

# Wstęp do fizyki cząstek

wykład 4

22.3.2021 godz.10:15

# Bariony

Nazwę "barion" (ang. baryon) wprowadził Abraham Pais, pochodzi od greckiego słowa ciężki (βαρύς). Nazwę "mezon" (ang. meson) wprowadził Hideki Yukawa od greckiego słowa pośredni (μέσος).

Trzy kwarki:

$$\begin{array}{rcc} \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} & = & \overline{\mathbf{3}} \oplus \mathbf{6} \\ \otimes \mathbf{3} & & \swarrow \quad \searrow \\ \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} & & \mathbf{8} \oplus \mathbf{10} \end{array}$$

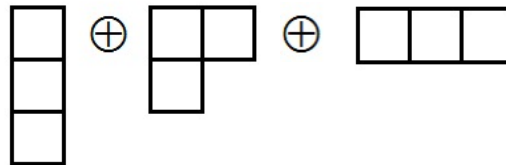
# Bariony

Nazwę "barion" (ang. baryon) wprowadził Abraham Pais, pochodzi od greckiego słowa ciężki (βαρύς). Nazwę "mezon" (ang. meson) wprowadził Hideki Yukawa od greckiego słowa pośredni (μέσος).

Trzy kwarki:

$$\begin{array}{rcc}
 \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} & = & \bar{\mathbf{3}} \oplus \mathbf{6} \\
 \otimes \mathbf{3} & & \swarrow \quad \searrow \\
 \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} & & \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}
 \end{array}$$

Trzy spiny  $\frac{1}{2}$  można złożyć na spin  $\frac{1}{2}$  oraz  $\frac{3}{2}$ . Bariony o wyższych spinach są też możliwe (wzbudzenia orbitalne). Jaki spin mają w/w multiplety SU(3)?



# Bariony

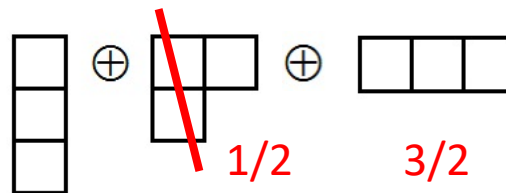
Nazwę "barion" (ang. baryon) wprowadził Abraham Pais, pochodzi od greckiego słowa ciężki (βαρύς). Nazwę "mezon" (ang. meson) wprowadził Hideki Yukawa od greckiego słowa pośredni (μέσος).

Trzy kwarki:

$$\begin{array}{rcc}
 \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} & = & \bar{\mathbf{3}} \oplus \mathbf{6} \\
 \otimes \mathbf{3} & & \swarrow \quad \searrow \\
 \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} & & \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}
 \end{array}$$

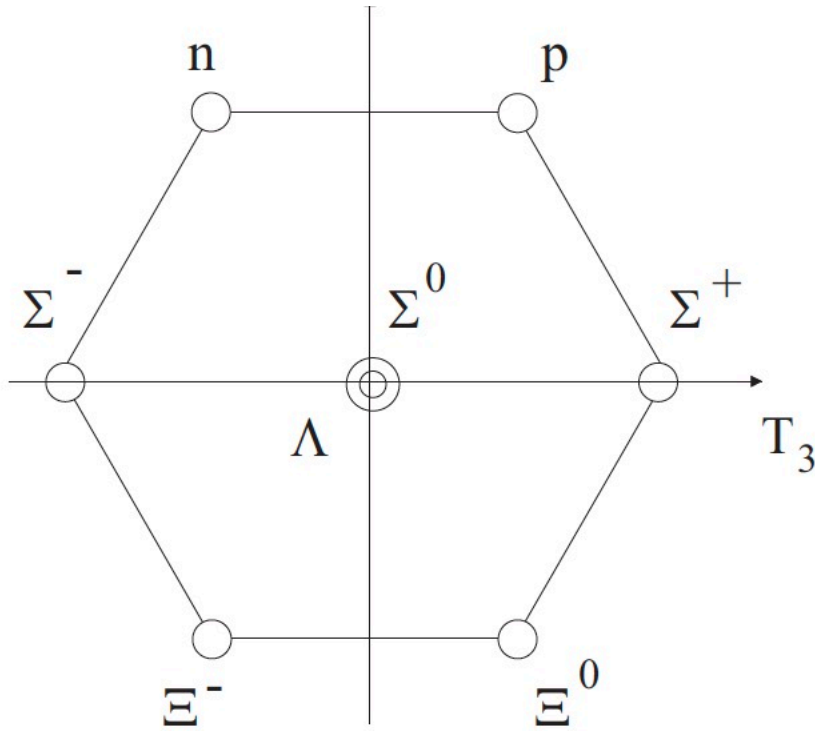
Trzy spiny  $\frac{1}{2}$  można złożyć na spin  $\frac{1}{2}$  oraz  $\frac{3}{2}$ . Bariony o wyższych spinach są też możliwe (wzbudzenia orbitalne). Jaki spin mają w/w multiplety SU(3)?

Z punktu widzenia spinu SU(2)



? nie da się zantysymetryzować trzech spinów  
singlet SU(3) nie może być w stanie podstawowym

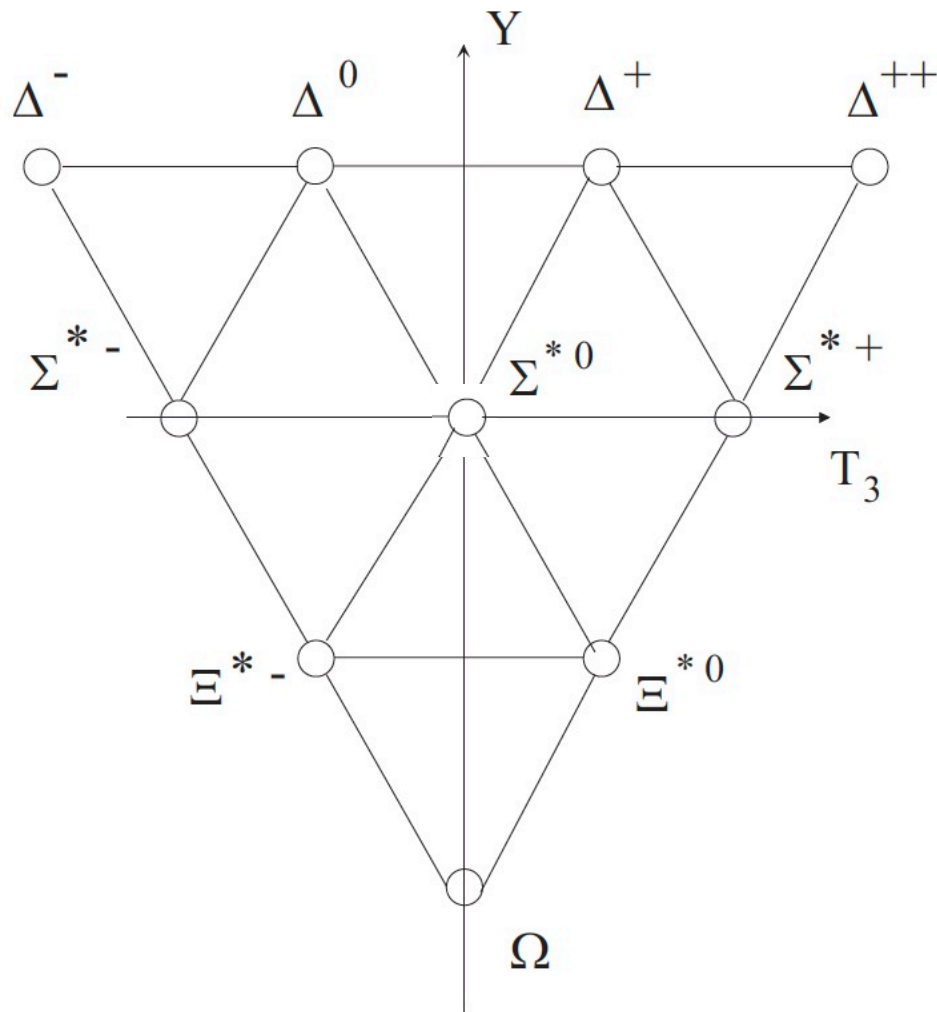
# Bariony - oktet



	[MeV]	dziwność
proton ( $uud$ )	938.27	0
neutron ( $udd$ )	939.57	0
$\Lambda$ ( $uds$ )	1115.68	-1
$\Sigma^+$ ( $uus$ )	1189.37	-1
$\Sigma^0$ ( $uds$ )	1192.64	-1
$\Sigma^-$ ( $dds$ )	1197.45	-1
$\Xi^0$ ( $uss$ )	1314.83	-2
$\Xi^-$ ( $dss$ )	1321.31	-2

