega(2250)^-$		***
$N(2080)$	D_{13}	**	$\Delta(2200)$	G_{37}	*	$\Lambda(2110)$	F_{05}	***	$\Sigma(1840)$	P_{13}	*	$\Omega(2380)^-$		**
$N(2090)$	S_{11}	*	$\Delta(2300)$	H_{39}	**	$\Lambda(2325)$	D_{03}	*	$\Sigma(1880)$	P_{11}	**	$\Omega(2470)^-$		**
$N(2100)$	P_{11}	*	$\Delta(2350)$	D_{35}	*	$\Lambda(2350)$	H_{09}	***	$\Sigma(1915)$	F_{15}	****			
$N(2190)$	G_{17}	****	$\Delta(2390)$	F_{37}	*	$\Lambda(2585)$		**	$\Sigma(1940)$	D_{13}	***	Λ_c^+		****
$N(2200)$	D_{15}	**	$\Delta(2400)$	G_{39}	**				$\Sigma(2000)$	S_{11}	*	$\Lambda_c(2593)^+$		***
$N(2220)$	H_{19}	****	$\Delta(2420)$	$H_{3,11}$	****				$\Sigma(2030)$	F_{17}	****	$\Lambda_c(2625)^+$		***
$N(2250)$	G_{19}	****	$\Delta(2750)$	$l_{3,13}$	**				$\Sigma(2070)$	F_{15}	*	$\Lambda_c(2765)^+$		*
$N(2600)$	$l_{1,11}$	***	$\Delta(2950)$	$K_{3,15}$	**				$\Sigma(2080)$	P_{13}	**	$\Lambda_c(2880)^+$		**
$N(2700)$	$K_{1,13}$	**							$\Sigma(2100)$	G_{17}	*	$\Sigma_c(2455)$		****
									$\Sigma(2250)$		***	$\Sigma_c(2520)$		***
									$\Sigma(2455)$		**	Ξ_c^+, Ξ_c^0		***
									$\Sigma(2620)$		**	Ξ_c^+, Ξ_c^0		***
									$\Sigma(3000)$		*	$\Xi_c(2645)$		***
									$\Sigma(3170)$		*	$\Xi_c(2790)$		***
												$\Xi_c(2815)$		***
												Ω_c^0		***
												Λ_b^0		***
												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.

Nazewnictwo dla cięższych hadronów, czyli biologia w fizyce (PDG)

- Mezony:

$$s \rightarrow \bar{K}$$

$$c \rightarrow D$$

$$b \rightarrow \bar{B}$$

$$t \rightarrow T$$

gdy nie występuje u,d, ale cięższy kwark, wtedy
dodajemy literkę np. $D_s = \bar{s}c$, $\bar{B}_c = \bar{c}b$

“Young man, if I could remember the names of all these particles, I would have been a botanist.”
Enrico Fermi

Nazewnictwo dla cięższych hadronów, czyli biologia w fizyce

- Bariony:

