

7. Grundzüge der Quantenelektrodynamik

bisher für Formulierung der Elektrodynamik Gauß-System verwendet

$$\rightarrow \text{Lagrangedichte } \mathcal{L} = -\frac{1}{16\pi} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - j^\mu A_\mu \quad (c=1)$$

$$\rightarrow \text{inhom. Maxwell-Gl. } \partial_\nu F^{\nu\mu} = 4\pi j^\mu$$

↑

Faktor 4π hat den „Vorteil“, dass im Coulombgesetz kein $1/4\pi$ auftritt

aber: vor allem in der Teilchenphysik ist die Verwendung des Heaviside-Systems üblich. Man gelangt vom Gauß-System zum Heaviside-System durch

$$A_\mu \rightarrow \sqrt{4\pi} A_\mu, \quad j^\mu \rightarrow \frac{1}{\sqrt{4\pi}} j^\mu$$



$$F_{\mu\nu} \rightarrow \sqrt{4\pi} F_{\mu\nu}, \quad q \rightarrow \frac{1}{\sqrt{4\pi}} q$$

$$\Rightarrow \mathcal{L} \rightarrow -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - j^\mu A_\mu$$

$$\Rightarrow \text{Feldgl. } \partial_\nu F^{\nu\mu} = j^\mu \quad (\text{ohne } 4\pi)$$

Verwenden ab jetzt das Heaviside-System!

QED2

Quantenelektrodynamik eines Spin- $\frac{1}{2}$ -Feldes (z.B. e^\pm)

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi - j^\mu A_\mu$$

$$j^\mu = q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad \text{elektromagnetische 4-Stromdichte}$$

$q = \text{elm. Ladung des Diracfeldes } \psi$
 $(q = -e \text{ für Elektronfeld})$

$$\text{Bem.: } \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi - q \bar{\psi} j^\mu A_\mu = \bar{\psi} \underbrace{[i g^\mu (\partial_\mu + i q A_\mu) - m]}_{\text{Kovariante Ableitung}} \psi$$

Kovariante Ableitung

$$\rightarrow \mathcal{L}_{\text{QED}} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi$$

$$D_\mu := \partial_\mu + i q A_\mu$$

\mathcal{L}_{QED} ist invariant unter der lokalen $U(1)$ -Eichtransformation

$$\psi(x) \rightarrow e^{-iq\Lambda(x)} \psi(x)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu \Lambda(x)$$

$$\partial_\mu \psi(x) \rightarrow \partial_\mu (e^{-iq\Lambda(x)} \psi(x)) =$$

$$= e^{-iq\Lambda(x)} [\partial_\mu \psi(x) - iq \partial_\mu \Lambda(x) \psi(x)]$$

QED3

$$iq A_\mu(x) \psi(x) \rightarrow iq (A_\mu(x) + \partial_\mu \lambda(x)) e^{-iq\lambda(x)} \psi(x)$$

$$\Rightarrow D_\mu \psi = (\partial_\mu + iq A_\mu) \psi \rightarrow e^{-iq\lambda(x)} D_\mu \psi$$

$$\Rightarrow \bar{\psi} i \not{D} \psi \rightarrow \bar{\psi} i \not{D} \psi \quad \text{invariant}$$

$$\bar{\psi} \psi, F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad \rightarrow \rightarrow$$

$$\Rightarrow \mathcal{L}_{\text{QED}} \text{ invariant}$$

$U(1) = \underline{\text{abelsche Eichgruppe}}$

QED = abelsche Eichtheorie

Feldgleichungen: $(i \not{D} - m) \psi = 0$

$$\partial_\nu F^{\nu\mu} = q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad \underline{\text{nichtlinear!}}$$

Wegen Eichfreiheit $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda$ ist die in A_μ steckende Information redundant \rightarrow Auferlegen einer Eichbedingung.

für das freie elektromagnetische Feld hatten wir die Coulombbedingung gewählt \rightarrow wäre im Prinzip wieder möglich, jedoch ist ein „kovariante“ Eichbedingung bequemer

QED4

praktische Durchführung: Einführen eines eichfixierenden Terms in der Lagrangedichte (Fermi-Trick):

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} \rightarrow \mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{\xi}{2} (\partial_\mu A^\mu)^2 + \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi$$

eichfixierender Term

physikalische Größen hängen nicht von der Zahl des Eichparameters ξ ab!

$$\mathcal{L} = \underbrace{-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{\xi}{2} (\partial_\mu A^\mu)^2}_{\text{bilinear in } A_\mu} + \underbrace{\bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi}_{\text{bilinear in den Feldern}} + \underbrace{-q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu}_{\text{kubisch i. d. Feldern}}$$

\mathcal{L}_0

„freie“ Theorie

\mathcal{L}_{int}
Wechselwirkungs-
term

keine exakte Lösung der nichtlinearen Feldgleichungen möglich → Störungsentwicklung möglich, falls \mathcal{L}_{int} „klein“ genug gegenüber \mathcal{L}_0 (im Fall der QED ist dies möglich, da $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137} \ll 1$ der relevante Entwicklungsparameter ist)