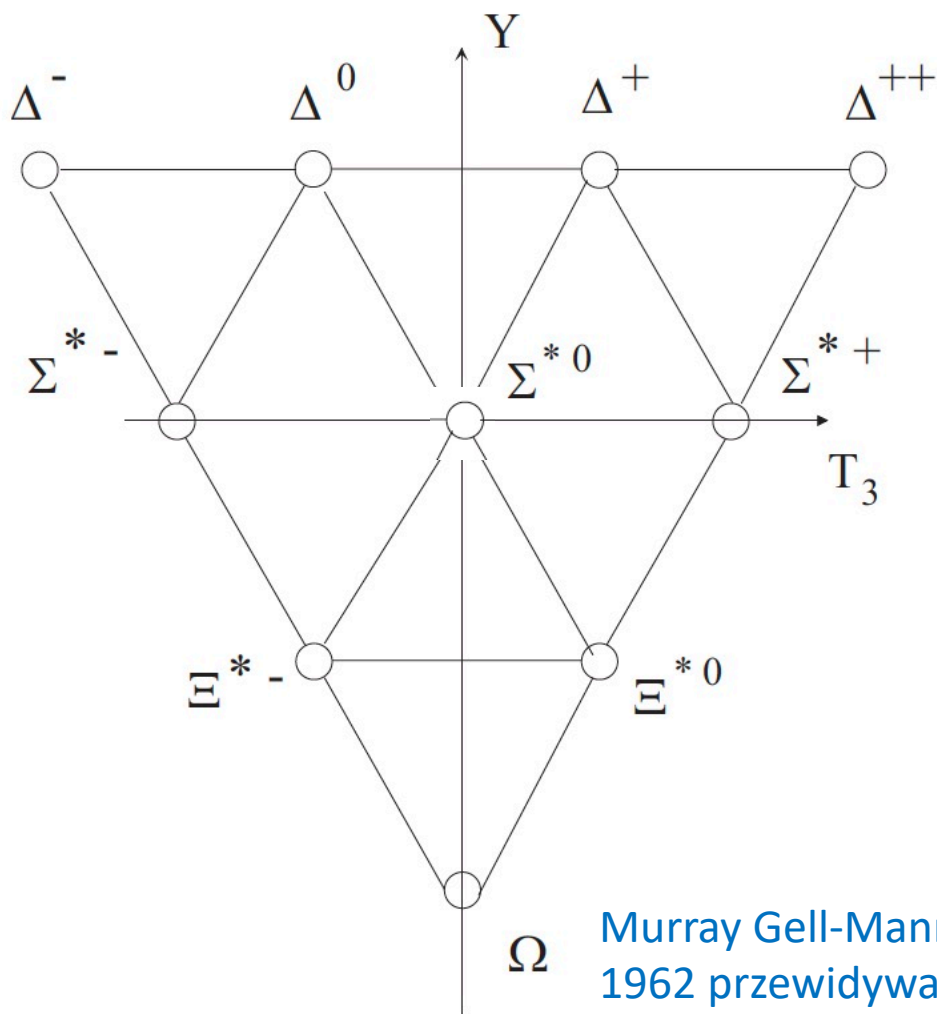
W granicy dokładnej symetrii SU(3) wszystkie cząstki w oktecie powinny mieć tę samą masę

# Bariony - deкуплет



	[MeV]	
$\Delta^{++} (uuu)$	1232	0
$\Delta^+ (uud)$	1232	0
$\Delta^0 (udd)$	1232	0
$\Delta^- (ddd)$	1232	0
$\Sigma^{*+} (uus)$	1383	-1
$\Sigma^{*0} (uds)$	1384	-1
$\Sigma^{*-} (dds)$	1387	-1
$\Xi^{*0} (uss)$	1532	-2
$\Xi^{*-} (dss)$	1535	-2
$\Omega^- (sss)$	1672	-3

# Bariony - dekuplet



Murray Gell-Mann  
1962 przewidywanie  
1964 okrycie w BNL

	[MeV]	
$\Delta^{++} (uuu)$	1232	0
$\Delta^+ (uud)$	1232	0
$\Delta^0 (udd)$	1232	0
$\Delta^- (ddd)$	1232	0
$\Sigma^{*+} (uus)$	1383	-1
$\Sigma^{*0} (uds)$	1384	-1
$\Sigma^{*-} (dds)$	1387	-1
$\Xi^{*0} (uss)$	1532	-2
$\Xi^{*-} (dss)$	1535	-2
$\Omega^- (sss)$	1672	-3

# Model kwarków

symetria SU(3) (flavor)



**u** [  $q = 2/3$  ]  
3 MeV



**d** [  $q = -1/3$  ]  
5 MeV



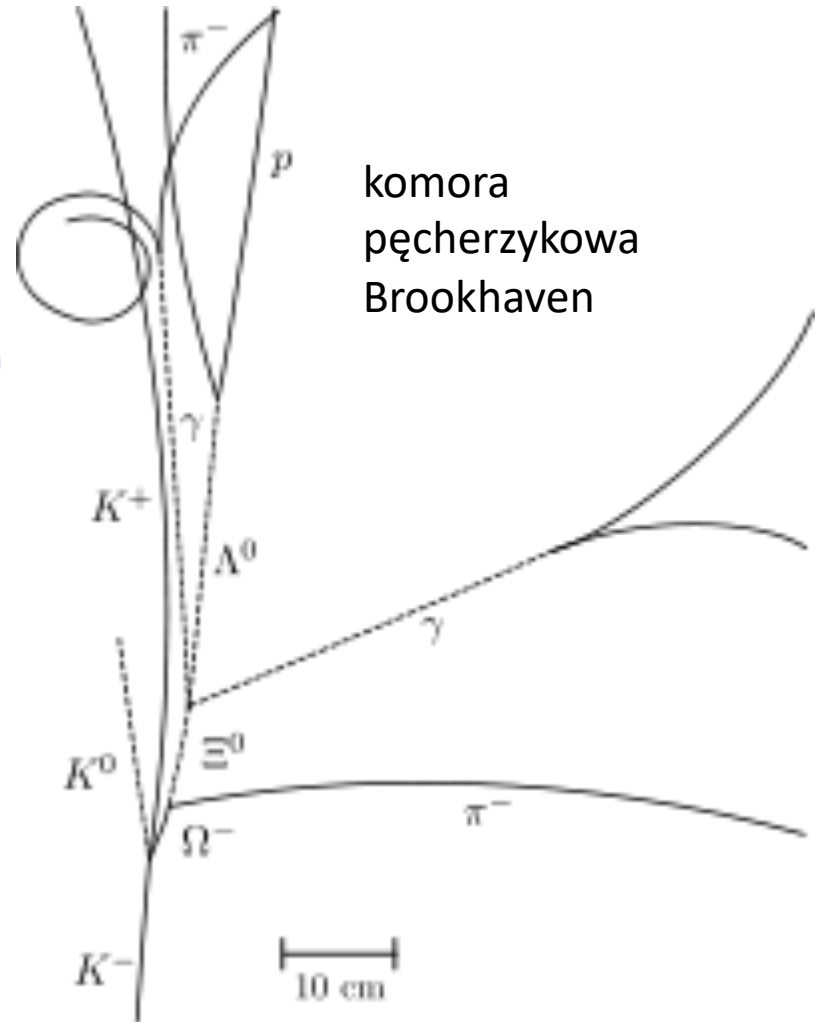
**s**  
95

$$\Sigma = [q q s] \quad \text{K}^- = [\bar{u} s]$$

$$\Lambda = [q q s] \quad \text{K}^+ = [u \bar{s}]$$

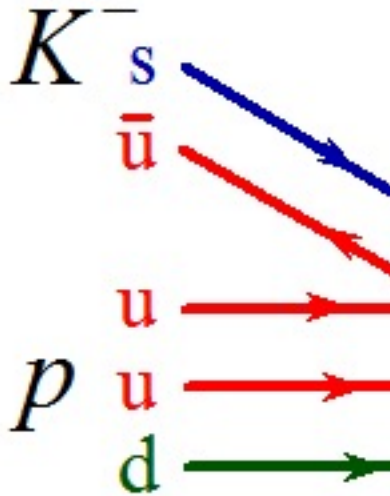
$$\Xi^0 = [u s s] \quad \text{K}^0 = [d \bar{s}]$$