$$(u, d) \rightarrow N (I = 1/2), \quad \Delta (I = 3/2)$$

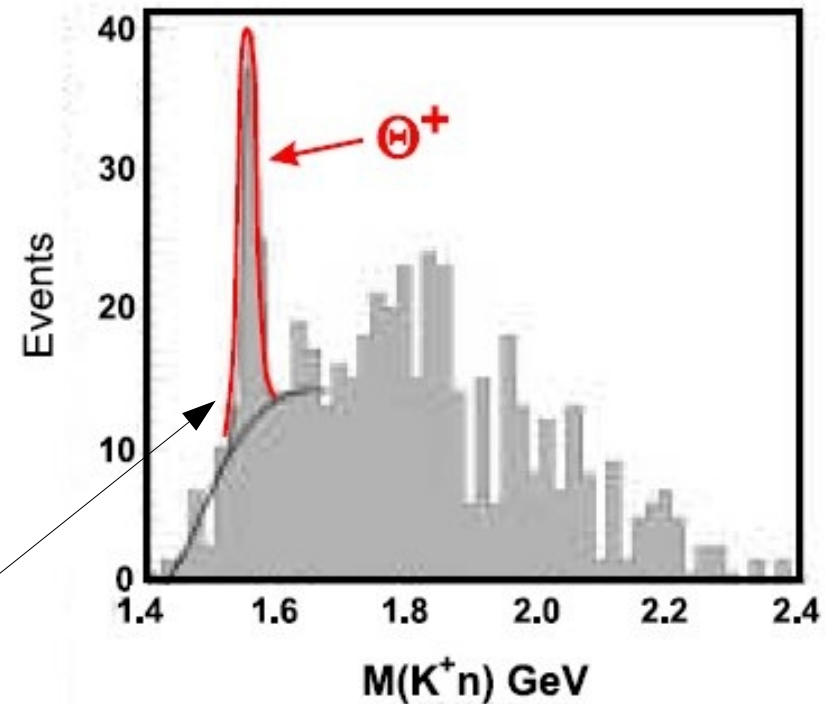
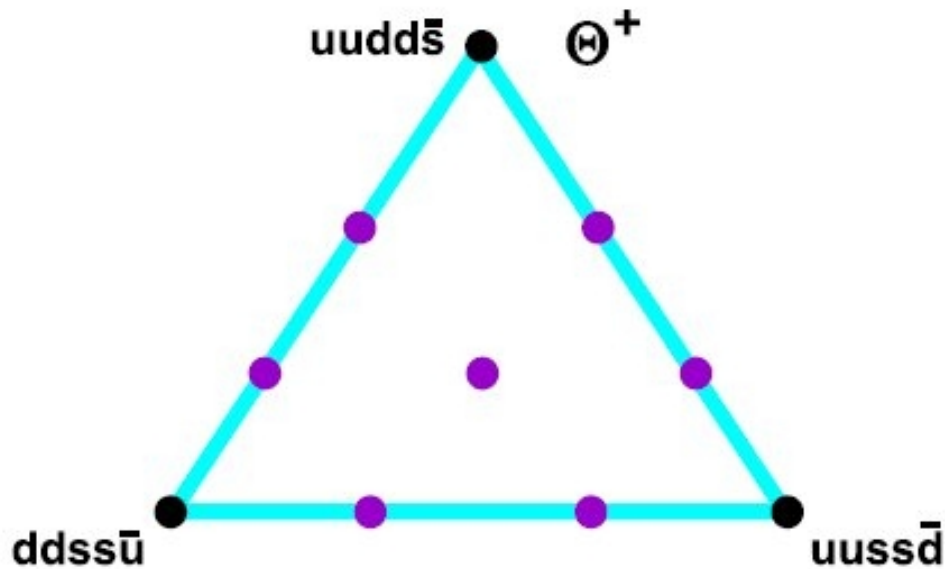
$$(u, d) + (s, c, b, t) \rightarrow \Lambda_{s,c,\dots} (I = 0), \quad \Sigma_{s,c,\dots} (I = 1)$$

$$(u, d) + (ss, cc, sc, \dots) \rightarrow \Xi_{ss,cs,bt,\dots}$$

$$\text{bez } u, d \rightarrow \Omega, \Omega_{c,cb,\dots}$$

Stany egzotyczne, np. pentakwarki

CLAS: $\gamma p \rightarrow \pi^+ K^- (K^+ n)$



Pomimo, że twierdzono, iż jest to sygnał na poziomie 6σ , okazało się, że to pomyłka

Momenty magnetyczne a kwarki (znowu struktura)

Dla czastki punktowej:

$$\mu_i = Q_i(e/2m_i)$$

oraz Hamiltonian oddziaływania wynosi:

$$H = -\mu_p \chi^\dagger \vec{\sigma} \cdot \vec{B} \chi$$

wybierając pole wzdłuż osi z:

$$H = -\mu_p \chi^\dagger \sigma_3 \chi$$

dlatego, gdy spin w górze mamy $\chi = (1, 0)^T$, wtedy

$$H = -\mu_p,$$

w przeciwnym wypadku

$$H = +\mu_p$$

Przyjmujemy, że moment magnetyczny hadronu składa się z momentów magnetycznych kwarków składowych

