

Liczby kwantowe

- symetrie i prawa zachowania
- ładunek elektryczny
- liczba barionowa
- liczba leptonowa
- spin
- skrętność (helicity)
- parzystość przestrzenna ***
- sprzężenie ładunkowe ***
- symetria CP ***
- izospin ***
- parzystość G
- dziwność, powab, ... (liczby kwantowe związane z zapachem kwarków)

Parzystość przestrzenna

- przestrzenna inwersja współrzędnych ($x, y, z \rightarrow -x, -y, -z$) transformacja
dyskretna
- niezmienniczość układu wielu cząstek względem odwrócenia ich przestrzennych współrzędnych \rightarrow hamiltonian pozostanie niezmienny pod wpływem takiej transformacji $H(r_1', r_2', \dots) = H(-r_1, -r_2, \dots) = H(r_1, r_2, \dots)$
istnieje unitarny operator parzystości P (operator inwersji przestrzennej), który komutuje z hamiltonianem $[P, H] = 0$

$$P \psi(r, t) = \psi(-r, t) = \lambda \psi(r, t)$$

- wartości własne operatora P mogą przyjmować tylko wartości ± 1
dwie kolejne operacje inwersji przestrzennej przywracają wyjściowy układ odniesienia, czyli $P^2 = 1$ (unitarność)
 $P^2 \psi(r, t) = \lambda^2 \psi(r, t) = \psi(r, t) \rightarrow \lambda^2 = 1 \rightarrow \lambda = \pm 1$
dodatnia ($P = +1$) i ujemna ($P = -1$) parzystość układu

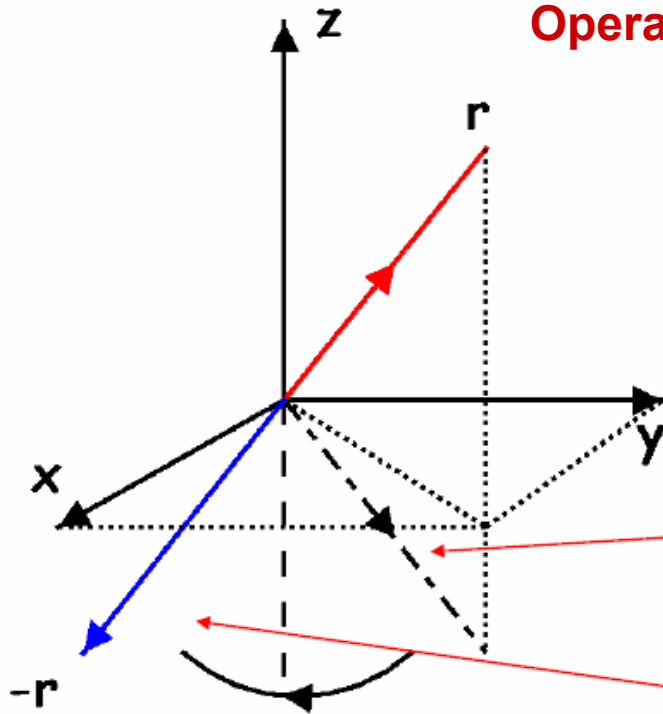
Parzystość przestrzenna

Operator parzystości odwraca współrzędne przestrzenne

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

To przekształcenie jest równoważne :

- odbiciu względem płaszczyzny $x - y$
- po którym następuje obrót wokół osi z



Odbicie względem płaszczyzny $x - y$

Obrót wokół osi z

- Niezmienniczość praw fizyki względem obrotów wynika z założenia izotropii przestrzeni
- Symetria względem inwersji przestrzennej oznacza więc **symetrię względem odbicia lustrzanego**

Czy prawa fizyki są niezmiennicze względem operacji inwersji przestrzennej ?

Eksperyment → **parzystość jest zachowana w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych, natomiast oddziaływania słabe nie zachowują parzystości**

- parzystość wewnętrzna cząstki

działanie operatora parzystości na funkcję własną pędu $\psi_p(\mathbf{x}, t) = \exp [i (\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - Et)]$

$$P\psi_p(\mathbf{x}, t) = P_A\psi_p(-\mathbf{x}, t) = P_A\psi_{-p}(\mathbf{x}, t), \quad A - \text{identyfikuje typ cząstki}$$

Cząstka w spoczynku ($\mathbf{p} = 0$) jest stanem własnym operatora parzystości

P_A – parzystość wewnętrzna cząstki A

- parzystość cząstki posiadającej orbitalny moment pędu

opisanej funkcją własną operatora krętu orbitalnego :

$$\psi_{lm}(\mathbf{r}) = \psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y_l^m(\theta, \phi)$$

R – funkcja zależna od zmiennej radialnej r , $Y_l^m(\theta, \phi)$ – funkcje kuliste zależne od kąta biegunowego (θ) i azymutalnego (ϕ), (l, m) – liczby kwantowe orbitalnego momentu pędu

$$Y_l^m(\theta, \phi) \rightarrow (-1)^l Y_l^m(\theta, \phi) \quad \text{dla } \mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r} \equiv \theta \rightarrow \theta' = \pi - \theta, \phi \rightarrow \phi' = \pi + \phi$$

$$P\psi_{lm}(\mathbf{r}) = P_A\psi_{lm}(-\mathbf{r}) = P_A(-1)^l \psi_{lm}(\mathbf{r})$$

$P_A(-1)^l$ – parzystość cząstki z krętem l

- parzystość jest multiplikatywną liczbą kwantową

parzystość układu cząstek jest równa iloczynowi parzystości wewnętrznych poszczególnych cząstek oraz parzystości związanej z ruchem orbitalnym
np. dla dwóch cząstek

$$P_{\text{całkowita}} = P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^l$$

l – liczba kwantowa orbitalnego momentu pędu względnego ruchu tych cząstek,

P_i – parzystość wewnętrzna cząstki i

Parzystość przestrzenna

- **Kwantowa teoria pola : parzystość wewnętrzna stanu składającego się z cząstki o spinie $\frac{1}{2}$ oraz jej antycząstki jest ujemna**

zachowanie funkcji falowej pojedynczego fermionu przy inwersji nie jest dobrze określone, kreacja i anihilacja fermionów tylko w parach – oddz. elektromagnetyczne naładowanych leptonów i kwarków, oddz. silne kwarków)

