

Kapitel 8

Axiale Ladung des Nukleons

Durch die schwache Wechselwirkung kann das Neutron im Beta-Zerfall in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino zerfallen (Abb. 8.1):

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (8.1)$$

bzw. auf der Ebene der Quarks

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (8.2)$$

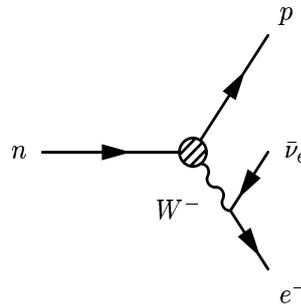


Abbildung 8.1: Feynman-Diagramm des Beta-Zerfalls

Wegen des geringen Massenunterschiedes zwischen Proton und Neutron ist in guter Näherung $p_P = p_N = p$. In dieser Näherung ist das Übergangsmatrixelement für diesen Prozeß[74]

$$T = -i \frac{G_F}{\sqrt{2} V_{ud}} \bar{u}_e(p_e) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\nu(p_\nu) \langle p(\vec{p}, s) | \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d | n(\vec{p}, s) \rangle, \quad (8.3)$$

wobei G_F die Fermi-Konstante und V_{ud} ein Element der CKM-Matrix bezeichnet.

Aufgrund von Lorentz- und Paritätsinvarianz der starken Wechselwirkung müssen die Matrixelemente des Vektor- bzw. Axialvektorstromes zwischen Proton- und Neutronzuständen die Form

$$\langle p(\vec{p}, s) | \bar{u} \gamma_\mu d | n(\vec{p}, s) \rangle = g_V \bar{u}_p \gamma_\mu u_n \quad (8.4)$$

$$\langle p(\vec{p}, s) | \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 d | n(\vec{p}, s) \rangle = g_A \bar{u}_p \gamma_\mu \gamma_5 u_n \quad (8.5)$$

mit Konstanten g_V, g_A haben. Aus der Isospin-Symmetrie folgt weiterhin, daß $g_V = 1$ ist; die *axiale Ladung* g_A des Nukleons hingegen ist durch keine Symmetrie festgelegt. Aus Neutronenzerfallsexperimenten läßt sich g_A experimentell bestimmen[75]; der experimentelle Wert ist 1.270(3)[75].

8.1 Gitterrechnung

Um die axiale Ladung g_A auf dem Gitter zu berechnen, nutzen wir aus, daß

$$\langle p(\vec{p}, s) | \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 d | n(\vec{p}, s) \rangle = \langle p(\vec{p}, s) | A_\mu^{u-d} | p(\vec{p}, s) \rangle \quad (8.6)$$

mit dem Strom

$$A_\mu^{u-d}(x) = \bar{u}(x) \gamma_\mu \gamma_5 u(x) - \bar{d}(x) \gamma_\mu \gamma_5 d(x), \quad (8.7)$$

gilt, so daß zur Bestimmung von g_A ein Flavour-Nichtsingulett-Matrixelement zwischen Protonzuständen berechnet werden muß; dies werden wir mit den in Abschnitt 4.1.3 besprochenen Methoden tun. Wir betrachten die Proton-Dreipunktfunktion

$$C^3(\Gamma^{\text{pol}}, \gamma_2 \gamma_5, t, \tau) \quad (8.8)$$

mit

$$\Gamma^{\text{pol}} = \frac{i}{2} (1 + \gamma_4) \gamma_5 \gamma_2. \quad (8.9)$$

Das asymptotische Verhalten dieser Dreipunktfunktion für $0 \ll \tau \ll t$ ist

$$\begin{aligned} C^3(\Gamma^{\text{pol}}, \gamma_2 \gamma_5, \vec{p} = 0, t, \tau) \\ = e^{-m_p t} \Gamma_{\beta\alpha}^{\text{pol}} \langle 0 | B_\alpha | \vec{p}, s \rangle \langle \vec{p}, s | A_2^{u-d} | \vec{p}, s \rangle \langle \vec{p}, s | \bar{B}_\beta | 0 \rangle \end{aligned} \quad (8.10)$$

$$= g_A e^{-m_p t} Z_p \frac{1}{4m^2} \text{tr} \left(\Gamma^{\text{pol}} u(\vec{p}, s) \bar{u}(\vec{p}, s) \gamma_2 \gamma_5 u(\vec{p}, s) \bar{u}(\vec{p}, s) \right) \quad (8.11)$$

$$= i g_A e^{-m_p t} Z_p. \quad (8.12)$$

Wir erhalten g_A also aus einem Verhältnis von Dreipunkt- und Zweipunktfunktionen

$$R(t, \tau) = -i \frac{C^3(\Gamma^{\text{pol}}, \gamma_2 \gamma_5, \vec{p} = 0, t, \tau)}{C^2(\Gamma_4, 0, t)} \quad (8.13)$$

für $0 \ll \tau \ll t$.