$$\Omega = [s s s]$$

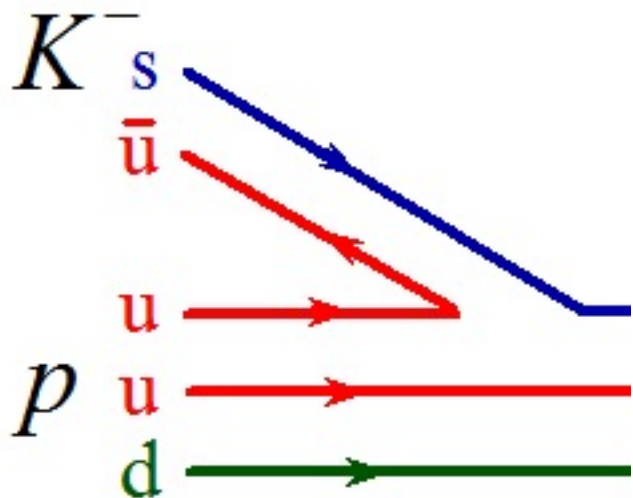




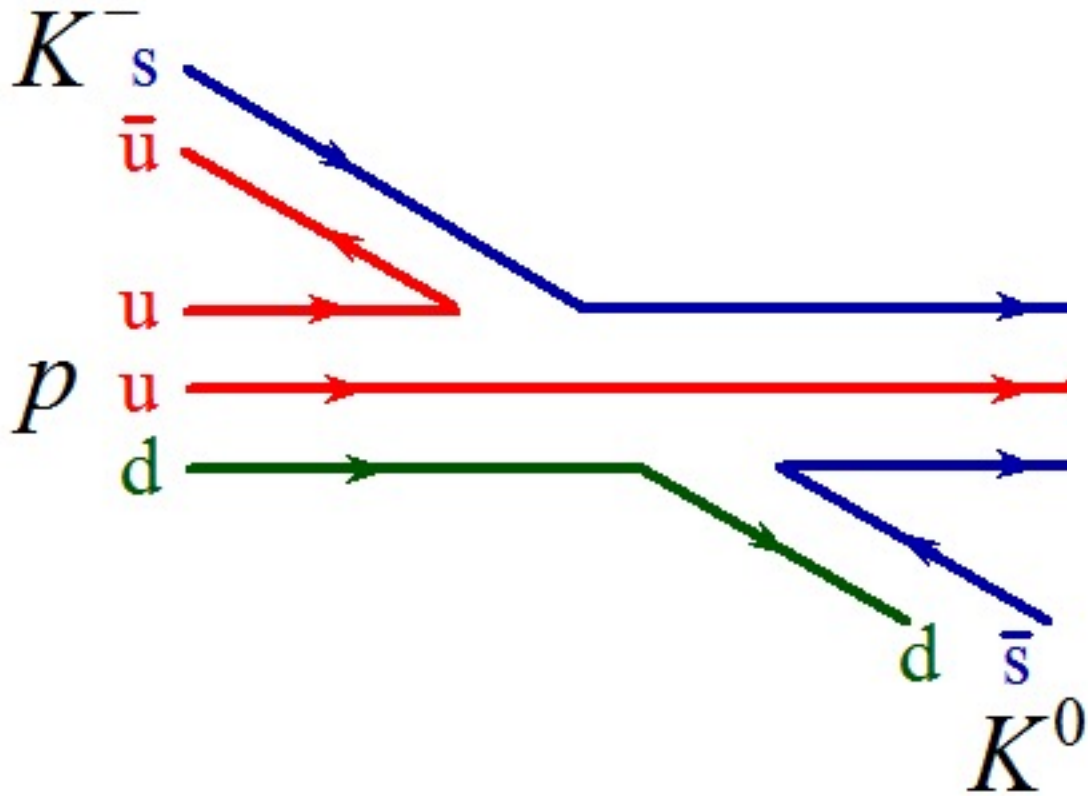
# Produkcja cząstki $\Omega$



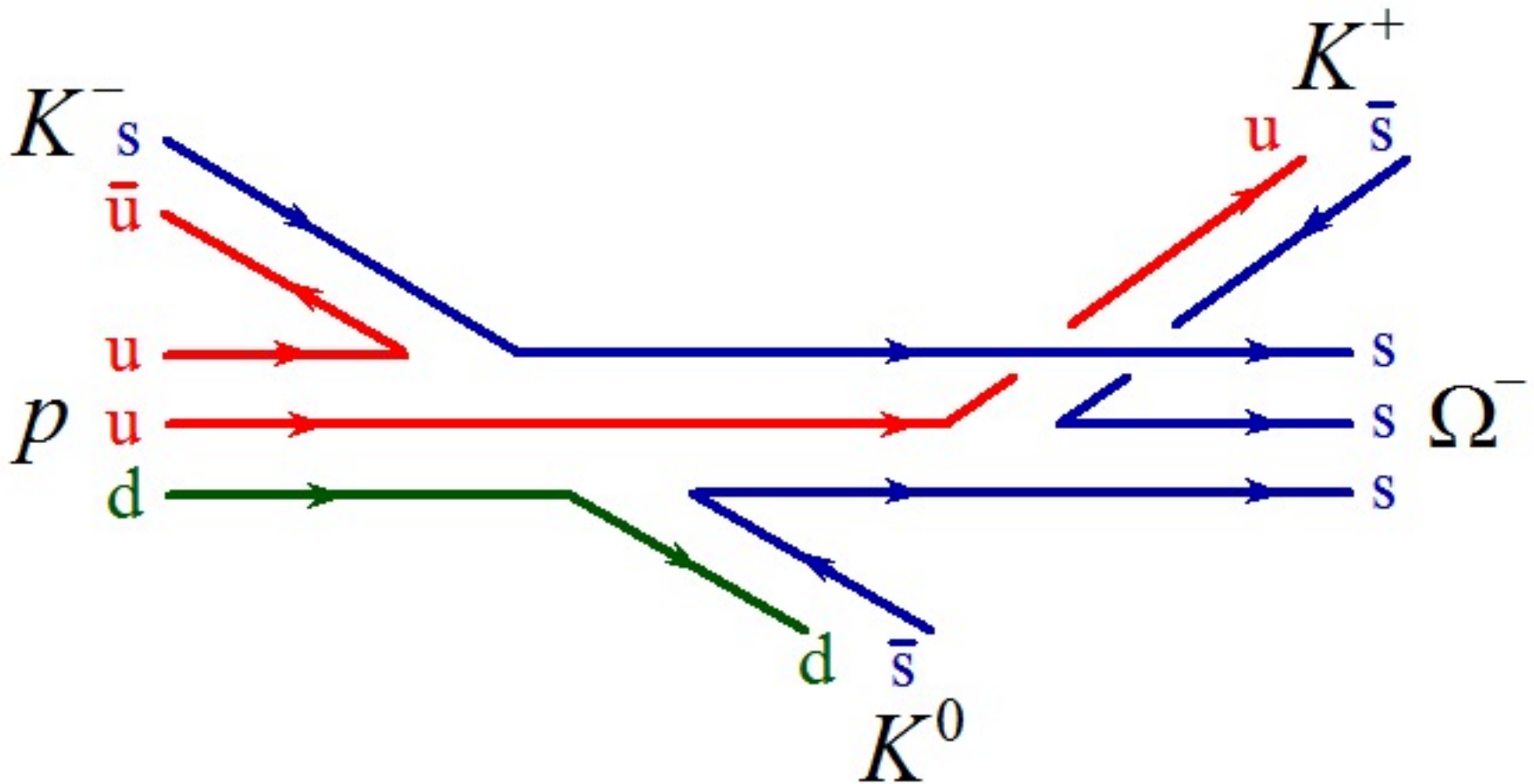
# Produkcja cząstki $\Omega$



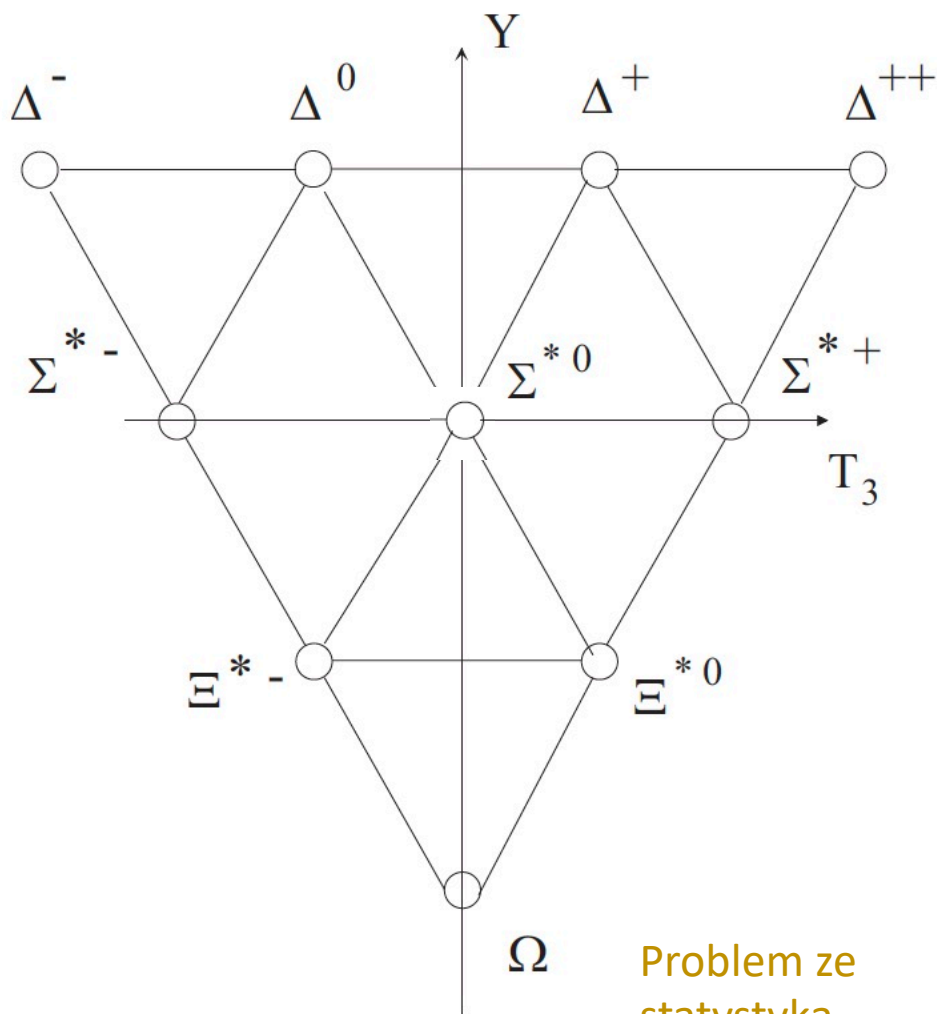
# Produkcja cząstki $\Omega$



# Produkcja cząstki $\Omega$



# Bariony - dekuplet



Problem ze statystyką

	[MeV]	
$\Delta^{++} (uuu)$	1232	0
$\Delta^+ (uud)$	1232	0
$\Delta^0 (udd)$	1232	0
$\Delta^- (ddd)$	1232	0
$\Sigma^{*+} (uus)$	1383	-1
$\Sigma^{*0} (uds)$	1384	-1
$\Sigma^{*-} (dds)$	1387	-1
$\Xi^{*0} (uss)$	1532	-2
$\Xi^{*-} (dss)$	1535	-2
$\Omega^- (sss)$	1672	-3

# Nowa liczba kwantowa: kolor

Funkcja falowa trzech identycznych fermionów musi być antysymetryczna

$$\psi = \psi_{\text{przestrzeń}} \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{flavor}}$$

Dla barionów z deketu (wszystkie spiny "up") taka funkcja jest symetryczna

$$\psi_{\Delta^{++}}^{3/2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = u^\uparrow(\vec{r}_1) u^\uparrow(\vec{r}_2) u^\uparrow(\vec{r}_3)$$

# Nowa liczba kwantowa: kolor

Funkcja falowa trzech identycznych fermionów musi być antysymetryczna

$$\psi = \psi_{\text{przestrzeń}} \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{flavor}}$$

Dla barionów z deketu (wszystkie spiny "up") taka funkcja jest symetryczna

$$\psi_{\Delta^{++}}^{3/2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = u^\uparrow(\vec{r}_1) u^\uparrow(\vec{r}_2) u^\uparrow(\vec{r}_3)$$

Własność antysymetrii można uzyskać, gdyby kwarki miały dodatkową liczbę kwantową  $a = 1, 2, 3$

$$\psi_{\Delta^{++}}^{3/2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \mathcal{N} \varepsilon^{abc} u_a^\uparrow(\vec{r}_1) u_b^\uparrow(\vec{r}_2) u_c^\uparrow(\vec{r}_3)$$

# Nowa liczba kwantowa: kolor

Funkcja falowa trzech identycznych fermionów musi być antysymetryczna

$$\psi = \psi_{\text{przestrzeń}} \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{flavor}}$$

Dla barionów z dekapletu (wszystkie spiny "up") taka funkcja jest symetryczna

$$\psi_{\Delta^{++}}^{3/2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = u^\uparrow(\vec{r}_1) u^\uparrow(\vec{r}_2) u^\uparrow(\vec{r}_3)$$

Własność antysymetrii możnaby uzyskać, gdyby kwarki miały dodatkową liczbę kwantową  $a = 1, 2, 3$