- fermiony $P(\text{antycząstka}) = (-1) P(\text{cząstka})$
- bozony $P(\text{antycząstka}) = P(\text{cząstka})$
- klasyczna teoria pola \rightarrow parzystość fotonu $P_\gamma = -1$

Przypisanie parzystości elementarnym fermionom – konwencja:

- leptony $P(e^-) = P(\mu^-) = P(\tau^-) = 1 \rightarrow P(e^+) = P(\mu^+) = P(\tau^+) = -1$
- kwarki $u, d, s, c, b, t \quad P(q) = 1 \rightarrow P(\bar{q}) = -1$

Przypisanie parzystości hadronom – konwencja :

- $P(\text{proton}, uud) = P(\text{neutron}, udd) = +1, P(\text{antyproton}) = P(\text{antyneutron}) = -1$
- $P(K^-) = P(D^-) = P(B^-) = -1, K^-(494) s\bar{u}, D^-(1869) d\bar{c}, B^-(5279) b\bar{u}$

Konwencje dotyczące kwarków i hadronów są równoważne. Eksperymentalnie wyznaczamy nieznaną parzystość analizując wybrane elektromagnetyczne lub silne procesy pod kątem zachowania parzystości, odnosząc się do konwencji hadronowej .

Parzystość przestrzenna

- Parzystość mezonów, $M = q\bar{q}$

$P_M = P_a \cdot P_b \cdot (-1)^L$ L : względny kręt pary $q\bar{q}$ w układzie spoczynkowym mezonu ,
 a, b – kwarki u, d, c, s i b

$P_a \cdot P_b = -1 \rightarrow P_M = (-1)^{L+1}$, dla lekkich mezonów $L = 0$ czyli $P_M = -1$

lekkie mezony ($L = 0$) mają ujemną parzystość , $J^P = 0^-, 1^-$
(porównaj wyznaczanie spinu dla lekkich mezonów)

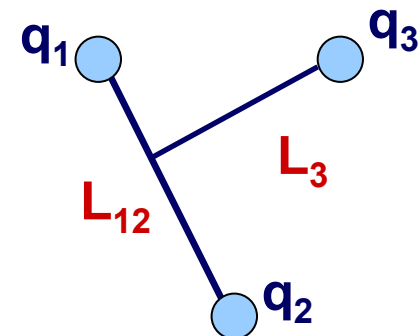
- Parzystość barionów, $B = qqq$

$P_B = P_a \cdot P_b \cdot P_c \cdot (-1)^{L_{12}} \cdot (-1)^{L_3} = (-1)^{L_{12} + L_3}$, a, b, c – kwarki u, d, c, s i b

L_{12} i L_3 wewnętrzne kręty w układzie CM 3 kwarków (układ spoczynkowy barionu)
iloczyn parzystości wewnętrznych (trzech) kwarków $P_a \cdot P_b \cdot P_c = +1$

lekkie bariony ($L_{12} = L_3 = 0$) mają dodatnią parzystość $J^P = 1/2^+, 3/2^+$
(porównaj wyznaczanie spinu dla lekkich barionów)

P (antybarion) = $-P$ (barion)



Operacja przestrzennej inwersji współrzędnych dla różnego typu obiektów

$$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}, \quad \text{pęd } \mathbf{p} = m\dot{\mathbf{r}} \rightarrow -m\dot{\mathbf{r}} = -\mathbf{p}$$

wektory

$$|\mathbf{r}| = (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r})^{1/2} \rightarrow (-\mathbf{r} \cdot -\mathbf{r})^{1/2} = |\mathbf{r}|, \quad |\mathbf{p}| = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{p})^{1/2} \rightarrow |\mathbf{p}|$$

skalary

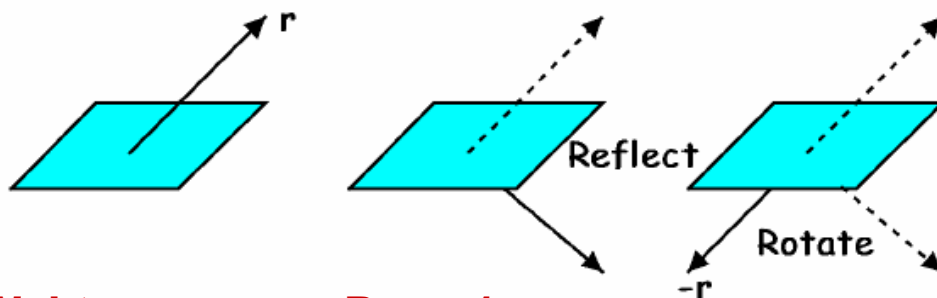
$$\text{orbitalny moment pędu } \mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \rightarrow (-\mathbf{r}) \times (-\mathbf{p}) = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{L}$$

aksjalny wektor

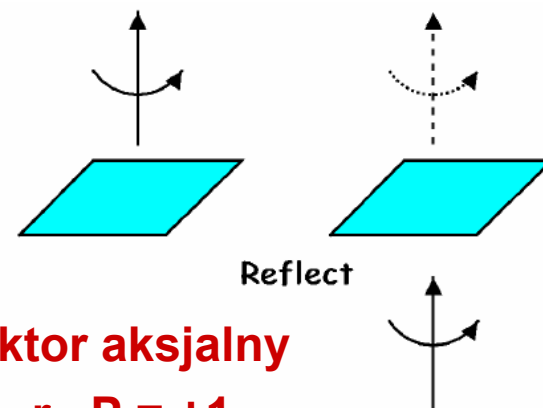
$$\text{tak samo zachowuje się spin } \mathbf{s} \rightarrow \mathbf{s}$$

$$\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) \rightarrow (-\mathbf{a}) \cdot (-\mathbf{b} \times -\mathbf{c}) = -\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c})$$

pseudoskalar



Wektor $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}, P = -1$



Wektor aksjalny
 $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}, P = +1$

J^P – spin i parzystość cząstki określają przestrzenne właściwości transformacyjne funkcji falowej cząstki

$J^P = 0^-$ cząstka pseudoskalarna

$J^P = 1^-$ cząstka wektorowa

$J^P = 0^+$ cząstka skalarna

$J^P = 1^+$ wektor aksjalny

$J^P = 2^+$ tensor

Sprężenie ładunkowe

Sprężenie ładunkowe – przekształcenie symetrii wewnętrznej zamieniające wszystkie cząstki na antycząstki
(pozostawiając je w tym samym stanie kwantowym pędu, położenia, ...)

