7.2 Paritätsverletzung [Lee, Yang 1956]

Die schwachen Wechselwirkungen wurden ursprünglich als die Ursache für den β-Zerfall des Neutrons entdeckt:

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

In 1932 hat Fermi ein Modell für diesen Prozeß vorgeschlagen:

$$\hat{\mathcal{L}}_I = -G_F \left\{ \hat{\bar{n}} \gamma^\mu \hat{p} \, \hat{\bar{\nu}}_e \gamma_\mu \hat{e} + \hat{\bar{p}} \gamma^\mu \hat{n} \, \hat{\bar{e}} \gamma_\mu \hat{\nu}_e \right\}.$$

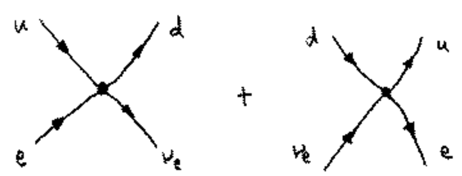
Hier sind $\hat{p}, \hat{n}, \hat{e}, \hat{\nu}_e$, $\hat{\bar{p}}, \hat{\bar{n}}, \hat{\bar{e}}, \hat{\bar{\nu}}_e$ Feldoperatoren, und G_F ist die "Fermi-Kopplung", $G_F = 1.166 \times 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}$.

Heute würden wir Nukleonen mit Partonen ersetzen:

$$\mathcal{L}_I = -G_F \left\{ \hat{\bar{d}} \gamma^\mu \hat{u} \, \hat{\bar{\nu}}_e \gamma_\mu \hat{e} + hc \right\}.$$

"derselbe Ausdruck aber hermitesch konjugiert"

Die Feynman-Vertizes:



Mitte 50er Jahre wurde ein unerwartetes und erstaunliches Phänomen in solchen Zerfällen bemerkt: Parität wird verletzt! Diese Tatsache führt wiederum zu weitreichenden Konsequenzen, z.B. Baryonzahlverletzung.

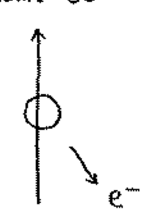
Wie ist es dazu gekommen?

(i) K^+ zerfällt als $K^+ \to \pi^+ + \pi^0$ $(P = +1)$ und auch als

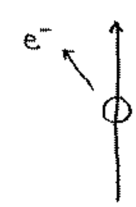
$K^+ \to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$
$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ $(P = -1)$!

(ii) Das berühmte Experiment von C.S. Wu [1957]:

Kobalt-60



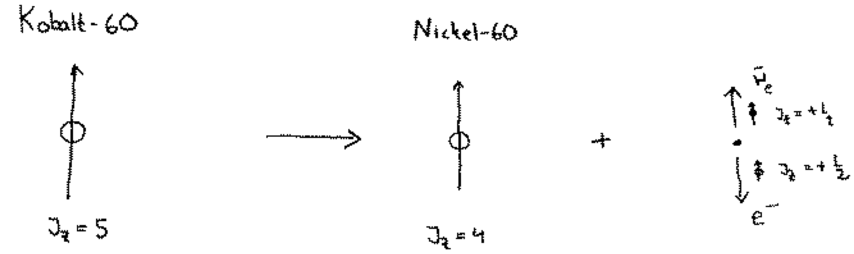
$\hat{P}$ davon:



wird beobachtet!

wird nicht beobachtet!

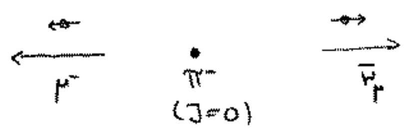
Eine andere Darstellung:



$\Rightarrow$ $\bar{\nu}_e$ sollte immer "rechtshändig" sein (S. 28), mit Helizität $h=+1$

$\Rightarrow$ ν_e —"— "linkshändig" —"— —"— $h=-1$.

(iii) $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ [1961]



Das Myon wird mit $h=1$ beobachtet.
Das Antineutrino wird überhaupt nicht gesehen, aber muß auch $h=+1$ haben, wegen Erhaltung des Drehimpulses!

Diese beobachtungen verlangen <u>eine Änderung des Fermi-Modelles</u>!
Das Modell muß immer noch Lorentz-invariant bleiben $\Rightarrow$ den Helizitätsoperator von S. 27 können wir nicht benutzen. Aber die Chiralitätsprojektoren P_L, P_R von S. 28 sind nutzbar, und für masselose Teilchen wie die Neutrinos sind Helizität und Chiralität sowieso äquivalent. Also müßen schwache Wechselwirkungen nur "linkshändige" (P_L) Teilchen / "rechtshändige" (P_R) Antiteilchen erzeugen!

$$P_L \equiv \frac{1-\gamma_5}{2} \quad ; \quad P_R \equiv \frac{1+\gamma_5}{2} \quad ; \quad \Psi_L \equiv P_L \cdot \Psi \quad ; \quad \Psi_R \equiv P_R \cdot \Psi$$

$$\Rightarrow \quad \hat{\mathcal{L}}_I^{V-A} \equiv -2\sqrt{2}\, G_F \left\{ \hat{\bar{d}} \gamma^\mu P_L \hat{u} \; \hat{\bar{\nu}}_e \gamma_\mu P_L \hat{e} + \hat{\bar{u}} \gamma^\mu P_L \hat{d} \; \hat{\bar{e}} \gamma_\mu P_L \hat{\nu}_e \right\}$$

$$\overset{\text{vgl. Übungen}}{=} -2\sqrt{2}\, G_F \left\{ \hat{\bar{d}}_L \gamma^\mu \hat{u}_L \; \hat{\bar{\nu}}_{eL} \gamma_\mu \hat{e}_L + \hat{\bar{u}}_L \gamma^\mu \hat{d}_L \; \hat{\bar{e}}_L \gamma_\mu \hat{\nu}_{eL} \right\}.$$

(Dieses Modell wird ein "V-A"-Modell benannt, weil es bewiesen werden kann, daß $\bar{\Psi}_1 \gamma_\mu \Psi_2$ sich als ein Vektor und $\bar{\Psi}_1 \gamma_\mu \gamma_5 \Psi_2$ sich als ein axialer Vektor (vgl. S. 67) transformiert.)