$$\psi_{\Delta^{++}}^{3/2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \mathcal{N} \varepsilon^{abc} u_a^\uparrow(\vec{r}_1) u_b^\uparrow(\vec{r}_2) u_c^\uparrow(\vec{r}_3)$$

Dziś wiemy, że ta dodatkowa liczba kwantowa, tzw. "kolor" to indeks związany z chromodynamiką kwantową (QCD), nieabelową teorią z lokalną symetrią cechowania opartą o grupę SU(3)

$$\psi = \psi_{\text{przestrzeń}} \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{flavor}} \psi_{\text{kolor}}$$

Wszystkie czastki fizyczne są singletami kolorowymi (mezony w sposób naturalny)



# Rozszczepienia w oktecie

Powtarzając rozumowanie dla mezonów

$$H' \sim (m_s - m) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \frac{(m_s - m)}{3} (1 - \sqrt{3}\lambda_8)$$

dostajemy wzór na rozszczepienie mas w oktecie (nie kwadratów mas!)

$$M = a + bY + c \left[ I(I + 1) - \frac{1}{4}Y^2 \right]$$

co daje:

$$\begin{aligned} N(939) &= a + b + \frac{1}{2}c, \\ \Lambda(1116) &= a, \\ \Sigma(1193) &= a + 2c, \\ \Xi(1318) &= a - b + \frac{1}{2}c. \end{aligned}$$

# Rozszczepienia w oktecie

Powtarzając rozumowanie dla mezonów

$$H' \sim (m_s - m) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \frac{(m_s - m)}{3} (1 - \sqrt{3}\lambda_8)$$

dostajemy wzór na rozszczepienie mas w oktecie (nie kwadratów mas!)

$$M = a + bY + c \left[ I(I + 1) - \frac{1}{4}Y^2 \right]$$

co daje:

$$\begin{aligned} N(939) &= a + b + \frac{1}{2}c, \\ \Lambda(1116) &= a, \\ \Sigma(1193) &= a + 2c, \\ \Xi(1318) &= a - b + \frac{1}{2}c. \end{aligned}$$

Relacja Gell-Manna Okubo dla barionów

$$m_N + m_\Xi = \frac{1}{2}(3m_\Lambda + m_\Sigma)$$

# Rozszczepienia w oktecie

Powtarzając rozumowanie dla mezonów

$$H' \sim (m_s - m) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \frac{(m_s - m)}{3} (1 - \sqrt{3}\lambda_8)$$

dostajemy wzór na rozszczepienie mas w oktecie (nie kwadratów mas!)

$$M = a + bY + c \left[ I(I + 1) - \frac{1}{4}Y^2 \right]$$

co daje:

$$\begin{aligned} N(939) &= a + b + \frac{1}{2}c, \\ \Lambda(1116) &= a, \\ \Sigma(1193) &= a + 2c, \\ \Xi(1318) &= a - b + \frac{1}{2}c. \end{aligned}$$

Relacja Gell-Manna Okubo dla barionów

$$m_N + m_\Xi = \frac{1}{2}(3m_\Lambda + m_\Sigma)$$

$$2257 = 2270.5$$

0.6 % !!!!!!!!!

