## 3.3 Diskrete Transformationen

P: Raumspiegelung = Parität
T: Zeitumkehr
C: Ladungkonjugation (C-Parität)

Für alle drei Operatoren gilt: $O^2 = 1$, d.h. sie sind hermitesch und damit Observablen. Die zugeordneten Quantenzahlen sind multiplikativ.

### a) Raumspiegelung: Parität

Wegen $P^2 = 1$ kann der Eigenwert eines Systems $\eta_P$ nur Werte $\pm 1$ annehmen.

Bsp.: e.m. Übergänge in einem Atom

Elektronenzustände in Atom:

$$\psi(r, \varphi, \theta) = R(r) \cdot Y^{em}(\varphi, \theta)$$
$$P(Y^{em}(\varphi, \theta)) = (-1)^{e}\, Y^{em}(\varphi, \theta)$$

Elektrischer Dipolübergang ist mit Emission eines Photons $\gamma$ verbunden. Aus der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ und

$$A^* \to A + \gamma$$
$$\eta^P_{A^*} \to \eta_A \cdot \eta^P_\gamma \quad \text{(Multiplikative Quantenzahl)}$$

folgt, daß die Eigenparität des Photons $\eta^P(\gamma) = -1$.

Im allg. gilt für die Eigenparität eines zerfallenden Teilchens

$$T \to 1 + 2$$

$$\eta^P_i(T) = \eta^P(1) \cdot \eta^P(2)\,(-1)^{l}$$

$l$ = relativer Drehimpuls

Spin und Eigenparität werden häufig mit $J^P$ angegeben: $J^P(\pi) = 0^-$

b) Ladungskonjugation (C-Parität)

Wirkung des C-Operators:

$$C\,|\text{Teilchen}\rangle = \eta_C\,|\text{Antiteilchen}\rangle$$

wg $C^2|\text{Teilchen}\rangle = \eta_C^2\,|\text{Teilchen}\rangle$

folgt $\eta_C^2 = \pm 1$

Bsp: $C|\gamma\rangle = (-1)\,|\gamma\rangle$ „$-1$" weil sich die Felder drehen

$$C|\pi^0\rangle = C(|\gamma\gamma\rangle) = (-1)^2|\pi^0\rangle$$

$(\pi^0 \to \gamma\gamma)$ d.h. $\eta^C(\pi^0) = +1$

c.) Zeitumkehr

$\vec{p} \to -\vec{p}$
$\vec{L} \to -\vec{L}$
$\vec{\sigma} \to -\vec{\sigma}$

d.) Effekt von C, P und T auf physikalische Größen

| Größe | P | C | T |
|---|---|---|---|
| $\vec{r}$ | $-\vec{r}$ | $\vec{r}$ | $\vec{r}$ |
| $\vec{p}$ | $-\vec{p}$ | $\vec{p}$ | $-\vec{p}$ |
| $\vec{L} = (\vec{r}\times\vec{p})$ | $\vec{L}$ | $\vec{L}$ | $-\vec{L}$ |
| $\vec{\sigma}$ | $\vec{\sigma}$ | $\vec{\sigma}$ | $-\vec{\sigma}$ |
| $\vec{E}$ | $-\vec{E}$ | $-\vec{E}$ | $\vec{E}$ |
| $\vec{B}$ | $\vec{B}$ | $-\vec{B}$ | $-\vec{B}$ |

## 3.4 Paritätsverletzung im (Kern)-β-Zerfall

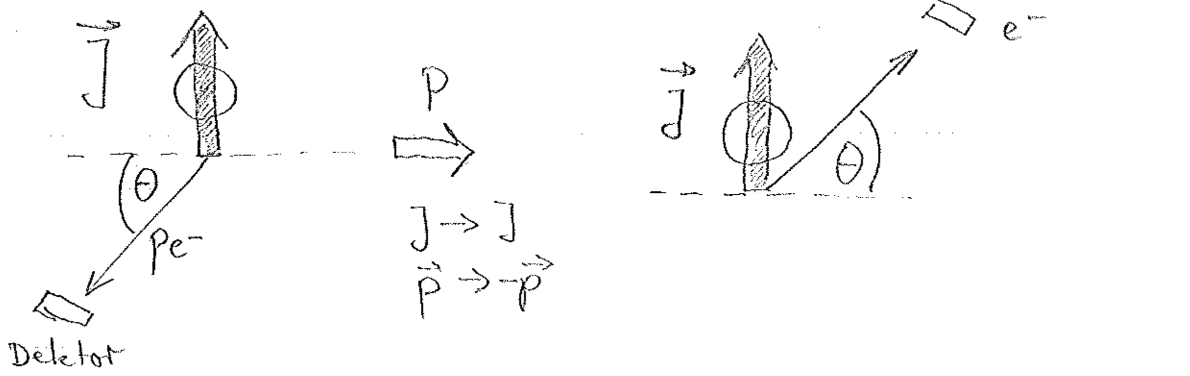
C, P und T Invarianz der WW war lange Zeit eine Art Dogma der Physik. Nachdem Lee & Yang 1956 die Möglichkeit der P-Verletzung in der schwachen WW vorgeschlagen hatten gelang C. S. Wu kurze Zeit später der Nachweis von P-Verletzung.
(1957)

