

Liczby kwantowe

- symetria CP
- izospin

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 kąтова w rozkładzie elektronów z rozpadu spolaryzowanych jąder kobaltu)
 - połączona operacja CP przekształca lewoskrętne neutrino w obserwowane prawoskrętne antyneutrino - oczekiwano, że symetria względem CP jest zachowana w oddziaływaniach słabych
- **1964 Fitch & Cronin *et al.* , odkrycie łamania symetrii względem CP**
(słabe rozpady neutralnych mezonów K^0)

Skrętność (helicity)

$$\lambda = \frac{\vec{p} \cdot \vec{s}}{|\vec{s}| |\vec{p}|}$$

Skrętność - znormalizowana wartość rzutu spinu cząstki (s) na kierunek jej pędu (p) (kierunek ruchu)

Stany helicity (stany o określonej skrętności) – kwantyzacja spinu względem kierunku ruchu cząstki

Zgodnie z równaniem Diraca dla cząstek bezmasowych (lub ultrarelatywistycznych) skrętność $\lambda = \pm 1$

Skrętność neutrin

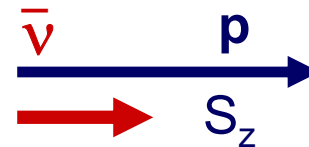
Eksperyment : obserwuje się **jedynie stany neutrin** z rzutem spinu na kierunek ruchu $S_z = -\frac{1}{2} \hbar$, czyli **ze skrętnością $\lambda = -1$** . Natomiast **antyneutrino** mają skrętność $\lambda = +1$.

Neutrino są całkowicie spolaryzowane podłużnie



lewoskrętne neutrino

$$\lambda = -1$$



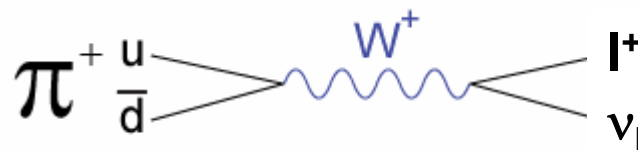
prawoskrętne antyneutrino

$$\lambda = +1$$

Skrętność neutrin uwidacznia się w słabych rozpadach mezonów π^\pm

$$\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu_l, \quad \pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l$$

$$l = e, \mu$$



Stosunek rozgałęzień dla rozpadów

$$\pi \rightarrow e + \nu \quad \text{i} \quad \pi \rightarrow \mu + \nu,$$

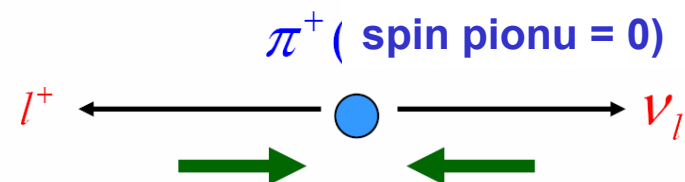
byłyby większy od jedności gdyby neutrino nie było lewoskrętne

$$\frac{BR(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{BR(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = 1.23 \times 10^{-4}$$

Zasada zachowania momentu pędu \rightarrow
spin dodatnio naładowanego leptonu skierowany
przeciwnie do spinu neutrina

\rightarrow naładowany antylepton l^+ jest lewoskrętny

- "zła" skrętność dla e^+ – dla relatywistycznego antyleptonu oczekivalibyśmy prawoskrętności
- rozpad na nierelatywistyczne miony μ^+ – dozwolone stany prawo i lewoskrętne



Układ spoczynkowy pionu :
orientacja spinów / pędów leptonu
i neutrina w rozpadzie pionu

$$m_\pi = 140 \text{ MeV}, \quad m_\mu = 105 \text{ MeV}$$

$$m_e = 0.511 \text{ MeV}$$

$$\frac{BR(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{BR(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left[\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right]^2 = (1.230 \pm 0.004) \times 10^{-4}$$