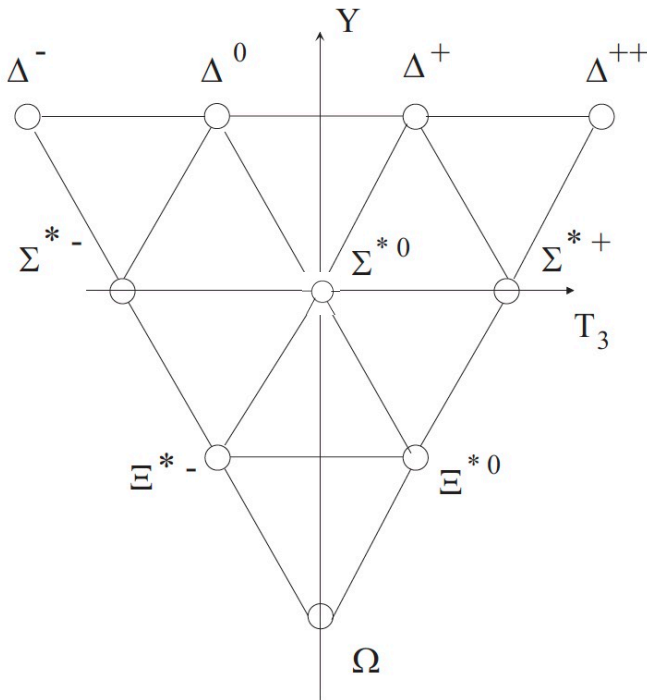
# Rozszczepienia w dekupecie

$$M = a + bY.$$

Równoodległe "szczeble":

$$\Omega(1672) - \Xi^*(1530) = \Xi^*(1530) - \Sigma^*(1385) = \Sigma^*(1385) - \Delta(1232)$$

$$142 = 145 = 153.$$



Ta relacja pozwoliła przewidzieć masę cząstki Omega i doprowadziła do jej odkrycia w roku 1964  
Brookhaven National Laboratory

# Bariony 2021

Znane bariony można podzielić na około 20 multipletów (oktety i dekuplety). Są to wzbudzenia stanów podstawowych.

Znamy też bariony singletowe (parzystość!):

$$\Lambda(1380) \ 1/2^-$$

$$J^P = \frac{1}{2}^- \quad \text{Status: } **$$

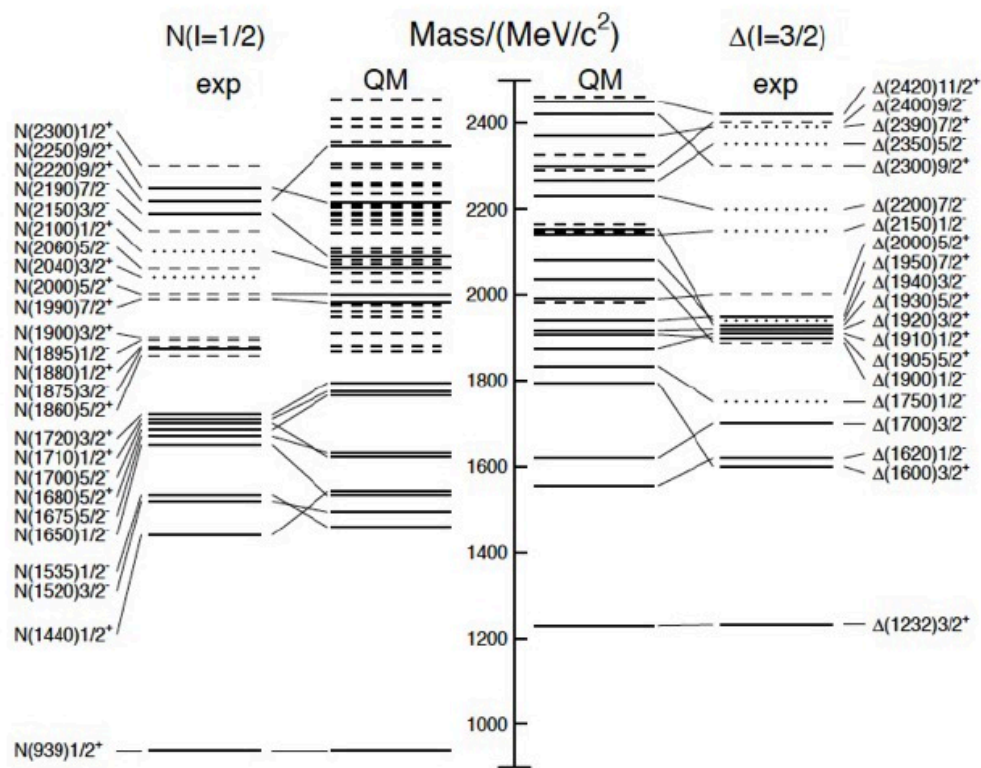
$$\Lambda(1405) \ 1/2^-$$

$$I(J^P) = 0(\frac{1}{2}^-) \quad \text{Status: } ****$$

$$\Lambda(1600) \ 1/2^+$$

$$I(J^P) = 0(\frac{1}{2}^+) \quad \text{Status: } ****$$

# Bariony 2020



Rysunek 15.2: Przewidywania modelu kwarków z uwzględnionymi poprawkami relatywistycznymi dla rezonansów nukleonowych o spinie 1/2 i rezonansów  $\Delta$  o spinie 3/2 w porównaniu z danymi doświadczalnymi. Źródło: Particle Data Group, 2020.

# Parzystość

Określenie *parzystość* pojawia się w dwóch kontekstach: przestawienie czastek lub odbicie osi układu współrzędnych. Są to jednak wielkości powiązane.

Przestawienie dwóch czastek:  $\psi(\xi_2, \xi_1) = \pm\psi(\xi_1, \xi_2)$  + bozony, - fermiony

Typowo funkcje falowe się faktoryzują:  $\psi(x_1, \sigma_1; x_2, \sigma_2) = \alpha(x_1, x_2) \beta(\sigma_1, \sigma_2)$

część  
przestrzenna

część  
spinowa

# Parzystość

Określenie *parzystość* pojawia się w dwóch kontekstach: przestawienie cząstek lub odbicie osi układu współrzędnych. Są to jednak wielkości powiązane.

Przestawie dwóch cząstek:  $\psi(\xi_2, \xi_1) = \pm\psi(\xi_1, \xi_2)$  + bozony, - fermiony

Typowo funkcje falowe się faktoryzują:  $\psi(x_1, \sigma_1; x_2, \sigma_2) = \alpha(x_1, x_2) \beta(\sigma_1, \sigma_2)$

część              część  
przestrzenna   spinowa

Funkcję  $\alpha$  można zapisać we współrzędnych sferycznych opisujących ruch jednej cząstki wokół drugiej:  $\alpha(r, \theta, \varphi) = \chi(r)Y_l^m(\theta, \varphi)$



# Parzystość

Określenie *parzystość* pojawia się w dwóch kontekstach: przestawienie cząstek lub odbicie osi układu współrzędnych. Są to jednak wielkości powiązane.