Każdej cząstce odpowiada antycząstka o tej samej masie i czasie życia oraz przeciwnym ładunku, a tym samym przeciwnym momencie magnetycznym (dla punktowej cząstki Diracowskiej o spinie $\frac{1}{2}$ moment magnetyczny $\mu = (e\hbar / mc) s$; e - ładunek elektryczny, s – spin, cząstka i antycząstka mają taki sam spin s).

$$\begin{aligned} \hat{C} | \text{proton} \rangle &= \hat{C} | uud \rangle = | \bar{u}\bar{u}\bar{d} \rangle = | \text{antyproton} \rangle \\ \hat{C} | \text{antyproton} \rangle &= | \text{proton} \rangle \\ \hat{C} | \text{neutron} \rangle &= \hat{C} | ddu \rangle = | \bar{d}\bar{d}\bar{u} \rangle = | \text{antyneutron} \rangle \\ \hat{C} | e^+ \rangle &= | e^- \rangle \quad \hat{C} | e^- \rangle = | e^+ \rangle \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \text{zmiana liczby barionowej, ładunku} \\ \text{i momentu magnetycznego na przeciwny} \\ \text{zmiana liczby barionowej i momentu} \\ \text{magnetycznego na przeciwny} \\ \text{zmiana liczby leptonowej, ładunku i} \\ \text{momentu magnetycznego na przeciwny} \end{array} \right\}$$

\hat{C} – operator sprzężenia ładunkowego, $| x \rangle$ notacja Diraca bra / ket dla ψ_x ; $| p \rangle \equiv \psi_p$

Operacja sprzężenia ładunkowego zmienia znak wewnętrznych addytywnych liczb kwantowych (ładunku elektrycznego, liczby leptonowej i liczby barionowej, l. kwantowych związanych z zapachem kwarków : dziwności, powabu, piękna i liczby T)

Parzystość ładunkowa

Jeżeli dane oddziaływanie jest niezmiennicze względem operacji sprzężenia ładunkowego to operator \hat{C} komutuje z hamiltonianem $[\hat{C}, H] = 0$

+

Sprzężenie ładunkowe – symetria dyskretna, niezwiązana z własnościami czasoprzestrzennymi oddziaływań



Zachowanie multiplikatywnej liczby kwantowej – parzystości ładunkowej

$$\hat{C} |A\rangle = c |A\rangle$$

dwie kolejne operacje sprzężenia ładunkowego przywracają stan wyjściowy

$$\hat{C} |A\rangle = |\bar{A}\rangle \text{ i } \hat{C} |\bar{A}\rangle = |A\rangle \rightarrow \hat{C}^2 |A\rangle = |A\rangle$$

wartości własne operatora \hat{C}

$$c = \pm 1$$

c – parzystość ładunkowa cząstki

Większość cząstek nie jest stanami własnymi operatora \hat{C}

Oddziaływania silne i elektromagnetyczne są niezmiennicze względem sprzężenia ładunkowego, natomiast oddziaływania słabe nie zachowują parzystości C

Parzystość ładunkowa

Dla jakich cząstek można zdefiniować parzystość c ?

(jakie cząstki są stanami własnymi operatora \hat{C})

Parzystość ładunkową można zmierzyć jedynie dla cząstek, które są całkowicie obojętne (np. foton lub neutralny pion π^0) i są swoimi własnymi antycząstkami

Rozważmy cząstkę o ładunku q . Operator ładunku oznaczamy jako Q .

$$Q | q \rangle = q | q \rangle \quad i \quad C | q \rangle = | -q \rangle$$

$$CQ | q \rangle = qC | q \rangle = q | -q \rangle \quad \text{oraz} \quad QC | q \rangle = Q | -q \rangle = -q | -q \rangle$$

$$[C, Q] | q \rangle = [CQ - QC] | q \rangle = 2q | -q \rangle \rightarrow \mathbf{C \ i \ Q \ komutują \ jedynie \ dla \ q = 0}$$

Taki sam wynik otrzymujemy dla innych addytywnych liczb kwantowych.

Większość cząstek nie jest stanami własnymi operatora \hat{C}

**Tylko cząstki całkowicie obojętne,
które mają addytywne liczby kwantowe równe zero
(ładunek, liczba barionowa, liczba leptonowa, dziwność, powab, ...)
są stanami własnymi operatora sprzężenia ładunkowego ,
np. γ , ρ^0 , ω , ϕ , ψ , Y ($J^{PC} = 1^{--}$) oraz π^0 , η , η' ($J^{PC} = 0^{-+}$)**

Układy cząstek

- Parzystość ładunkowa jest określona dla układu cząstek całkowicie obojętnych

np. $\hat{C} | \gamma\gamma \rangle = C_\gamma C_\gamma | \gamma\gamma \rangle$ **parzystość C jest multiplikatywną liczbą kwantową**

- **Parzystość ładunkową można określić dla układu cząstka – antycząstka ,**

np. dla układu dwóch pseudoskalarnych ($J^P = 0^-$) mezonów π

$\hat{C} | \pi^+ \pi^- ; L \rangle = (-1)^L | \pi^+ \pi^- \rangle$, L – orbitalny moment pędu pary $\pi^+\pi^-$

- **Dla pary fermion – antyfermion** opisanej poprzez liczby kwantowe całkowitego, orbitalnego i spinowego momentu pędu J, L i S

$\hat{C} | f \bar{f} ; J, L, S \rangle = (-1)^{L+S} | f \bar{f} ; J, L, S \rangle$

(parzystości dla układów cząstka – antycząstka wynikają z kwantowej teorii pola)

Parzystość ładunkowa

Model kwarków : π^0 jest stanem 1S_0 zbudowanym z pary $u\bar{u}$ lub $d\bar{d}$

spin i kręt pary $q\bar{q}$ $S = L = 0 \rightarrow C_{\pi^0} = (-1)^{L+S} = (-1)^0 = +1$

parzystość ładunkowa neutralnego mezonu π^0 jest dodatnia

Eksperyment : potwierdzenie przewidywania modelu kwarkowego

- dominujący kanał rozpadu $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ $C_{\pi^0} = (C_\gamma)^2$
rozpad elektromagnetyczny – zachowanie parzystości C
 - parzystość ładunkowa fotonu $C_\gamma = -1$
 - rozpad $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ jest zabroniony $C_{\pi^0} = 1 \neq (C_\gamma)^3 = -1$
eksperyment : $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) / \Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) < 3 \cdot 10^{-8}$
- $C_{\pi^0} = +1$**

