Allgemein findet man für 3. Komp. des Isospins folgende Beziehung:

$$\boxed{\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{\tilde{B}}{2}}$$

<u>Isospin für zusammengesetzte Systeme</u>: 2-Nukleon-System

$$I = 1 \begin{cases} |pp\rangle & I_3 = +1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(|pn\rangle + |np\rangle) & I_3 = 0 \\ |nn\rangle & I_3 = -1 \end{cases}$$

$$I = 0 \quad \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|pn\rangle - |np\rangle\right) \quad I_3 = 0$$

Totale Wellenfkt eines 2-Nukleonen-Zustandes:

$$\Psi_{tot} = \phi_{Raum} \cdot \alpha_{spin} \cdot \chi_{Iso\text{-}spin}$$

Da es sich bei Nukleonen um Fermionen handelt muß Ψ_{tot} antisymmetrisch gegen Vertauschung von $1 \Leftrightarrow 2$ sein!

Bsp: Deuteron $d = |pn\rangle$ mit Spin $J=1$, rel. Drehimpuls $l=0$ (Grundzustand)

ϕ_{Raum}: symmetr. wg $l=0$

α_{spin}: symmetr. wg $J=1$

$\rightsquigarrow \chi_{Iso}$: a-symmetr. $\Rightarrow |d\rangle = |I=0, I_3=0\rangle$

<u>Isospinerhaltung in starker WW:</u>

(1)

	p	$+ p$	$\longrightarrow$	d^+	$+ \pi^+$
I	$1/2$	$1/2$		0	1
I_3	$+1/2$	$+1/2$		0	$+1$

(2)

	p	$+ n$	$\longrightarrow$	d^+	$+ \pi^0$
I	$1/2$	$1/2$		0	1
I_3	$+1/2$	$-1/2$		0	0

p+n können in einem $I=0$ od. $I=1$ Zustand sein. Nur für $I=1$ Zustand ist Reaktion möglich.
$\sigma_2/\sigma_1 = 0{,}5$

Bemerkungen

* Iso-Spin Symmetrie für e.m. WW. nicht anwendbar: $Q(p) \neq Q(n)$
* Iso-Spin in schwacher WW verletzt:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

	n	p	e^-	$\bar{\nu}_e$
I	$1/2$	$1/2$	0	0
I_3	$-1/2$	$+1/2$	0	0

I_3 nicht erhalten!

* Konzept des „starken Isospins" stammt aus einer Zeit zu der man noch nichts über die Quarkzusammensetzung der Hadronen wußte. Heute benutzt man statt dessen die sogenannten Quarkflavor-Quantenzahlen: U, D, C, S, T, B

- Starke + e.m. WW erhalten diese Quantenzahlen
- schwache WW verletzt diese QZ:

Bsp $K^+ (u\bar{s}) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$

	$K^+ (u\bar{s})$	$\mu^+ \nu_\mu$
	$U = +1$	$U = 0$
	$S = -1$	$S = 0$

3.3 Diskrete Transformationen

P: Raumspiegelung → Parität (QZ)
T: Zeitumkehr
C: Ladungskonjugation → C-Parität

Für alle 3 Operationen gilt $O^2 = 1$ d.h. sie sind hermitesch und damit Observablen. Die zugehörigen QZ sind multiplikativ.

•) Raumspiegelung (Parität) P

Wg. $P^2 = 1$ kann der Eigenwert η_P eines Systems nur ± 1 sein!

Bsp.: e. m. Übergänge in einem Atom

Elektronenzustand : $\psi(r, \varphi, \theta) = R(r) \cdot Y^{em}(\varphi, \theta)$

$$P(Y^{em}) = (-1)^{l}\, Y^{em}$$

Elektrischer Dipolübergang ist mit Emission eines Photons γ verbunden. Aus der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ folgt:

$$A^* \rightarrow A + \gamma$$

$$\eta_P(A^*) \rightarrow \eta_P(A) \cdot \eta_P(\gamma)$$

$$\eta_P(A^*) = (-1)\, \eta_P(A) \Rightarrow \eta_P(\gamma) = -1$$

Im allg. gilt für die Eigenparität eines zerfallenden Teilchens T

$$T \rightarrow 1 + 2$$

$$\eta_P(T) = \eta_P(1)\, \eta_P(2) \cdot (-1)^{l}$$

l = relativer Drehimpuls zw. 1 und 2.

Spin und Eigenparität eines Teilchens werden häufig mit J^P angegeben: $J^P(\pi) = 0^-$ oder $J^P(\gamma) = 1^-$

b) Ladungskonjugation C

Wirkung des C-Operators:

$$C\,|\text{Teilchen}\rangle = \underbrace{\eta_C}_{\text{i.a. eine komplexe Zahl}}\,|\text{AntiTeilchen}\rangle$$

Wegen $C^2 = \mathbb{1}$ gilt für Teilchen die ihr eigenes Antiteilchen sind (Eigenzustände zu C): $\eta_C = \pm 1$

Bsp.: $C\,|\gamma\rangle = (-1)\,|\gamma\rangle$ „-1" weil sich alle Felder Drehen $LH \to RH$

$$C\,|\pi^0\rangle = +1 \cdot |\pi^0\rangle$$

$\uparrow$

$\pi^0 \to \gamma\gamma \quad C(\gamma\gamma) = (-1)(-1)$

c) Zeitumkehr

$$\vec{p} \to -\vec{p}$$
$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \to -\vec{L}$$
$$\vec{\sigma} \to -\vec{\sigma}$$