Przestawie dwóch cząstek:  $\psi(\xi_2, \xi_1) = \pm\psi(\xi_1, \xi_2)$  + bozony, - fermiony

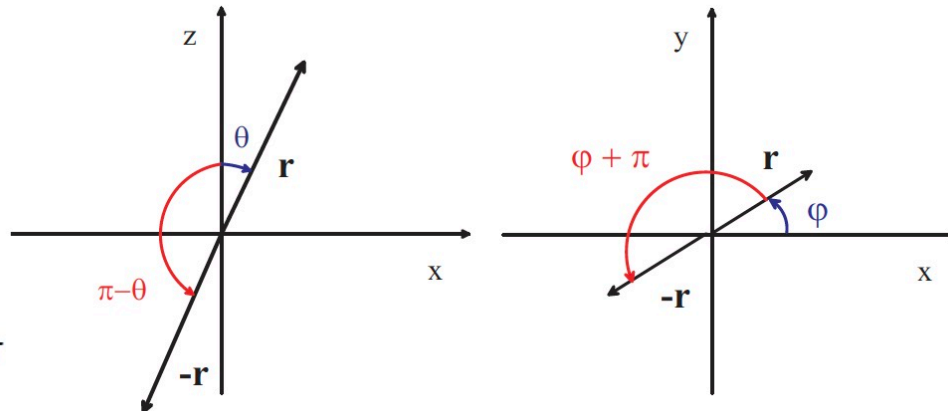
Typowo funkcje falowe się faktoryzują:  $\psi(x_1, \sigma_1; x_2, \sigma_2) = \underbrace{\alpha(x_1, x_2)}_{\text{część przestrzenna}} \underbrace{\beta(\sigma_1, \sigma_2)}_{\text{część spinowa}}$

Funkcję  $\alpha$  można zapisać we współrzędnych sferycznych opisujących ruch jednej cząstki wokół drugiej:  $\alpha(r, \theta, \varphi) = \chi(r)Y_l^m(\theta, \varphi)$

Przestawienie:

$$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$$

$$\theta \rightarrow \pi - \theta, \varphi \rightarrow \varphi + \pi$$



# Parzystość

Przestawienie  $\theta \rightarrow \pi - \theta, \varphi \rightarrow \varphi + \pi$

generuje czynnik  $(-1)^l$  gdyż:  $Y_l^m(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \varphi)$

Rozpad mezonu  $\rho$  na dwa neutralne piony:  $\psi(x_1, \sigma_1; x_2, \sigma_2) = \alpha(x_1, x_2) \beta(\sigma_1, \sigma_2)$

Piony są bezspinowe:  $\beta$  musi być parzyste

# Parzystość

Przestawienie  $\theta \rightarrow \pi - \theta, \varphi \rightarrow \varphi + \pi$

generuje czynnik  $(-1)^l$  gdyż:  $Y_l^m(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \varphi)$

Rozpad mezonu  $\rho$  na dwa neutralne piony:  $\psi(x_1, \sigma_1; x_2, \sigma_2) = \alpha(x_1, x_2) \beta(\sigma_1, \sigma_2)$

Piony są bezspinowe:  $\beta$  musi być symetryczna

Stąd wynika, że  $\alpha$  też musi być symetryczna  $\rightarrow l$  musi być parzyste

# Parzystość

Przestawienie  $\theta \rightarrow \pi - \theta, \varphi \rightarrow \varphi + \pi$

generuje czynnik  $(-1)^l$  gdyż:  $Y_l^m(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \varphi)$

Rozpad mezonu  $\rho$  na dwa neutralne piony:  $\psi(x_1, \sigma_1; x_2, \sigma_2) = \alpha(x_1, x_2) \beta(\sigma_1, \sigma_2)$

Piony są bezspinowe:  $\beta$  musi być symetryczna

Stąd wynika, że  $\alpha$  też musi być symetryczna  $\rightarrow l$  musi być parzyste

Ale mezon  $\rho^0$  ma spin 1, więc taki rozpad jest niedozwolony.

# Parzystość

Przestawienie  $\theta \rightarrow \pi - \theta, \varphi \rightarrow \varphi + \pi$

generuje czynnik  $(-1)^l$  gdyż:  $Y_l^m(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \varphi)$

Rozpad mezonu  $\rho$  na dwa neutralne piony:  $\psi(x_1, \sigma_1; x_2, \sigma_2) = \alpha(x_1, x_2) \beta(\sigma_1, \sigma_2)$

Piony są bezspinowe:  $\beta$  musi być symetryczna

Stąd wynika, że  $\alpha$  też musi być symetryczna  $\rightarrow l$  musi być parzyste

Ale mezon  $\rho^0$  ma spin 1, więc taki rozpad jest niedozwolony.

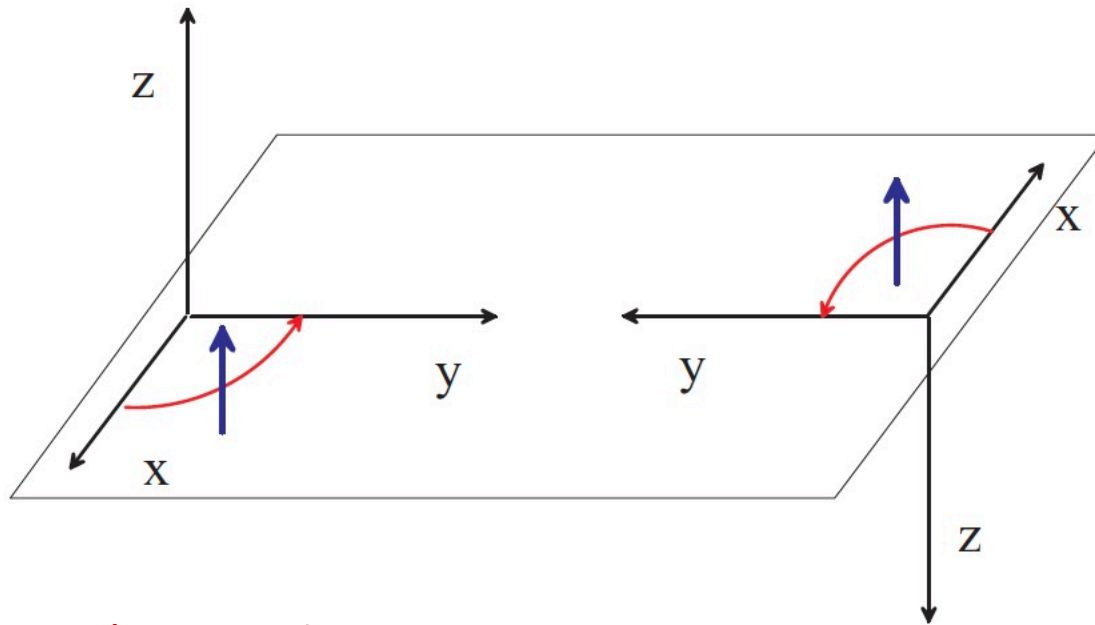
Jest drugi powód zakazujący ten rozpad: **symetria izospinowa**. Mezony

$$|\rho^0\rangle = |1, 0\rangle \quad |\pi^0\rangle = |1, 0\rangle$$

Odpowiedni współczynnik C-G: 
$$\left( \begin{array}{cc|c} 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) = 0$$

# Parzystość wewnętrzna

Całkowite odbicie przestrzenne zmienia układ prawo-skrętny na lewo-skrętny



Mozna też zmienić zwrot jednej osi.

Ponieważ dwukrotne odbicie niczego nie zmienia, wartości własne operatora parzystości są równe +1 lub -1.

# Parzystość wewnętrzna

Rozważmy odbicie przestrzenne równania Diraka  $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$

$$\psi^P(t, \mathbf{x}) = P \psi(t, -\mathbf{x})$$

Równanie Diraka  $\left\{ i\gamma^0 \partial_t + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} \psi(t, \mathbf{x}) = 0$

$\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$   $\left\{ i\gamma^0 \partial_t - i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} \psi(t, -\mathbf{x}) = 0$

Szukamy transformacji:  $\gamma^0 = P^{-1} \gamma^0 P$      $-\boldsymbol{\gamma} = P^{-1} \boldsymbol{\gamma} P$

Wtedy:  $P^{-1} \left\{ i\gamma^0 \partial_t + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} P \psi(t, -\mathbf{x}) = P^{-1} \left\{ i\gamma^0 \partial_t + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} \psi^P(t, \mathbf{x}) = 0$

# Parzystość wewnętrzna

Rozważmy odbicie przestrzenne równania Diraka  $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$

$$\psi^P(t, \mathbf{x}) = P \psi(t, -\mathbf{x})$$

Równanie Diraka  $\left\{ i\gamma^0 \partial_t + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} \psi(t, \mathbf{x}) = 0$

$\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$   $\left\{ i\gamma^0 \partial_t - i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} \psi(t, -\mathbf{x}) = 0$

Szukamy transformacji:  $\gamma^0 = P^{-1} \gamma^0 P$      $-\boldsymbol{\gamma} = P^{-1} \boldsymbol{\gamma} P$

Wtedy:  $P^{-1} \left\{ i\gamma^0 \partial_t + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} P \psi(t, -\mathbf{x}) = P^{-1} \left\{ i\gamma^0 \partial_t + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \partial_{\mathbf{x}} - m \right\} \psi^P(t, \mathbf{x}) = 0$

Rozwiązanie:  $P = P^{-1} = \gamma^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$  w reprezentacji Diraka.