Parzystość ładunkowa fotonu (kwantu pola elektromagnetycznego)

wynika z własności klasycznego pola elektromagnetycznego, wytwarzanego przez poruszające się ładunki, opisanego potencjałem wektorowym \mathbf{A} i skalarnym ϕ

operacja sprzężenia ładunkowego : pole elektryczne \mathbf{E} i potencjał skalarny ϕ zmieniają znak

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \rightarrow -\mathbf{E}(\mathbf{x}, t), \quad \phi(\mathbf{x}, t) \rightarrow -\phi(\mathbf{x}, t) \\ \text{potencjał wektorowy} \quad \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) \rightarrow C_\gamma \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) \\ \mathbf{E} = -\nabla\phi - \partial\mathbf{A}/\partial t \end{array} \right\}$$

parzystość ładunkowa fotonu jest ujemna

$$C_\gamma = -1$$

Rozpady η (550) , $J^P = 0^-$

stosunki rozgałęzień (branching ratio)

1. $\eta \rightarrow 2\gamma$

B = 0.39 rozpad elektromagnetyczny

2. $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$

B = 0.32 podobna częstość jak dla rozpadu 1 oraz czas życia η ($\tau = 6 \cdot 10^{-19}$ s) wskazują ,

3. $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$

B = 0.23 że rozpady 2 i 3 są także elektromagnetyczne

$\eta \rightarrow 2\gamma$

$C_\eta = (C_\gamma)^2 = (-1)^2 = +1$

$J^{PC}(\eta) = 0^{-+}$

$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$

$C_\eta = (C_{\pi^0})^3 = 1^3 = +1$

Test niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego dla reakcji :

1. $\eta \rightarrow \pi^+(p_1) + \pi^-(p_2) + \pi^0(p_3)$

cząstki w stanie końcowym posiadają pewien rozkład pędów

2. $\eta \rightarrow \pi^-(p_1) + \pi^+(p_2) + \pi^0(p_3)$

jeżeli oddziaływania elektromagnetyczne zachowują parzystość C ,

to reakcja 2 będąca wynikiem operacji sprzężenia ładunkowego reakcji 1, powinna być od niej nierozróżnialna

➔ rozkłady pędów mezonów π^+ i π^- powinny być identyczne.

Eksperyment : rozkłady π^\pm są zgodne w zakresie błędów eksperymentalnych

Symetria CP

- Transformacja CP jest złożeniem transformacji inwersji przestrzennej P oraz transformacji sprzężenia ładunkowego C
- Oddziaływania silne i elektromagnetyczne zachowują parzystość przestrzenną P i parzystość ładunkową C
- Eksperyment : w oddz. słabych zarówno C, jak i P są silnie niezachowane !!

▼ 1957 odkrycie niezachowania parzystości P w oddziaływaniach słabych doświadczenie pani C. S. Wu *et al.* (asymetria kątowa w rozkładzie elektronów z rozpadu spolaryzowanych jąder kobaltu)

▼ operacja sprzężenia ładunkowego przeprowadza lewoskrętne neutrino ν_L w lewoskrętne antyneutrino $\bar{\nu}_L$, $\hat{C} | \nu_L \rangle = | \bar{\nu}_L \rangle$
ale takiego stanu nie obserwuje się w przyrodzie !!

połączona operacja CP przekształca lewoskrętne neutrino

w obserwowane prawoskrętne antyneutrino $| \nu_L \rangle \xrightarrow{C} | \bar{\nu}_L \rangle \xrightarrow{P} | \bar{\nu}_R \rangle$

- Oczekiwano, że symetria względem CP jest zachowana w oddz. słabych
- 1964 Fitch & Cronin *et al.* , odkrycie łamania symetrii względem CP
(słabe rozpady neutralnych mezonów K^0)

Niezachowanie parzystości w rozpadzie β

- **1956 T. Lee & C. Yang**

teoretyczna analiza dostępnych w tym okresie danych doświadczalnych, obserwacja dwóch kanałów rozpadu mezonów K^+ :

$$K^+ (J^P = 0^-), K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 \quad (P = 1) \quad \text{i} \quad K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^- \quad (P = -1)$$

➔ **hipoteza, że oddziaływania słabe nie zachowują parzystości P**
nagroda Nobla (1957) za prace teoretyczne dotyczące łamania parzystości przestrzennej w oddziaływaniach słabych

- **1957 eksperyment C. S. Wu** – doświadczalne weryfikacja hipotezy Lee i Yanga

pomiar rozkładów kątowych elektronów z rozpadu β jąder kobaltu



Eksperyment C. S. Wu *et al.* (1957) – asymetria kątowa w rozkładzie elektronów
elektrony najchętniej emitowane w kierunku przeciwnym do spinu rozpadającego się jądra

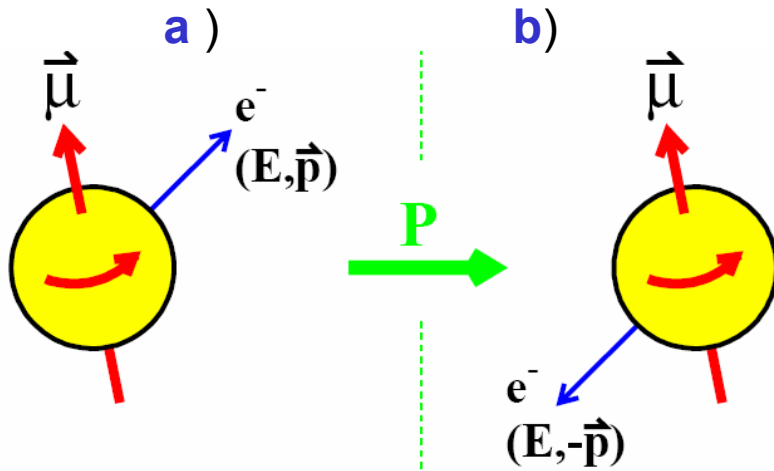
➔ **naruszenie symetrii względem odbić lustrzanych**