3.4 Paritätsverletzung im β-Zerfall

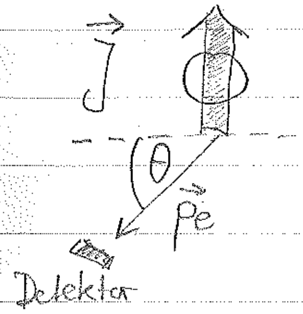
C, P, T Invarianz der WW war lange Zeit ein Dogma der Physik. Nachdem aber Lee & Yang 1956 die Möglichkeit der P-Verletzung in der schwachen WW vorgeschlagen hatten, gelang C. S. Wu bereits 1957 der Nachweis der Paritätsverletzung.

a) Wu-Experiment zur Paritätsverletzung

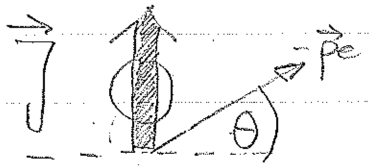
- β-Zerfall: $^{60}Co \longrightarrow {}^{60}Ni^{*} + e^{-} + \bar{\nu}_e$

  $J = 5 \qquad J = 4$

Idee: Verwende polarisiertes ^{60}Co wobei die Spin-Richtung durch äußeres $\vec{B}$ festgelegt wird (Polarisation wird bei niedriger Temp (10 mK) eingefroren)



$$\overset{P}{\Longrightarrow} \qquad \vec{J} \to \vec{J} \qquad \vec{p}_e \to -\vec{p}_e$$



- Observable: $\vec{J} \cdot \vec{p}_e \Longrightarrow -\vec{J} \cdot \vec{p}_e$

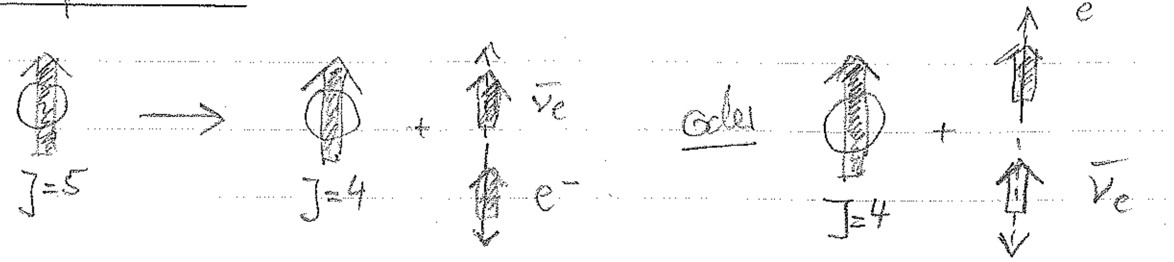
Falls Parität erhalten (= Invarianz unter P) dann sollte die gemessene Winkelverteilung symmetrisch in θ sein, d.h. die gemessene Rate muß in beiden Konfigurationen gleich sein.

Exp: Statt den Detektor zu verschieben wurde die Polarisation des ^{60}Co umgedreht.

⇒ Die gemessene Raten sind für beide Konfigurationen verschieden d.h. die Parität ist verletzt.

siehe auch Fig. 3.1 und Fig. 3.2

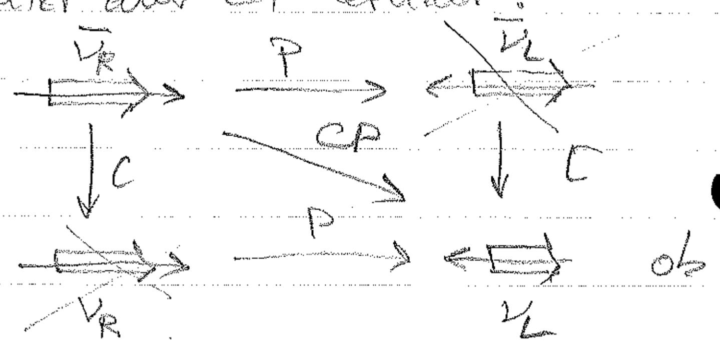
b.) Interpretation:



(1) LH e^- und RH $\bar{\nu}_e$ (2) RH e^- und LH $\bar{\nu}_e$ (nicht beobachtet)

In einer Vielzahl von Experimenten konnte nachgewiesen werden daß nur LH e^- (bzw RH e^+) im schwachen Zerfall entstehen.
In einem weiteren Experiment (Goldhaber, 1957) konnte gezeigt werden, daß die entstehenden $\bar{\nu}_e$ immer RH sind.
(Heute wissen wir: $W^\pm$-Bosonen koppeln nur an LH Fermionen bzw RH Antifermionen.)

c) CP-Verletzung:
Lange Zeit ist man davon ausgegangen daß die schw. WW zwar C und P getrennt verletzt aber CP erhält:
Bsp.: $\bar{\nu}_e$ im β-Zerfall



1964 zeigten Cronin et al das die Symmetrie CP im K^0-Zerfall verletzt ist.
Zur Erhaltung von C, P, CP, T in verschiedenen WW: Fig 3.3

d) CPT Theorem der QFT
Lorentzinvarianz & CPT Invarianz ist eine Eigenschaft lokaler Feldtheorien (Lüders, Pauli, Schwinger): CPT erhalten!

e) Zum Selbststudium: Baryogenese!