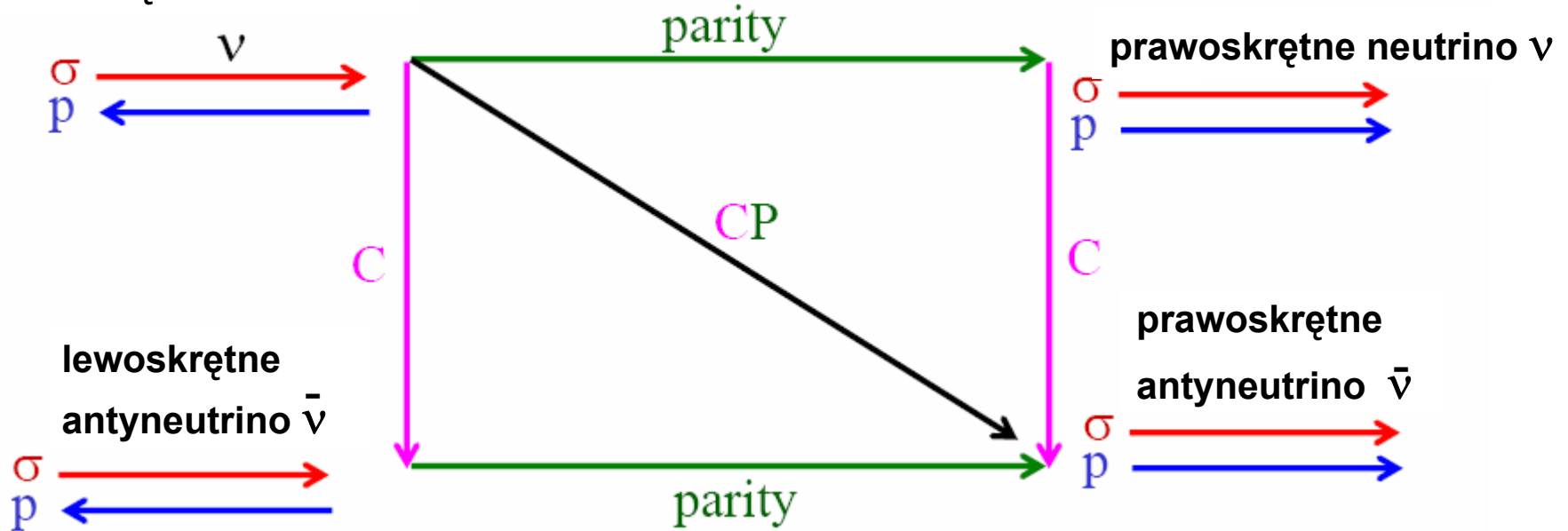
tłumienie rozpadów o złej skrętności

$$\sim 2 \cdot 10^{-5}$$

phase space ~ 5

Jak (anty)neutrino zachowują się przy operacji przestrzennej inwersji współrzędnych (**P**), sprzężenia ładunkowego (**C**) i transformacji **CP**

lewoskrętne neutrino



- Operacja sprzężenia ładunkowego przeprowadza lewoskrętne neutrino ν_L w lewoskrętne antyneutrino $\bar{\nu}_L$, $C | \nu_L \rangle = | \bar{\nu}_L \rangle$ - takiego stanu nie obserwuje się w przyrodzie !
- Operacja inwersji współrzędnych przeprowadza lewoskrętne neutrino ν_L w prawoskrętne neutrino ν_R , $P | \nu_L \rangle = | \nu_R \rangle$ - takiego stanu nie obserwuje się w przyrodzie !

połączona operacja CP przekształca lewoskrętne neutrino w prawoskrętne antyneutrino

$$| \nu_L \rangle \xrightarrow{C} | \bar{\nu}_L \rangle \xrightarrow{P} | \bar{\nu}_R \rangle$$

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



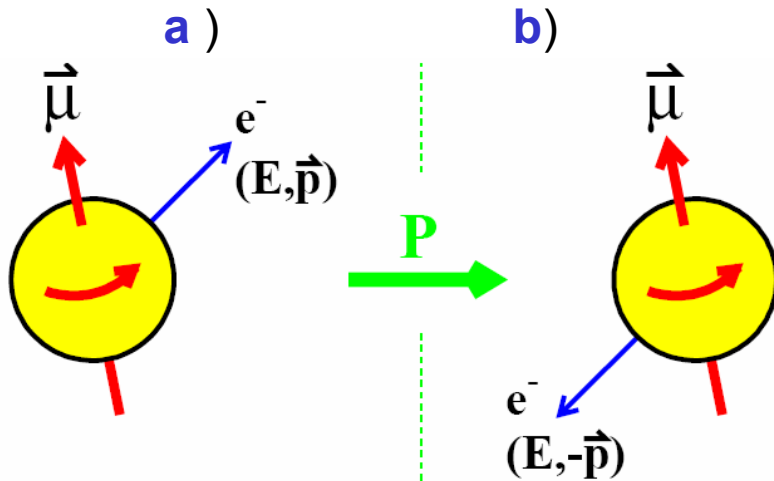
Eksperyment C. S. Wu *et al.* (1957) – asymetria kątowa w rozkładzie elektronów
elektrony najchętniej emitowane w kierunku przeciwnym do spinu rozpadającego się jądra
➔ naruszenie symetrii względem odbić lustrzanych