Eksperyment C. S. Wu

pomiar rozkładów kątowych elektronów z rozpadu β jąder kobaltu



- ▼ próbka ${}^{60}\text{Co}$ umieszczona w silnym polu magnetycznym, $T = 0.01\text{ K}$
momenty magnetyczne μ i spiny jąder ustawione równoległe do pola magnetycznego
- ▼ Analiza rozkładów kątowych elektronów względem kierunku spinu jąder ${}^{60}\text{Co}$



Topologia rys. b jest lustrzanym odbiciem reakcji na rys. a

działanie operatora P (przypomnienie) :

$$r, p \rightarrow -r, -p$$

$$\text{wektory aksjalne } L = r \times p \rightarrow L, \sigma \rightarrow \sigma, \mu \rightarrow \mu$$

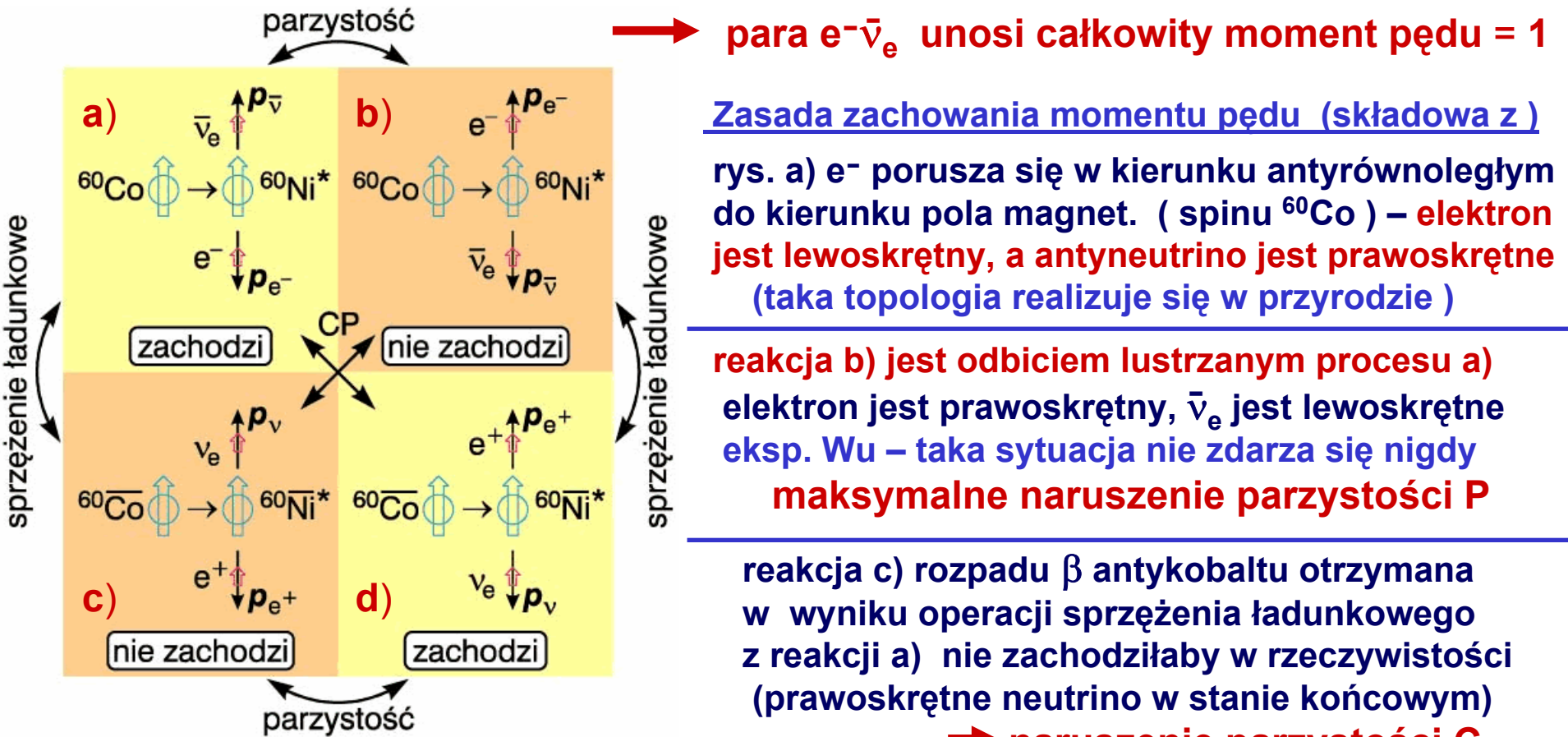
Przy zachowaniu parzystości P \rightarrow jednakowa liczba e^- byłaby emitowana równoległe i antyrównoległe do kierunku pola magnetycznego (kierunku spinu jądra ${}^{60}\text{Co} \sim$ momentu magnetycznego jądra μ)

Doświadczenie – asymetria kątowa w rozkładzie elektronów

elektrony najchętniej emitowane w kierunku przeciwnym do spinu rozpadającego się jądra

Amplitudy prawdopodobieństwa procesów będących odbiciem lustrzanym nie są sobie równe – łamanie parzystości przestrzennej w rozpadzie β

- **Eksperyment C. S. Wu** : spolaryzowane jądro kobaltu o spinie $J = 5$ ulega rozpadowi β na wzbudzone jądro niklu o spinie $J = 4$, ${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$
- spin jądra ${}^{60}\text{Ni}^*$ mniejszy o 1 od spinu jądra ${}^{60}\text{Co}$



Zasada zachowania momentu pędu (składowa z)

rys. a) e^- porusza się w kierunku antyrównoległym do kierunku pola magnet. (spinu ${}^{60}\text{Co}$) – **elektron jest lewoskrętny, a antyneutrino jest prawoskrętne** (taka topologia realizuje się w przyrodzie)

reakcja b) jest odbiciem lustrzanym procesu a) elektron jest prawoskrętny, $\bar{\nu}_e$ jest lewoskrętne eksp. Wu – taka sytuacja nie zdarza się nigdy **maksymalne naruszenie parzystości P**

reakcja c) rozpadu β antykobaltu otrzymana w wyniku operacji sprzężenia ładunkowego z reakcji a) nie zachodziłaby w rzeczywistości (prawoskrętne neutrino w stanie końcowym)

\longrightarrow **naruszenie parzystości C**

Przy założeniu symetrii CP w rozpadach słabych, **z taką samą częstością jak proces a zachodziłby rozpad antykobaltu w procesie d, otrzymany z reakcji a w wyniku operacji CP.** Nie można tego sprawdzić doświadczalnie – nie mamy jąder antykobaltu.