np. dla protonu i neutronu

Przykład na tablicy,
neutron na ćwiczenia

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{6}}(u \uparrow u \downarrow d \uparrow + u \downarrow u \uparrow d \uparrow - 2u \uparrow u \uparrow d \downarrow)$$

$$\mu_p = \frac{1}{6}[4(2\mu_u - \mu_d) + 2\mu_d]$$

$$= \frac{1}{3}(4\mu_u - \mu_d) = \frac{1}{3}(4(2/3) + 1/3) \frac{e}{2m_u} = \frac{e}{2m_u}$$

podobnie

$$\mu_n = \frac{1}{3}(4\mu_d - \mu_u)$$

jeśli $m_u = m_d$ to

$$\mu_n / \mu_p = -2/3$$

Dobra zgodność z
eksperymentem: patrz PDG

Funkcja falowa protonu (jedna z możliwości wyprowadzenia wzoru)

- Wiemy, że proton to stan z $J=1/2$, dlatego tak składamy kwarki, aby otrzymać stan z $J_z=1/2$ (spin protonu):
- Wpierw dodajemy dwa kwarki up aby $S=1$:

$$|S = 1; S_z = 1 \rangle = u \uparrow u \uparrow$$

$$|S = 1; S_z = 0 \rangle = \frac{u \uparrow u \downarrow + u \uparrow u \downarrow}{\sqrt{2}} = \{u \uparrow u \downarrow\}$$

- Następnie korzystamy z tablicy współczynników Clebscha Gordana na złożenie momentu pędu 1 i $\frac{1}{2}$ do stanu $J=1/2, J_z=1/2$

Notation:

J	J	...
M	M	...

m_1	m_2	Coefficients
m_1	m_2	
.	.	
.	.	
.	.	

34. CLEBSCH-GORDAN

Note: A square-root sign is to be understood over *ev*

$1/2 \times 1/2$	1						
	$+1$	1	0				
$+1/2 + 1/2$	1	0	0				
	$+1/2 - 1/2$	$1/2$	$1/2$	1			
	$-1/2 + 1/2$	$1/2$	$-1/2$	-1			
		$-1/2 - 1/2$	1				

$1 \times 1/2$	$3/2$						
	$+3/2$	$3/2$	$1/2$				
$+1 + 1/2$	1	$+1/2$	$+1/2$				
	$+1 - 1/2$	$1/3$	$2/3$	$3/2$	$1/2$		
	$0 + 1/2$	$2/3$	$-1/3$	$-1/2$	$-1/2$		
		$0 - 1/2$	$2/3$	$1/3$	$3/2$		
		$-1 + 1/2$	$1/3$	$-2/3$	$-3/2$		

$3/2$				
$1/2$				
$1/2$				
$1/2$				
$1/2$				

$$Y_1^0 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}$$

$$Y_1^1 = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}}$$

$$Y_2^0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}$$

$$Y_2^1 = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}}$$

$$Y_2^2 = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{15}{\pi}}$$

Otrzymujemy

$$\begin{aligned} |1/2, 1/2\rangle &= \sqrt{2/3}|1, 1\rangle |1/2, -1/2\rangle - \sqrt{1/3}|1, 0\rangle |1/2, 1/2\rangle \\ &= \sqrt{2/3}u \uparrow u \uparrow d \downarrow - \sqrt{1/3}\left(\frac{u \uparrow u \downarrow + u \downarrow u \uparrow}{\sqrt{2}}\right)d \uparrow \\ &= \sqrt{1/6}(2u \uparrow u \uparrow d \downarrow - u \uparrow u \downarrow d \uparrow - u \downarrow u \uparrow d \uparrow) \end{aligned}$$

Estymacja masy lekkich kwarków

- Powyższe wzory (przy założeniu, że moment magnetyczny protonu wyznaczony eksperymentalnie wynosi 2.79) dają masę kwarków u,d rzędu **340 MeV**