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) :

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

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

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)

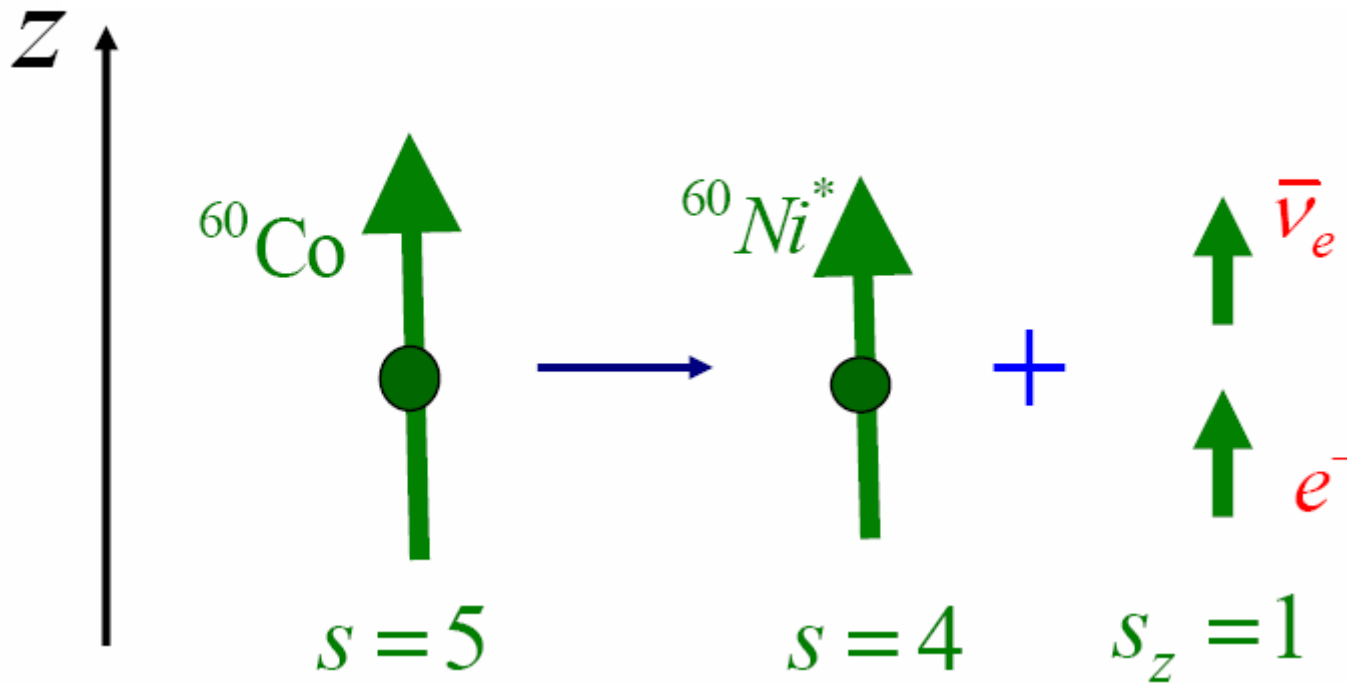
Doświadczenie – asymetria kątowa w rozkładzie elektronów