Górne składowe – cząstki, dolne składowe – antycząstki



# Parzystość

Parzystość układu kwark-antykwarok  $P = -(-1)^L$

Czyli stan podstawowy  $L = S = 0$  ma parzystość ujemną – pseudoskalar  $(\pi, K, \eta)$

Czaski wektorowe o spinie 1 mają  $L = 0$  i parzystość też ujemną.

# Parzystość

Parzystość układu kwark-antykwarok  $P = -(-1)^L$

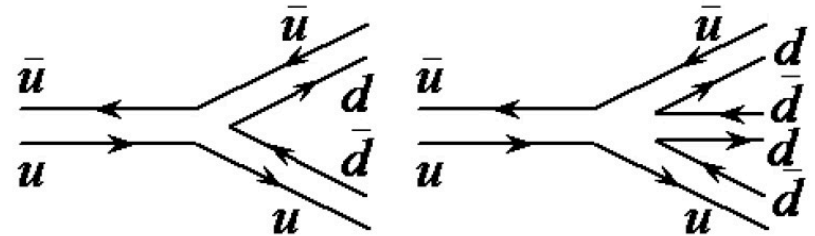
Czyli stan podstawowy  $L = S = 0$  ma parzystość ujemną – pseudoskalarzy ( $\pi, K, \eta$ )

Czaski wektorowe o spinie 1 mają  $L = 0$  i parzystość też ujemną.

Rozpad cząstki  $|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$

Powinien dominować rozpad na 2 piony

dośw. 1.5 % a na trzy piony 89%.



# Parzystość

Parzystość układu kwark-antykwarok  $P = -(-1)^L$

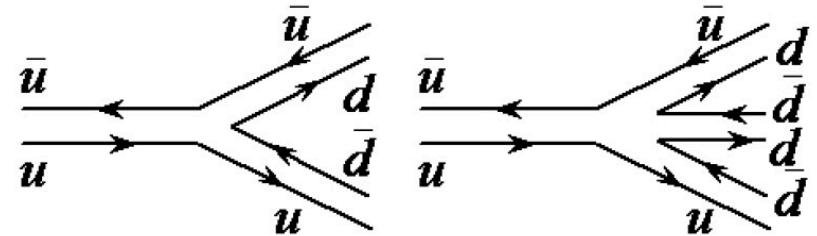
Czyli stan podstawowy  $L = S = 0$  ma parzystość ujemną – pseudoskalarzy  $(\pi, K, \eta)$

Czaski wektorowe o spinie 1 mają  $L = 0$  i parzystość też ujemną.

Rozpad cząstki  $|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$

Powinien dominować rozpad na 2 piony

dośw. 1.5 % a na trzy piony 89%.



Jak złożyć dwa piony na singlet izospinowy:

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|\pi^+\rangle |\pi^-\rangle + |\pi^-\rangle |\pi^+\rangle - |\pi^0\rangle |\pi^0\rangle)$$

Parzystość  $\omega$  jest ujemna, pionu też, więc dwa piony powinny być w stanie antysymetrycznym, a są w symetrycznym.

# Parzystość

Rozpad cząstki  $\rho^0$  tym razem na piony naładowane

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi^+\rangle |\pi^-\rangle - |\pi^-\rangle |\pi^+\rangle)$$

Piony są w stanie antysymetrycznym, więc rozpad zachodzi w 100%.

# Parzystość

Rozpad cząstki  $\rho^0$  tym razem na piony naładowane

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\pi^+\rangle |\pi^-\rangle - |\pi^-\rangle |\pi^+\rangle)$$

Piony są w stanie antysymetrycznym, więc rozpad zachodzi w 100%.

Parzystość jest zachowana w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych, ale nie jest zachowana w oddziaływaniach słabych (rozpad beta)

# Sprzężenie ładunkowe

Zamiana cząstki na antycząstkę (wykład 1)  $e^{-iEt} \rightarrow e^{+iEt} = (e^{-iEt})^*$

# Sprzężenie ładunkowe

Zamiana cząstki na antycząstkę (wykład 1)  $e^{-iEt} \rightarrow e^{+iEt} = (e^{-iEt})^*$

$$(\gamma^\mu (i\partial_\mu - qA_\mu) - m) \psi = 0 \quad \longleftarrow \quad \text{sprzężenie zespolone}$$

$$(\gamma^{*\mu} (-i\partial_\mu - qA_\mu) - m) \psi^* = 0$$

Macierze gamma  $\gamma^0 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{bmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{bmatrix}$

czyli:

$$(\gamma^{0,1,3})^* = \gamma^{0,1,3} \quad (\gamma^2)^* = -\gamma^2$$

# Sprzężenie ładunkowe

Zamiana cząstki na antycząstkę (wykład 1)  $e^{-iEt} \rightarrow e^{+iEt} = (e^{-iEt})^*$

$$(\gamma^\mu (i\partial_\mu - qA_\mu) - m) \psi = 0 \quad \longleftarrow \quad \text{sprzężenie zespolone}$$

$$(\gamma^{*\mu} (-i\partial_\mu - qA_\mu) - m) \psi^* = 0$$

Macierze gamma  $\gamma^0 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{bmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{bmatrix}$

czyli:

$$(\gamma^{0,1,3})^* = \gamma^{0,1,3} \quad (\gamma^2)^* = -\gamma^2$$

Mnożąc z lewej strony  $\gamma^2(\gamma^{0,1,3})^* = -\gamma^{0,1,3}\gamma^2 \quad \gamma^2(\gamma^2)^* = -\gamma^2\gamma^2$

$$((\gamma^\mu)^* (-i\partial_\mu - qA_\mu) - m) \psi^* = 0 \quad \longleftarrow \quad \gamma^2 \times$$

$$(\gamma^\mu (i\partial_\mu + qA_\mu) - m) \underline{\gamma^2 \psi^*} = 0$$

$$\psi^c$$

Równanie Diraka dla cząstki o przeciwnym ładunku



# Sprzężenie ładunkowe

Definiujemy:

$$\psi^c = \underbrace{-i\gamma^2}_{\text{rzeczywiste}} \psi^*$$

Transformacja odwrotna:

$$\psi^* = -i\gamma^2 \psi^c \quad \longleftarrow \quad (\gamma^2)^2 = -1$$

$$\psi = -i\gamma^2 (\psi^c)^* \quad \longleftarrow \quad -i\gamma^2 \in \mathfrak{R}$$

$$\psi^\dagger = -i (\psi^c)^T \gamma^2 \quad \longleftarrow \quad (\gamma^2)^T = \gamma^2$$

$$\gamma^i = \begin{bmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{bmatrix}$$

# Sprzężenie ładunkowe

Definiujemy:

$$\psi^c = \underbrace{-i\gamma^2}_{\text{rzeczywiste}} \psi^*$$

Transformacja odwrotna:

$$\psi^* = -i\gamma^2 \psi^c \quad \longleftarrow \quad (\gamma^2)^2 = -1$$

$$\psi = -i\gamma^2 (\psi^c)^* \quad \longleftarrow \quad -i\gamma^2 \in \mathfrak{R}$$

$$\psi^\dagger = -i (\psi^c)^T \gamma^2 \quad \longleftarrow \quad (\gamma^2)^T = \gamma^2$$

Gęstość Lagrange'a powinna być niezmiennicza ze względu na  $C$  (charge conjugation) w szczególności

$$\overline{\psi}\psi = \overline{\psi^c}\psi^c$$

# Sprzężenie ładunkowe

Definiujemy:

$$\psi^c = \underbrace{-i\gamma^2}_{\text{rzeczywiste}} \psi^*$$

Transformacja odwrotna:

$$\psi^* = -i\gamma^2 \psi^c \quad \longleftarrow \quad (\gamma^2)^2 = -1$$

$$\psi = -i\gamma^2 (\psi^c)^* \quad \longleftarrow \quad -i\gamma^2 \in \mathfrak{R}$$

$$\psi^\dagger = -i (\psi^c)^T \gamma^2 \quad \longleftarrow \quad (\gamma^2)^T = \gamma^2$$

Gęstość Lagrange'a powinna być niezmiennicza ze względu na  $C$  (charge conjugation) w szczególności