EVIDENCE FOR THE 2π DECAY OF THE K_2^0 MESON*†

J. H. Christenson, J. W. Cronin,† V. L. Fitch,† and R. Turlay§

Princeton University, Princeton, New Jersey

(Received 10 July 1964)



V. L. Fitch R. Turlay J. W. Cronin J.H.Christenson

1980

nagroda Nobla dla Fitcha i Cronina
za odkrycie niezachowania CP

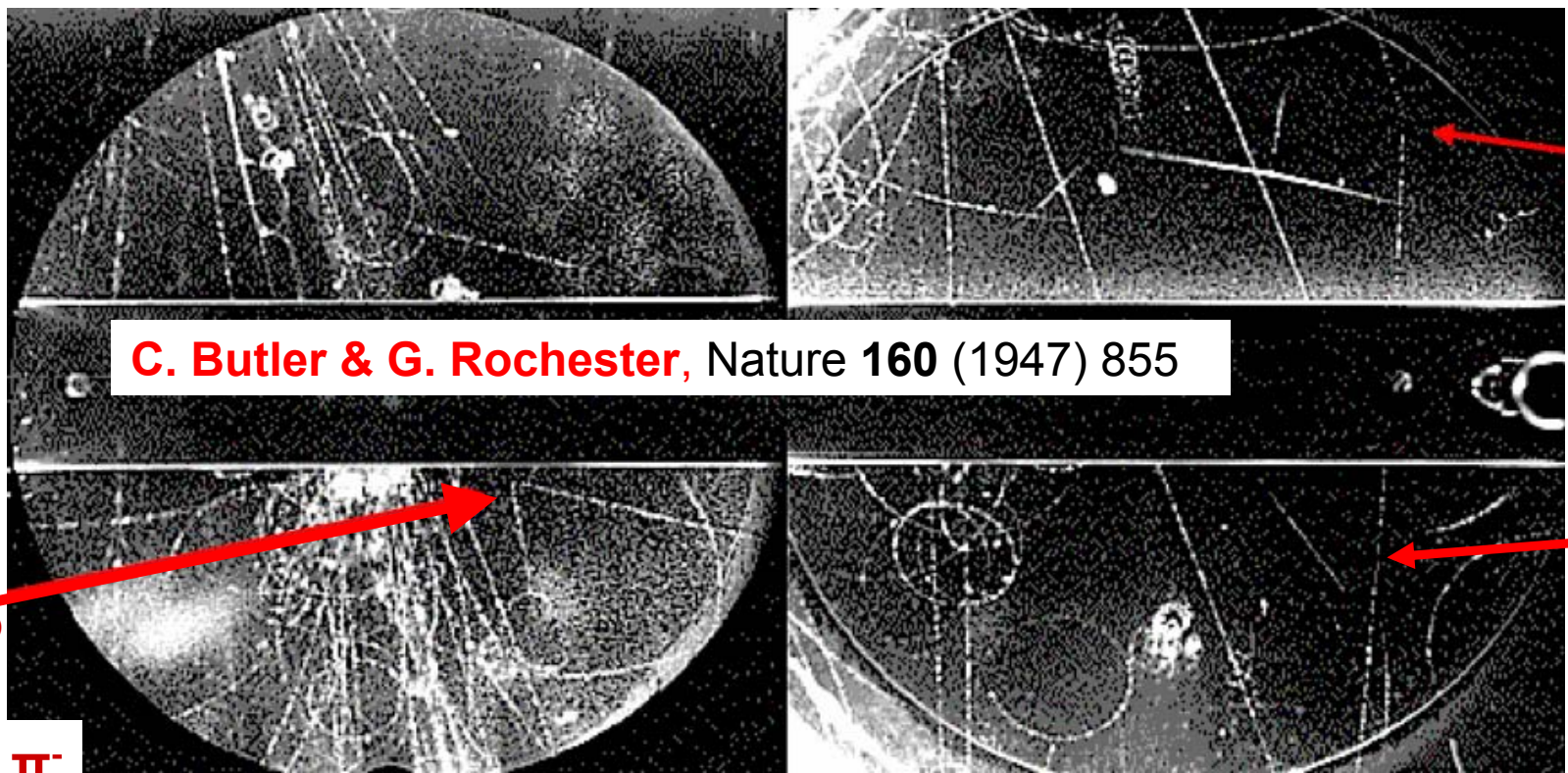
Odkrycie, że **neutralne kaony z długim czasem życia**, rozpadające się zwykle na 3 piony mające $CP = -1$, **rozpadają się także** z prawdopodobieństwem $2 \cdot 10^{-3}$ na 2 piony, dla których $CP = +1$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \approx 0.2\%$$

$$(K_2^0 \equiv K_L^0)$$

● 1947 Odkrycie cząstek dziwnych

rozpad naładowanego kaonu



C. Butler & G. Rochester, Nature 160 (1947) 855

rozpad neutralnego kaonu



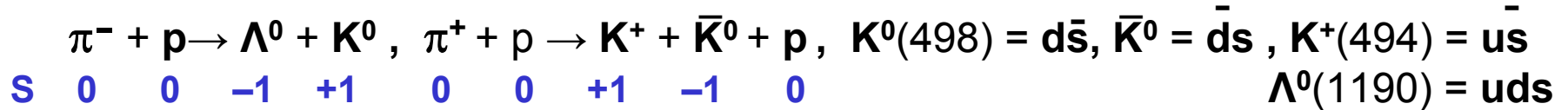
Pierwsze **długożyciowe** "cząstki V" z prom. kosmicznego zarejestrowane w komorze mgłowej. Wkrótce w eksp. akceleratorowych stwierdzono, że **są produkowane tylko w parach** ➡ nowa liczba kwantowa **dziwność** (1953).