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

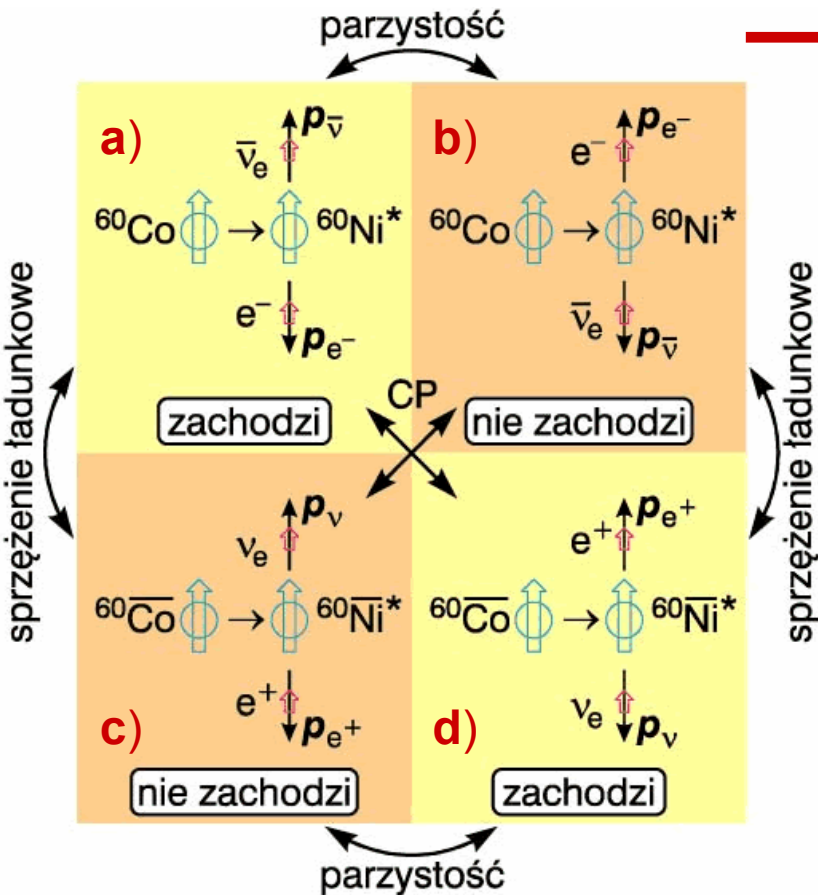
- **Eksperyment C. S. Wu** : spolaryzowane jądro kobaltu o spinie $s = 5$ ulega rozpadowi β na wzbudzone jądro niklu o spinie $s = 4$, ${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$
- spin jądra ${}^{60}\text{Ni}^*$ mniejszy o 1 od spinu jądra ${}^{60}\text{Co}$
 → para $e^-\bar{\nu}_e$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

Zachowanie składowej z momentu pędu układu :



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

→ para $e^-\bar{\nu}_e$ unosi całkowity moment pędu = 1



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)

→ **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.

Odkrycie niezachowania CP

VOLUME 13, NUMBER 4

PHYSICAL REVIEW LETTERS

27 JULY 1964

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

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

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

Odkrycie, że

neutralne kaony z długim czasem życia,
rozpadające się zwykle na 3 piony mające
 $CP = -1$,

rozpadają się także na 2 piony
z prawdopodobieństwem $2 \cdot 10^{-3}$

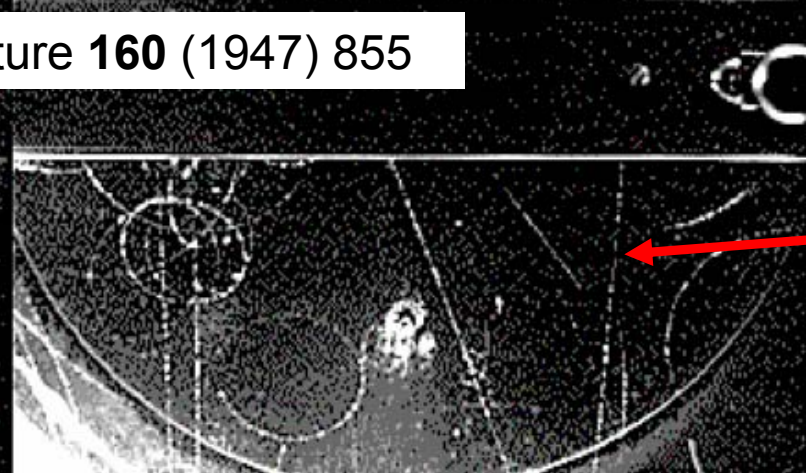
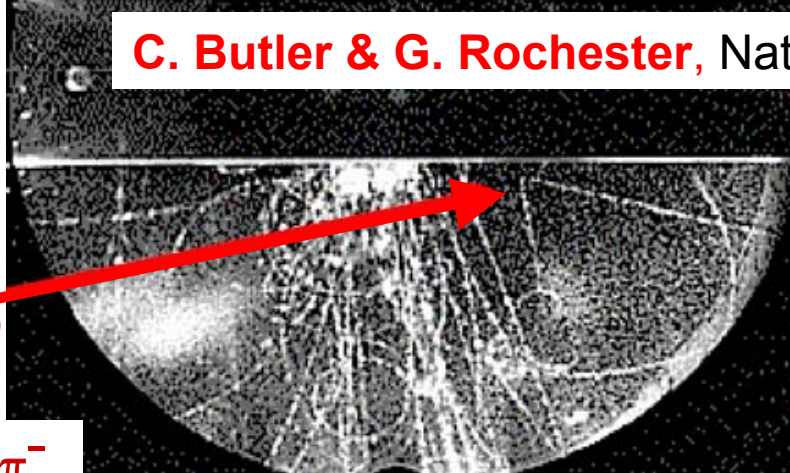
$$CP (2\pi) = +1$$