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}^c\psi^c$$

Sprawdźmy:  $\bar{\psi}\psi = \psi^\dagger \gamma^0 \psi = -(\psi^c)^T \gamma^2 \gamma^0 \gamma^2 (\psi^c)^* = -(\psi^c)^T \gamma^0 (\psi^c)^*$

# Sprzężenie ładunkowe

Definiujemy:

$$\psi^c = \underbrace{-i\gamma^2}_{\text{rzeczywiste}} \psi^*$$

Transformacja odwrotna:

$$\psi^* = -i\gamma^2 \psi^c \longleftarrow (\gamma^2)^2 = -1$$

$$\psi = -i\gamma^2 (\psi^c)^* \longleftarrow -i\gamma^2 \in \mathfrak{R}$$

$$\psi^\dagger = -i (\psi^c)^T \gamma^2 \longleftarrow (\gamma^2)^T = \gamma^2$$

Gęstość Lagrange'a powinna być niezmiennicza ze względu na  $C$  (charge conjugation) w szczególności

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}^c\psi^c$$

Sprawdźmy:

$$\begin{aligned} \bar{\psi}\psi &= \psi^\dagger \gamma^0 \psi = -(\psi^c)^T \gamma^2 \gamma^0 \gamma^2 (\psi^c)^* = -(\psi^c)^T \gamma^0 (\psi^c)^* \\ &= -\underbrace{(\psi^c)_a \gamma_{ab}^0 (\psi^c)_b^*}_{\text{przestawmy pola } \psi} = +(\psi^c)_b^* \gamma_{ba}^{0T} (\psi^c)_a = (\psi^c)^\dagger \gamma^0 \psi^c = \bar{\psi}^c \psi^c \end{aligned}$$

Musimy zapostulować antykomutację!

$$\gamma^0 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$$

# Parzystość ładunkowa $C$

Parzystość ładunkowa  $C$  zdefiniowana jest dla *mezonów neutralnych*

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

Pierwszy znak minus: przestawienie  $q \leftrightarrow \bar{q}$

Czynnik  $(-1)^{S+1}$  złożenie na spin 0 – f. spinowa antysymetryczna  
na spin 1 – f. spinowa symetryczna

Czynnik  $(-1)^L$  przestawienie przestrzenne

# Parzystość ładunkowa $C$

Parzystość ładunkowa  $C$  zdefiniowana jest dla *mezonów neutralnych*

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

Pierwszy znak minus: przestawienie  $q \leftrightarrow \bar{q}$

Czynnik  $(-1)^{S+1}$  złożenie na spin 0 – f. spinowa antysymetryczna  
na spin 1 – f. spinowa symetryczna

Czynnik  $(-1)^L$  przestawienie przestrzenne

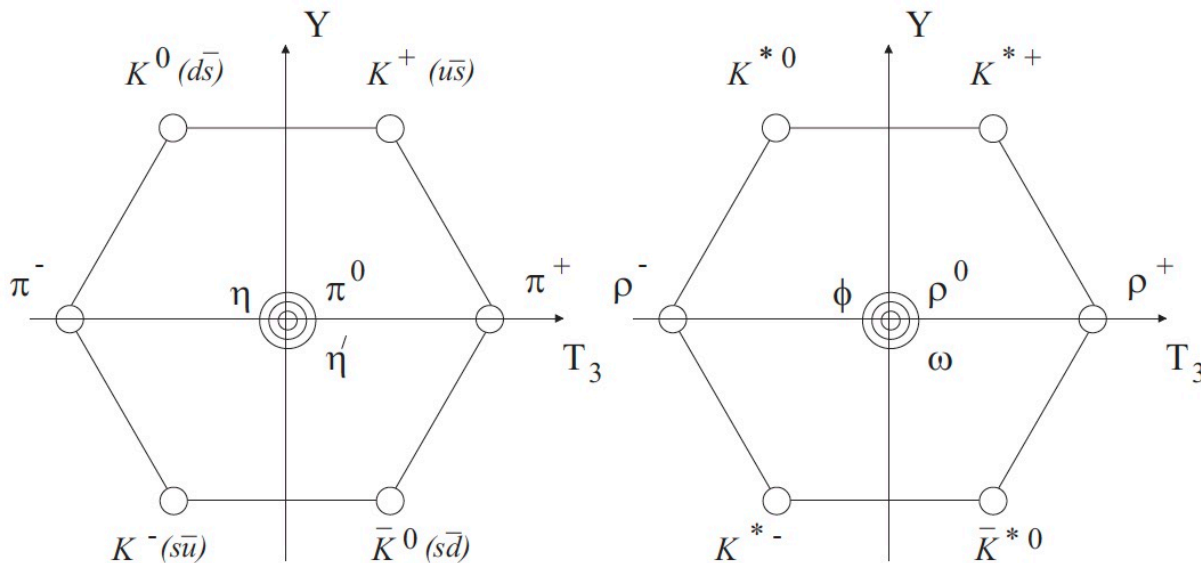
Klasyfikacja mezonów:

$J = L + S$				nonet SU(3)			typowa masa (MeV)
	$L$	$S$	$J^{PC}$	$I = 1$	$I = 1/2$	$I = 0$	
	0	0	$0^{-+}$	$\pi$	$K$	$\eta, \eta'$	500
	0	1	$1^{--}$	$\rho$	$K^*$	$\omega, \phi$	800

# Parzystość $G$

Parzystość ładunkowa jest określona dla mezonów neutralnych, parzystość  $G$  jest rozszerzeniem na mezony naładowane o  $Y = 0$   $\pi^\pm$   $\rho^\pm$

Ponieważ dla tych mezonów zamiana  $q \leftrightarrow \bar{q}$  zmienia ładunek na przeciwny, można jeszcze zamienić  $I_3$  na  $-I_3$ . Wtedy  $\pi^\pm$   $\rho^\pm$  są stanami własnymi.



# Parzystość $G$

Parzystość ładunkowa jest określona dla mezonów neutralnych, parzystość  $G$  jest rozszerzeniem na mezony naładowane o  $Y = 0$   $\pi^\pm$   $\rho^\pm$

Ponieważ dla tych mezonów zamiana  $q \leftrightarrow \bar{q}$  zmienia ładunek na przeciwny, można jeszcze zamienić  $I_3$  na  $-I_3$ . Wtedy  $\pi^\pm$   $\rho^\pm$  są stanami własnymi.

W praktyce dokonujemy obrotu w przestrzeni izospinu np. wokół osi  $y$  o 180 stopni

$$G = C e^{i\pi T_2}$$

gdzie  $C$  jest parzystością dla cząstki neutralnej z danego multipletu izospinowego.

Można pokazać, że dla cząstek o izospinie  $I$   $G_I = (-1)^I C$

Definicję tę rozszerzamy na cząstki neutralne z tego multipletu. Wówczas układ  $n$  pionów

$$G_{n\pi} = (-1)^n$$



# Parzystość $G$

Przy pomocy parzystości  $G$  można wytłumaczyć rozpady mezonów  $\omega$  oraz  $\rho$

$L$	$S$	$J^{PC}$	nonet SU(3)			typowa masa (MeV)
			$I = 1$	$I = 1/2$	$I = 0$	
0	0	$0^{-+}$	$\pi$	$K$	$\eta, \eta'$	500
0	1	$1^{--}$	$\rho$	$K^*$	$\omega, \phi$	800

$$G_I = (-1)^{I+C}$$

$$G_{n\pi} = (-1)^n$$

$$\begin{array}{ccc} \omega & \nrightarrow & 2\pi \\ G = -1 & & G = 1 \end{array} \quad \begin{array}{ccc} \omega & \rightarrow & 3\pi \\ G = -1 & & G = -1 \end{array}$$

$$\begin{array}{ccc} \rho & \rightarrow & 2\pi \\ G = 1 & & G = 1 \end{array} \quad \begin{array}{ccc} \rho & \nrightarrow & 3\pi \\ G = 1 & & G = -1 \end{array}$$

# Twierdzenie $CPT$

Oprócz wymienionych wyżej symetrii wprowadza się trzecią symetrię, tzw. odbicie w czasie, oznaczaną jako  $T$ . Jedno z podstawowych twierdzeń w teorii pola mówi, że kombinowana symetria  $CPT$  jest dokładną symetrią zachowywaną przez wszystkie oddziaływania.