Cząstki dziwne produkują się z zachowaniem dziwności w oddziaływaniach silnych, natomiast rozpadają się poprzez niezachowujące dziwności oddziaływania słabe

Niezachowanie CP

1964 Fitch & Cronin niezachowujące dziwności nieleptonowe rozpady neutralnych kaonów łamią symetrię CP

- stowarzyszona produkcja cząstek dziwnych w zachowujących dziwność oddziaływaniach silnych



neutralne kaony ($J^P = 0^-$) K^0 i \bar{K}^0 są stanami o dobrze określonej dziwności, stanowią parę cząstka – antycząstka, nie są stanami własnymi CP

- Oddziaływania słabe
nie zachowują dziwności, nie ma zachowanych liczb kwantowych odróżniających K^0 i \bar{K}^0



Stanami neutralnych kaonów o ustalonych masach i czasach życia są stany o ustalonej parzystości CP.

(założenie – CP jest ścisłą symetrią oddz. słabych)

Te stany rozpadają się poprzez oddziaływania słabe.

Stany o dobrze określonym CP są kombinacjami liniowymi stanów K^0 i \bar{K}^0

Neutralne kaony

stany o dobrze określonym **CP**, K^0_S i K^0_L , są kombinacjami liniowymi stanów K^0 i \bar{K}^0

$$|K^0_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \mathbf{CP} = +1$$

$$|K^0_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \mathbf{CP} = -1$$

$$\begin{array}{ll} C|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle & C|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \\ P|K^0\rangle = -|K^0\rangle & P|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \\ \mathbf{CP}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle & \mathbf{CP}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \end{array}$$



Kwantowomechaniczne zjawisko oscylacji neutralnych kaonów : $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$

Powstający w stowarzyszonej produkcji kaon K^0 po jakimś czasie zmienia się w \bar{K}^0 , który następnie znów przechodzi w K^0 ...

Podobne oscylacje występują również w układzie neutralnych mezonów

zbudowanych z kwarku b, $B_d^0 = \bar{b}d$, $\bar{B}_d^0 = b\bar{d}$ oraz $B_s^0 = \bar{b}s$, $\bar{B}_s^0 = b\bar{s}$

- parzystość cząstki posiadającej orbitalny moment pędu l

$$P = P_A (-1)^l$$

P_A – parzystość wewnętrzna cząstki

- parzystość jest multiplikatywną liczbą kwantową

parzystość układu cząstek jest równa iloczynowi parzystości wewnętrznych poszczególnych cząstek oraz parzystości związanej z ruchem orbitalnym
np. dla dwóch cząstek

$$P_{\text{całkowita}} = P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^l$$

l – liczba kwantowa orbitalnego momentu pędu względnego ruchu tych cząstek,
 P_i – parzystość wewnętrzna cząstki i

Rozpady neutralnych kaonów

Obserwowane eksperymentalnie 2 obojętne kaony to K_S^0 i K_L^0 , K^0 – short i K^0 –long, z różnymi czasami życia i kanałami rozpadu

$$CP | K_S^0 \rangle \rightarrow | K_S^0 \rangle$$

$$CP(K_S^0) = +1$$

zachowanie CP

$$K_S^0 \rightarrow 2\pi, CP(\pi\pi) = +1$$



$$CP | K_L^0 \rangle \rightarrow - | K_L^0 \rangle$$

$$CP(K_L^0) = -1$$

dopuszczalne nieleptonowe kanały rozpadu to :

$$K_L^0 \rightarrow 3\pi, CP(\pi\pi\pi) = -1$$

Rozpady na 2π : $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ (2 bezspinowe cząstki, $J^P(\pi) = 0^-$, $C_{\pi^0} = +1$)

$$P(\pi^0\pi^0) = (P_\pi)^2 (-1)^L = 1, \quad C(\pi^0\pi^0) = (C_{\pi^0})^2 = 1^2 = 1, \quad L - \text{orbitalny moment pędu układu } \pi^0\pi^0$$

układ spoczynkowy rozpadającej się cząstki , zasada zachowania momentu pędu :

$$\text{spin kaonu} = 0 = \text{spin pionów} + L \rightarrow L = 0$$

$$CP(\pi^0\pi^0) = +1$$

$$P(\pi^+\pi^-) = (P_\pi)^2 (-1)^L = 1,$$

$$C(\pi^+\pi^-) = (-1)^L = 1 \rightarrow$$

$$CP(\pi^+\pi^-) = +1$$

Rozpady neutralnych kaonów

Rozpady na 3π : $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$ (3 bezspino we cząstki)

L_{12} – orbitalny moment pędu wybranej pary pionów w ich układzie środka masy

L_3 – kręt 3-go pionu względem środka masy pary $\pi\pi$ w układzie spoczynkowy kaonu

Całkowity moment pędu $L = L_{12} + L_3 = \text{spin (kaonu)} = 0$

$$\longrightarrow L_{12} = L_3$$

$$P(3\pi^0) = P_{\pi^0}^3 (-1)^{L_{12}} (-1)^{L_3} = (-1)^3 = -1, \quad C(3\pi^0) = (C_{\pi^0})^3 = 1$$

$$\longrightarrow \boxed{CP(\pi^0\pi^0\pi^0) = -1}$$

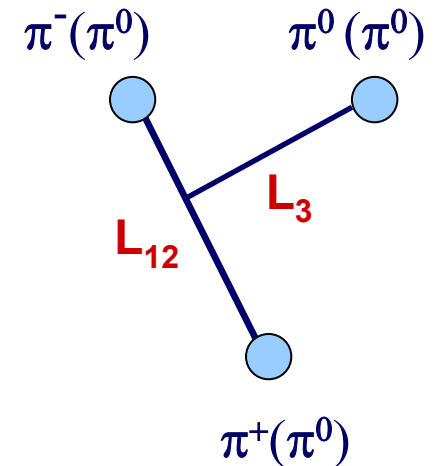
$$P(\pi^+\pi^-\pi^0) = -1 \quad \text{analogicznie jak dla układu } 3\pi^0$$

$$C(\pi^+\pi^-\pi^0) = C_{\pi^0} \cdot C(\pi^+\pi^-) = (-1)^{L_{12}}$$

$$\longrightarrow CP(\pi^+\pi^-\pi^0) = (-1)^{L_{12} + 1}$$

wartość L_{12} można wyznaczyć eksperymentalnie badając rozkłady kątowe naładowanych pionów $\rightarrow L_{12} = 0$

$$\longrightarrow \boxed{CP(\pi^+\pi^-\pi^0) = -1}$$



Niezachowanie CP

Rozpady hadronowe neutralnych kaonów zachodzą poprzez stany własne oddziaływań słabych z określonym CP