• 1947 Odkrycie cząstek dziwnych

rozpad naładowanego kaonu



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



rozpad neutralnego kaonu



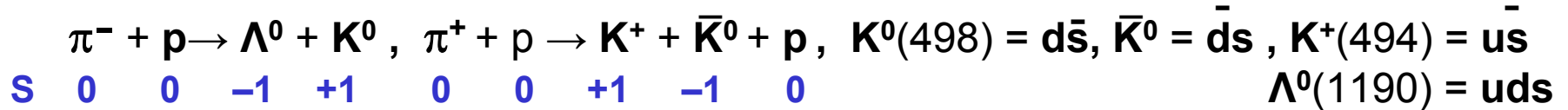
Pierwsze **długożyciowe** "cząstki V" z prom. kosmicznego zarejestrowane w komorze mgłowej. Wkrótce w eksp. akceleratorowych stwierdzono, że **są produkowane tylko w parach** ➡ nowa liczba kwantowa **dziwność** (1953).

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.

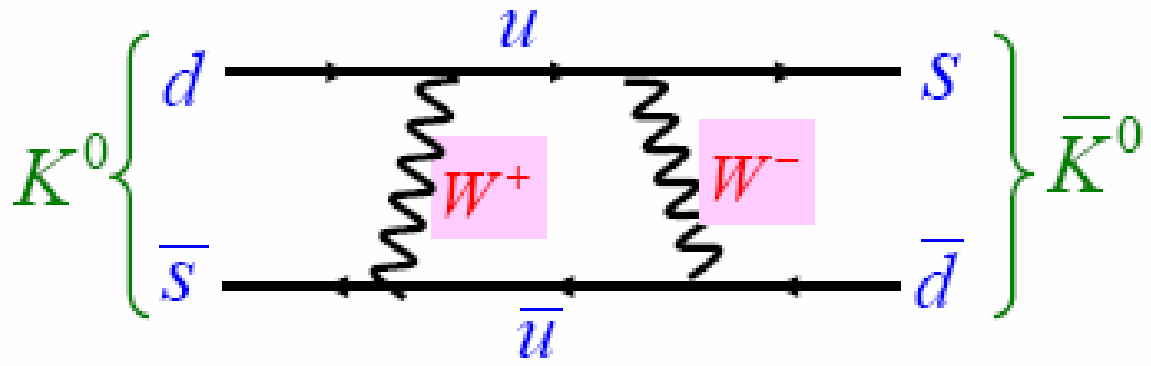
Stany o dobrze określonym CP są kombinacjami liniowymi stanów K^0 i \bar{K}^0

- Nie ma zachowanych liczb kwantowych odróżniających K^0 i \bar{K}^0
- Stanami rozpadającymi się w wyniku oddziaływań słabych są kombinacje

liniowe stanów K^0 i \bar{K}^0 : $a|K^0\rangle + b|\bar{K}^0\rangle$

(stany własne oddziaływań słabych o ustalonym CP)

- Niezachowanie dziwności powoduje **mieszanie $K^0 - \bar{K}^0$**



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

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

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

dopuszczalne nieleptonowe kanały rozpadu to :

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

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

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

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

układ spoczynkowy rozpadającej się cząstki (kaonu), zasada zachowania momentu pędu :