7.3 Seltsamkeitsverletzung

Es ist nicht nur die Parität, die in schwachen Wechselwirkungen verletzt wird, sondern auch viele andere Quantenzahlen. Zum Beispiel:

$$K^+ \to \pi^+\pi^0 \qquad\qquad \Rightarrow \text{ Seltsamkeit } S \text{ wird verletzt}$$
$$\ \pi^+\pi^0\pi^0$$

$$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0 \qquad\qquad \Rightarrow \text{ Charmness } C \text{ —〃—}$$

Wie können diese Reaktionen in das Fermi-Modell eingeschloßen werden?

Wir führen Fermiondupletten ein, bestimmt durch die elektrische Ladung und die "Generation" der Teilchen.

$$\text{Leptonen: } L_1 \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} ; L_2 \equiv \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{matrix} \leftarrow Q = 0 \\ \leftarrow Q = -1 \end{matrix}$$

$$\text{Quarks: } Q_1 \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} ; Q_2 \equiv \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{matrix} \longleftarrow Q = +\frac{2}{3} \\ \longleftarrow Q = -\frac{1}{3} \end{matrix}$$

(In beiden Fällen gibt es auch eine dritte Generation, die wir allerdings momentan vernachläßigen können.)

Aber wie wissen wir eigentlich, daß sowohl c als auch s nur zur zweiten Generation gehören? Wir können eine Konvention nehmen, wobei c die zweite Generation definiert, aber dann sollten die unteren Komponenten eigentlich Linearkombinationen von d und s sein. Und in der Tat:

$$Q_1' \equiv \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \; ; \; Q_2' \equiv \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

$$\theta_c \equiv \text{Cabibbo-Winkel} \approx 13.1^\circ$$

Warum tun wir nicht dasselbe auch mit L_1, L_2?
Weil ν_e und ν_μ beide (in guter Näherung) masselos sind, und deshalb (fast) identisch $\Rightarrow$ eine Rotation macht keinen Unterschied!

Jetzt die Verallgemeinerung! Das ursprüngliche Fermi-Modell (S.70):

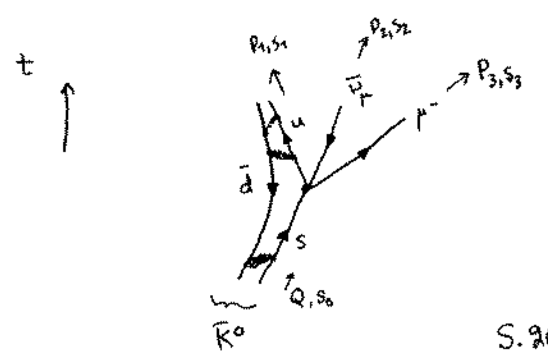
$$\hat{\mathcal{L}}_I = -2\sqrt{2}\, G_F \left\{ \hat{\bar{Q}}_{1L} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \gamma^\mu & 0 \end{pmatrix} \hat{Q}_{1L}\ \hat{\bar{L}}_{1L} \begin{pmatrix} 0 & \gamma_\mu \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \hat{L}_{1L} + h.c. \right\}$$

⇒ Die neue Version:

$$\hat{\mathcal{L}}_I = -2\sqrt{2}\, G_F \sum_{D_L} \sum_{D'_L} \hat{\bar{D}}_L \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \gamma^\mu & 0 \end{pmatrix} \hat{D}_L\ \hat{\bar{D}}'_L \begin{pmatrix} 0 & \gamma_\mu \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \hat{D}'_L$$

wo $D_L, D'_L \in \{ Q'_{1L}, Q'_{2L}, L_{1L}, L_{2L} \}$. Sehr einfach, aber sehr viele verschiedene wichtige Prozeße drin!

<u>Beispiel</u>: Was passiert im Zerfall $\bar{K}^0 \to \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$?



S.26: auslaufende Teilchen in $\hat{\bar{\psi}}$
einlaufende Teilchen + auslaufende Antiteilchen in $\hat{\psi}$.

⇒ kommt von

$$\hat{\mathcal{L}}_I = -2\sqrt{2}\, G_F\ \hat{\bar{\mu}}_L \gamma^\mu \hat{\nu}_L\ \hat{\bar{u}}_L \gamma_\mu \hat{d}'_L$$

$$\Rightarrow -2\sqrt{2}\, G_F \sin\theta_c\ \hat{\bar{\mu}} \gamma^\mu P_L \hat{\nu}\ \hat{\bar{u}} \gamma_\mu P_L \hat{s}$$

Die Amplitude (S.45, 52):

$$\mathcal{M} = -\frac{i}{\sqrt{2}} G_F \sin\theta_c\ \bar{u}(\bar{p}_3, s_3) \gamma^\mu (1-\gamma_5) v(\bar{p}_2, s_2) \times \bar{u}(\bar{p}_1, s_1) \gamma_\mu (1-\gamma_5) u(\bar{q}, s_0)$$

Dann könnten wir $|\mathcal{M}|^2$ berechnen, wie bisher!

——— o ———