Eksperyment :

K_S^0 , $\tau = 0.89 \times 10^{-10}$ s, stosunek rozgałęzień (branching ratio)

$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ $B = 0.31$ $CP = +1$

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ $B = 0.69$ $CP = +1$

K_L^0 , $\tau = 0.53 \times 10^{-7}$ s – dla rozpadu na 3 piony dostępna przestrzeń fazowa jest dość mała i dlatego K_L^0 ma dłuższy czas życia niż K_S^0

$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ $B = 0.21$ $CP = -1$

$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ $B = 0.13$ $CP = -1$

Dominującym kanałem rozpadu dla K_L^0 jest rozpad półleptonowy $K_L^0 \rightarrow \pi l \bar{\nu}^{(-)}$ ($B = 0.66$)

Obserwacja bardzo rzadkich rozpadów $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ (B rzędu 10^{-3})



Transformacja parzystości połączona z operacją sprzężenia ładunkowego nie jest ścisłą symetrią przyrody !!

Naruszenie symetrii CP jest związane z występowaniem w naturze 3 rodzin kwarków.

Niezachowanie CP w rozpadach neutralnych kaonów i pięknych mezonów B – wykłady nt. oddz. słabych

Izospin

- Koncepcja niezależności ładunkowej sił jądrowych

- ▼ Badania struktury jąder atomowych (jądra zwierciadlane)
- ▼ Oddziaływania silne protonów i neutronów z pionami



niezależność silnych oddziaływań od tego, czy uczestniczy w nich proton lub neutron, π^\pm lub π^0

- 1932 Heisenberg

proton i neutron są dwoma stanami wewnętrznymi tej samej cząstki, nukleonu

- nukleonowi przypisuje się nową liczbę kwantową **izospin** $I = \frac{1}{2}$
- proton i neutron odp. stanom o różnych wartościach własnych $I_3 = \pm \frac{1}{2}$
- formalna analogia do opisu stanów zwykłego spinu $\frac{1}{2}(\hbar)$ o wartościach $S_z = \pm \frac{1}{2}(\hbar)$

Izospin : wektor w 3-wymiarowej abstrakcyjnej przestrzeni izospinowej o kartezjańskich współrzędnych I_1, I_2, I_3

Zachowanie izospinu I i I_3 wynika z niezmienniczości oddz. silnych względem obrotów w przestrzeni izospinowej.

Stany własne cząstek oddziałujących silnie można opisać wartościami własnymi

operatora \hat{I}^2 $I(I + 1)$ I może przyjmować **wartości połówkowe lub całkowite**

operatora \hat{I}_3 dla danego I wartości $I_3 = -I, -I + 1, \dots, I - 1, I$

Izospin

Niezmienniczość oddziaływań silnych względem obrotów w przestrzeni izospinu

→ Przybliżone prawo zachowanie izospinu I i jego trzeciej składowej I_3

- Oddziaływania silne zachowują I oraz I_3 (nie rozróżniają m-dzy p i n)
- Oddziaływania elektromagnetyczne zachowują I_3 (sprzężenie do ładunku elektrycznego wyróżnia oś I_3 w przestrzeni izospinowej) , natomiast nie zachowują I (ładunek pozwala rozróżnić m-dzy p i n)
- Oddz. słabe nie zachowują I i I_3 ($u \leftrightarrow d$)

Niezmienniczość izospinowa oddz. silnych dotyczy także **cząstek dziwnych**. Oddz. silne cząstek dziwnych i niedziwnych są "identyczne" z dokładnością do efektów wynikających z ich różnych mas.

Związek m-dzy ładunkiem elektrycznym **Q**, trzecią składową izospinu I_3 , liczbą barionową **B** oraz dziwnością **S**

$$Q = I_3 + (B + S) / 2 = I_3 + Y / 2$$

$$Y = B + S$$

hiperładunek

- $m_u \approx m_d \rightarrow$ przybliżona symetria zapachowa oddziaływań silnych
tzn. zamiana $u \leftrightarrow d$ nie ma znaczenia

Symetria izospinowa oddziaływań silnych jest **symetrią przypadkową** wynikającą z przypadkowej **równości mas najbliższych kwarków**

- kwarki u i d – dwa stany tej samej cząstki

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

kwark u $I = 1/2, I_3 = +1/2$; \bar{u} $I = 1/2, I_3 = -1/2$

kwark d $I = 1/2, I_3 = -1/2$; \bar{d} $I = 1/2, I_3 = +1/2$

pozostałe kwarki $I = 0$

- niezmienniczość oddz. silnych dla zamiany $u \leftrightarrow d$
niezmienniczość względem obrotów w abstrakcyjnej przestrzeni izospinu

$$\begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix} = \hat{U} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$$

$SU(2)$
grupa obrotów

zachowana liczba
kwantowa : **izospin** I, I_3

Izospin

- Symetrii izospinowej podlegają wszystkie stany mezonowe i barionowe, które są połączone przekształceniem polegającym na zamianie kwarków u i d.

- Znajac skład kwarkowy hadronu można wyznaczyć jego izospin.

np. najlżejszy mezon, pion, występuje w trzech stanach ładunkowych (π^+ , π^0 , π^-) które stanowią jedną cząstkę ze względu na oddz. silne.

$$\pi^+ = u\bar{d}, I_3 = +1; \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u}), I_3 = 0; \quad \pi^- = d\bar{u}, I_3 = -1$$

- Symetria izospinowa grupuje hadrony w multiplety izospinowe o krotności $2I + 1$

stany izospinowe $|I, I_3\rangle$

$I = 1/2$ nukleony : **proton** $|1/2, +1/2\rangle$ i **neutron** $|1/2, -1/2\rangle$

$I = 1$ piony : π^+ $|1, +1\rangle$, π^- $|1, -1\rangle$, π^0 $|1, 0\rangle$

$I = 3/2$ bariony Δ^{++} $|3/2, +3/2\rangle$, Δ^+ $|3/2, +1/2\rangle$, Δ^0 $|3/2, -1/2\rangle$, Δ^- $|3/2, -3/2\rangle$

$I = 0$ bariony Λ^0 i Ω^- $|0, 0\rangle$