### a) Wu-Experiment zur Paritätsverletzung

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

$\qquad\qquad J=5 \qquad\qquad J=4$

Idee: Verwende polarisiertes ${}^{60}Co$ → Spinrichtung durch äußeres $\vec{B}$
(Polarisation bei sehr niedrigen T (10 mK) mit Hilfe von paramagn. Salz)



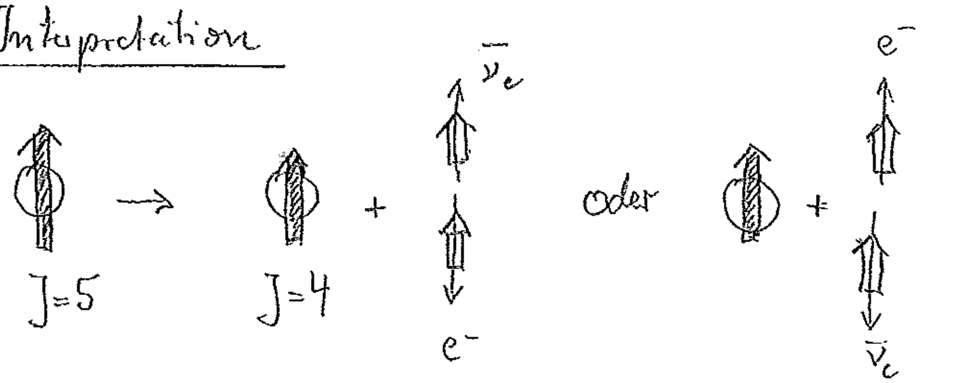

Observable: $\quad \vec{J}\cdot\vec{p}_e \quad \Rightarrow \quad \vec{J}(-\vec{p}_e)$

Falls die Parität erhalten ist (Invarianz unter P) dann sollte die gemessene Winkelverteilung symmetrisch in $\theta$ sein, d.h. die Rate muß in beiden Konfigurationen gleich sein.
Statt den Detektor zu verschieben wurde die Polarisation des ${}^{60}Co$ umgedreht:

Raten sind für beide Konfigurationen verschieden!
⇒ Parität ist verletzt.

Siehe Fig-3-1 + Fig-3.2

## b.) Interpretation



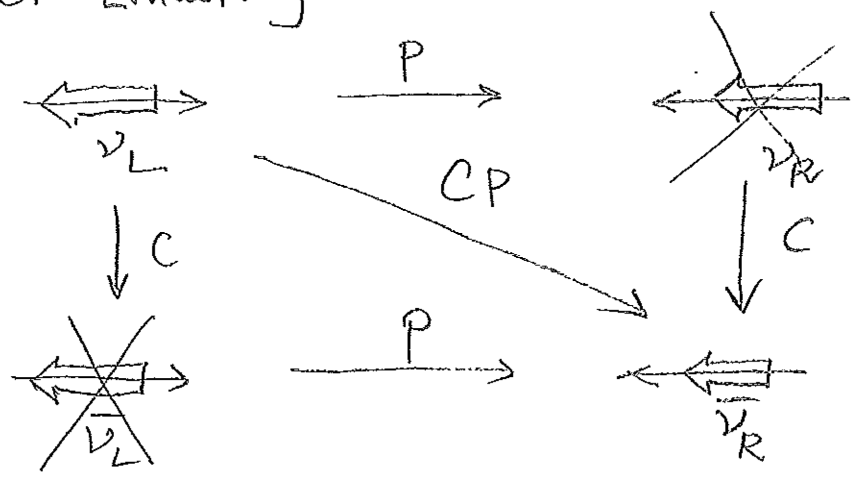

(1) LH $e^-$ + RH $\bar{\nu}_e$ (2) RH $e^-$ + LH $\bar{\nu}_e$

In einer Vielzahl von Experimenten konnte nachgewiesen werden daß nur LH $e^-$ (bzw. RH $e^+$) im schwachen Zerfall entstehen.

In einem weiteren Experiment Goldhaber et al., 1957) konnte nachgewiesen werden daß die entstehenden $\bar{\nu}_e$ RH sind!

Heute wissen wir: $W^\pm$ Bosonen koppeln nur an LH Fermionen
RH Antifermionen


## c) CP-Erhaltung




Lange Zeit ist man davon ausgegangen, daß die schwache WW C und P verletzt und CP erhält.
(1964 Cronin et al): CP-Verletzung in $K^0$-Zerfällen.
C, P, T, CP für verschiedene Wechselwirkungen: $\boxed{\text{Fig-3.3}}$

## d) CPT Theorem der QFT:

Lorentz-invarianz und CPT Invarianz ist eine Eigenschaft lokaler Feldtheorien (Lüders, Pauli, Schwinger)

## e) Baryogenese:

Sacharow (1967): Baryonenzahlverletzung, C+CP V, thermisches Ungleichgewicht