In Abb. 8.2 ist das Verhältnis (8.13) als Funktion von τ für verschiedene Quarkmassen dargestellt; der Wert von t ist fixiert auf $t = 13$ (in Gittereinheiten). Aus den Plateaus bei $0 \ll \tau \ll t$ läßt sich der (unrenormierte) Wert von g_A ablesen; durch Multiplikation mit $Z_A = 1.412$ erhalten wir schließlich g_A als Funktion der Quarkmasse (Abb. 8.3). Eine lineare Extrapolation in den chiralen Limes ergibt

$$g_A = 1.13(2). \quad (8.14)$$

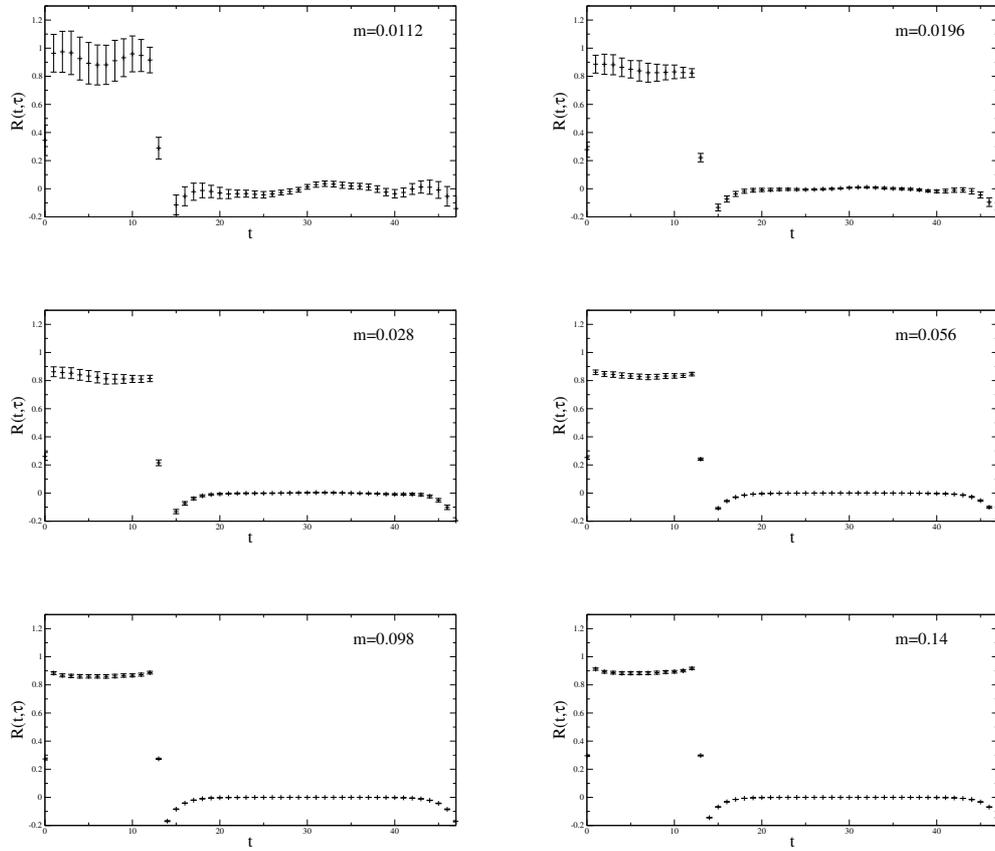


Abbildung 8.2: Das Verhältnis $R(t, \tau)$ (Gl. (8.13)) als Funktion von τ für $t = 13$ bei $\beta = 8.45$.

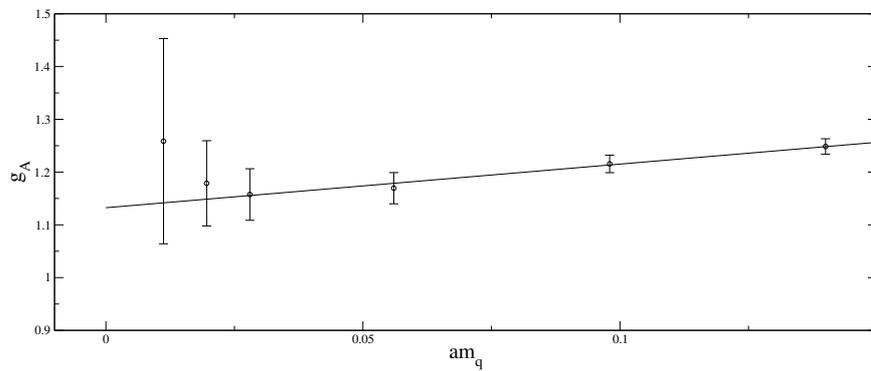


Abbildung 8.3: Axiale Ladung g_A in Abhängigkeit von der Quarkmasse bei $\beta = 8.45$.