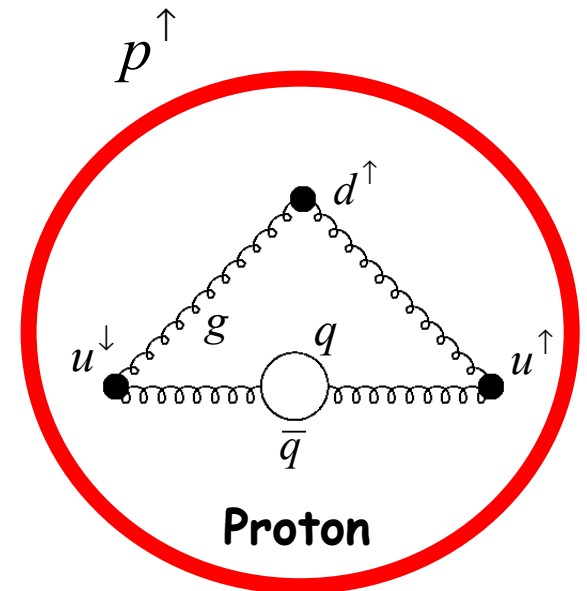
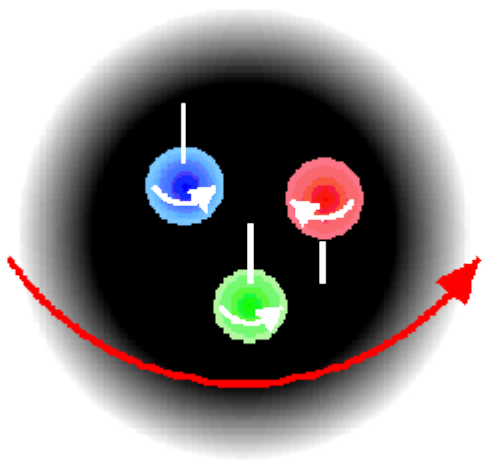
Kryzys spinu protonu

- Naiwnie spin protonu ($\frac{1}{2}$) dają kwarki walencyjne uud, jednak pomiary w CERN-ie w rozpraszaniu spolaryzowanych mionów na nukleonach pokazały, że tylko około 12% spinu związanych jest z tymi kwarkami
- Są to technicznie bardzo trudne eksperymenty