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

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

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

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

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

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 spoczynkow- ym kaonu

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

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

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

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

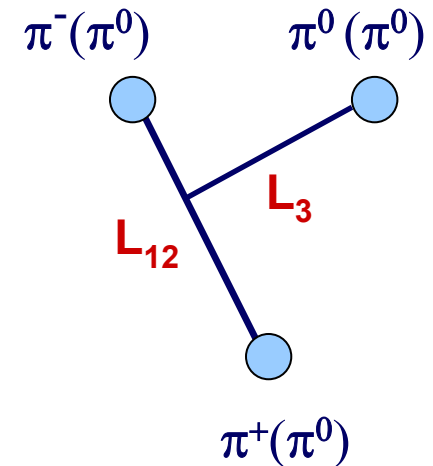
$$P(\pi^+\pi^-\pi^0) = -1 \quad \text{analogicznie jak dla układu } 3\pi^0$$

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

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

wartość L_{12} można wyznaczyć eksperymentalnie badając rozkłady kąto- we 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 $K_L^0 \rightarrow \pi \ell \bar{\nu}^{(-)}$ ($B = 0.66$)

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

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^- $|0, 0\rangle$

Izospin

Stany izospinowe układu 2 nukleonów ($| I, I_3 \rangle$: proton $| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \rangle$, neutron $| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle$)

Stan trypletowy o izospinie $I = 1$, symetryczny względem zamiany nukleonów $1 \leftrightarrow 2$:

$$| 1, 1 \rangle = p(1)p(2), \quad p - \text{funkcja falowa protonu}$$

$$| 1, 0 \rangle = 1/\sqrt{2} [p(1)n(2) + n(1)p(2)], \quad n - \text{funkcja falowa neutronu}$$

$$| 1, -1 \rangle = n(1)n(2),$$

Stan singletowy o izospinie $I = 0$, antysymetryczny względem zamiany nukleonów $1 \leftrightarrow 2$

$$| 0, 0 \rangle = 1/\sqrt{2} [p(1)n(2) - n(1)p(2)]$$

Pełna funkcja falowa układu 2 nukleonów :

$$\psi(\text{pełna}) = \phi(\text{przestrzeń}) \cdot \alpha(\text{spin}) \cdot \chi(\text{izospin}),$$

(dla układu nierelatywistycznego orbitalny i spinowy moment pędu można kwantować niezależnie)

Deuteron (układ proton – neutron) – **pełna funkcja falowa antysymetryczna**

spin 1, spinowa część fn falowej α – symetryczna względem zamiany nukleonów

przestrzenna część fn falowej ϕ symetryczna – symetria $(-1)^l$ względem zamiany nukleonów, nukleony w deuteronie w stanie $l = 0$ z małą domieszką $l = 2$

izospinowa część fn falowej χ musi być antysymetryczna

→ $I = 0$, deuteron jest izosinguletem

1) $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ stan początkowy i końcowy reakcji $I = 1, I_3 = +1$

$$|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle \quad |1, 1\rangle |0, 0\rangle$$

reakcja opisana amplitudą $A (I = 1, I_3 = +1 \rightarrow I = 1, I_3 = +1)$

2) $p + n \rightarrow \pi^0 + d$ stan końcowy reakcji $I = 1, I_3 = 0$

$$|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \quad |1, 0\rangle |0, 0\rangle$$

$$= 1/\sqrt{2} |1, 0\rangle + 1/\sqrt{2} |0, 0\rangle$$

stan początkowy reakcji – superpozycja stanu $I = 0$ (50 %) oraz $I = 1, I_3 = 0$ (50 %)

reakcja opisana amplitudą :

$$1/\sqrt{2} [A (I = 1, I_3 = 0 \rightarrow I = 1, I_3 = 0) + A (I = 0 \rightarrow I = 1, I_3 = 0)]$$

amplituda = 0, ze względu na zachowanie izospinu

Ze względu na niezmienniczość względem obrotów w przestrzeni izospinu

$$A (I = 1, I_3 = +1 \rightarrow I = 1, I_3 = +1) = A (I = 1, I_3 = 0 \rightarrow I = 1, I_3 = 0)$$

oraz niewielkie różnice mas protonu i neutronu oraz π^+ i π^0



$$\sigma (p + p \rightarrow \pi^+ + d) = 2 \sigma (p + n \rightarrow \pi^0 + d)$$

zgodnie
z doświadczeniem