$$\text{Spin} \quad \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_z$$

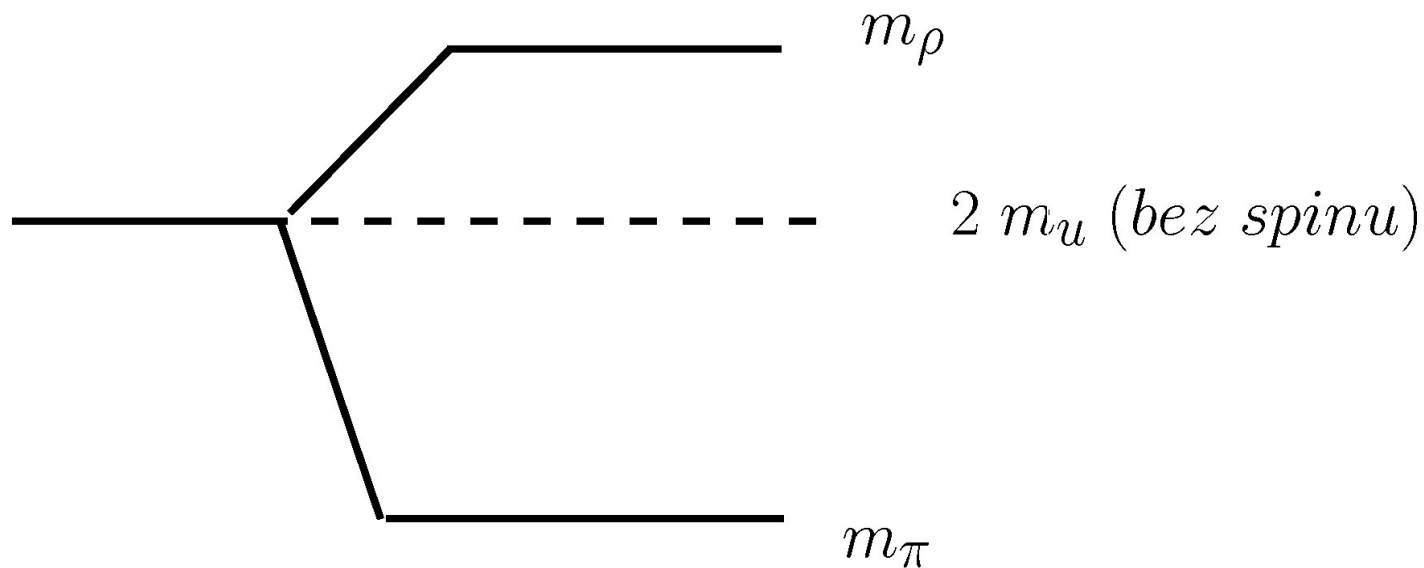
Quark Spin
Gluon Spin

Orbital Angular Momentum



Masy hadronów

- Inną metodą określenia mas kwarków jest analiza mas hadronów: na ich masę składają się masy poszczególnych kwarków wchodzących w ich skład plus **oddziaływanie** (głównie spinowe), np. Mezony π oraz ρ składają się z kwarków u, d , bez uwzględnienia efektów spinowych miałyby masę $2 m$, spiny zwiększają masę ρ oraz zmniejszają masę π



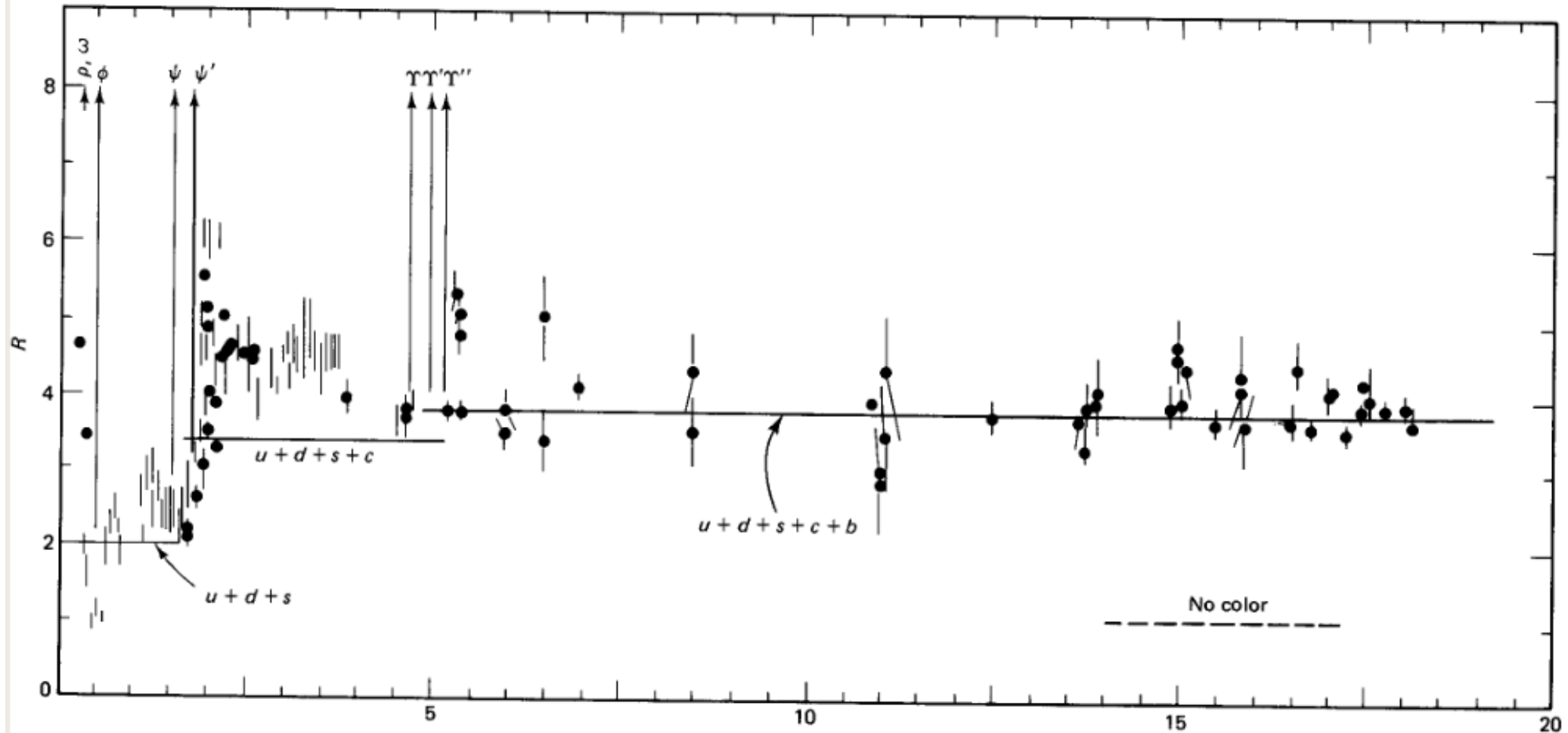
- Znając wpływ oddziaływania spinowego, nie tak trudne do obliczenia:

$$\text{mezony : } m_u \simeq 1/2 \left(\frac{3m_\rho + m_\pi}{4} \right) = 307 \text{ MeV}$$

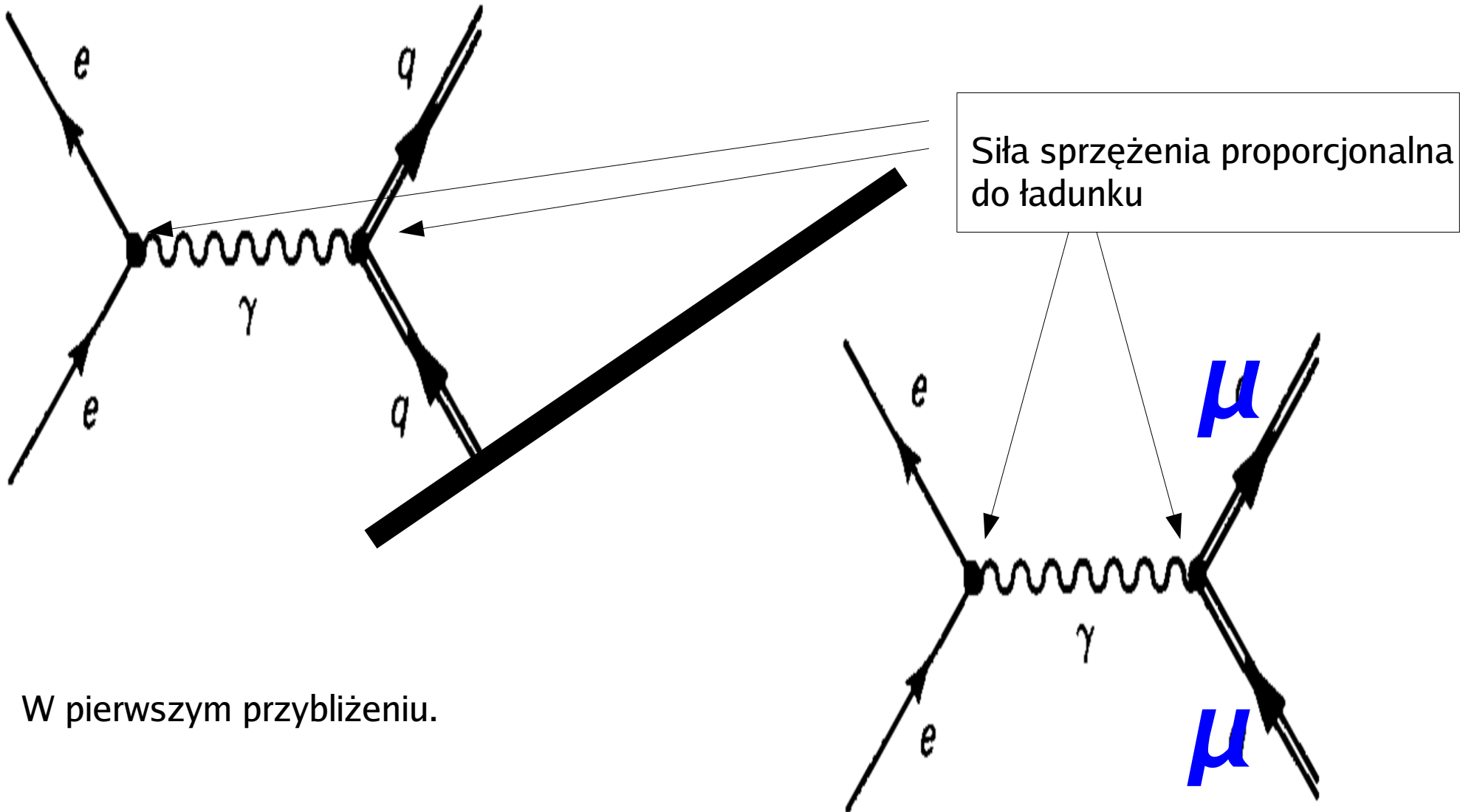
$$\text{bariony : } m_u \simeq 1/3 \left(\frac{m_p + m_\Delta}{2} \right) = 362 \text{ MeV}$$

Z momentów magnetycznych mieliśmy około 340 MeV

Jeszcze jeden dowód na istnienie koloru: produkcja kwarków w anihilacji e^+e^-



Graficznie: $R=$



W pierwszym przybliżeniu.

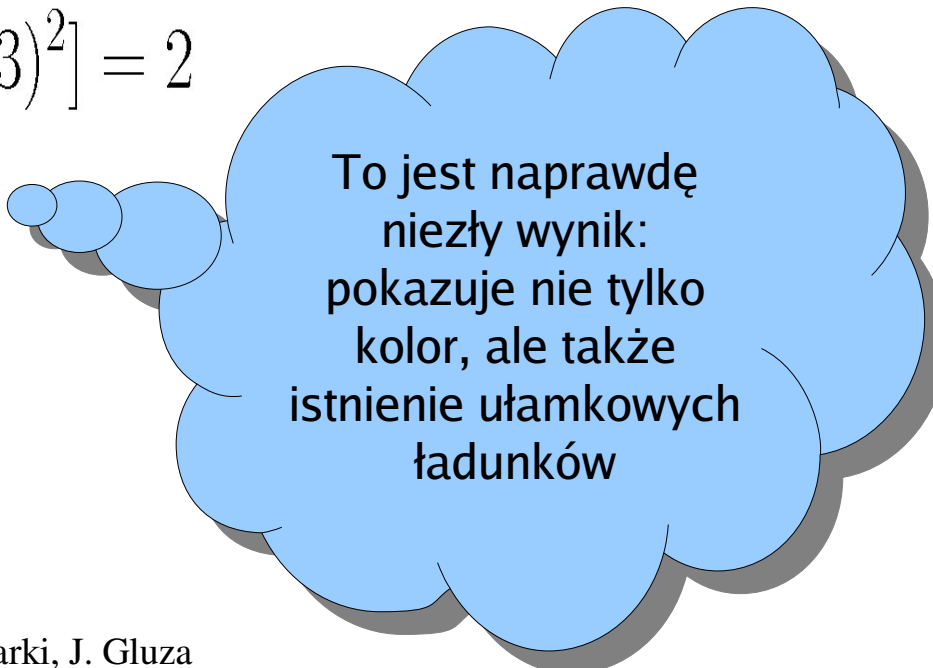
teoretycznie

$$R = \frac{\sigma(e^-e^+ \rightarrow \text{hadrony})}{\sigma(e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+)} = 3 \sum_q e_q^2$$

$$R_{u,d,s} = 3[(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2] = 2$$

$$R_{u,d,s,c} = 2 + 3(2/3)^2 = 10/3$$

$$R_{u,d,s,c,b} = 10/3 + 3(1/3)^2 = 11/3$$



To jest naprawdę
niezły wynik:
pokazuje nie tylko
kolor, ale także
istnienie ułamkowych
ładunków