

Probleme der Klein-Gordon-Gly:

- Negative Energien (schwierig interpretierbar):

Beliebige $\vec{A} = \vec{0}, \Phi = 0$ und Separationsansatz $\psi(x_\mu) = \phi_0(t) \phi_1(x_1) \phi_2(x_2) \phi_3(x_3)$

$$\Rightarrow 0 = \frac{1}{\hbar^2 \psi(x_\mu)} (\hbar^2 \partial_\mu^2) \psi(x_\mu) + m^2 c^2 \psi(x_\mu)$$

$$= \frac{\phi_0''(t)}{\phi_0(t)} - \frac{\phi_1''(x_1)}{\phi_1(x_1)} - \frac{\phi_2''(x_2)}{\phi_2(x_2)} - \frac{\phi_3''(x_3)}{\phi_3(x_3)} + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2$$

Exponentialansatz

$$\Rightarrow = -\left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 = -k_1^2 = -k_2^2 = -k_3^2$$

$$\Rightarrow \omega(\vec{k}) = \pm c \sqrt{\vec{k}^2 + (mc/\hbar)^2} \Rightarrow k^0 = \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right) \psi_0 = e^{i k_\mu x^\mu}$$

Mit De-Broglie folgt: $E = \hbar \omega = \pm c \sqrt{(\hbar \vec{k})^2 + (mc)^2}$

und insbesondere $E = -c \sqrt{(\hbar \vec{k})^2 + m^2 c^2}$

→ Die Energie ist nicht nach unten beschränkt, ein wechselwirkendes Teilchen kann also unendlich viel Energie abgeben (und dabei in immer tiefere Energieniveaus fallen)

Eine allgemeine Lsg. der Klein-Gordon-Gly lässt sich mit

$$\psi(x^\mu) = \int (a(\vec{k}) e^{i k_\mu x^\mu} + b^*(\vec{k}) e^{-i k_\mu x^\mu}) \frac{d^3 \vec{k}}{2k^0 (2\pi)^3}$$

finden, da aufgrund der Quadratur zwischen Ableitungen $\partial_\mu^2, \partial_\nu^2$ zft. jedem $\phi_k \propto e^{i k_\mu x^\mu}$ auch $\phi_k^* \propto e^{-i k_\mu x^\mu}$ die Klein-Gordon-Gly löst.

- Negative Dichte (viel schlimmer!):

Suche Kontinuitätsgly. der Form $\partial_\mu j^\mu = 0$

$$\begin{aligned} 0 &= \psi^* \partial_\mu \partial^\mu \psi - \psi (\partial_\mu \partial^\mu \psi)^* \\ &= \frac{\hbar^2 c^2}{\hbar^2} \psi - \frac{\hbar^2 c^2}{\hbar^2} \psi^* \\ &= \psi^* \partial_\mu \partial^\mu \psi - \psi \partial_\mu (\partial^\mu \psi)^* + \frac{i\hbar}{c} (\psi^* A_\mu \partial^\mu \psi + \psi A_\mu (\partial^\mu \psi)^*) \\ &= \frac{i\hbar}{c} A_\mu (\psi^* \partial^\mu \psi + \psi \partial^\mu \psi^*) + \psi^* \frac{i\hbar}{c} A_\mu \psi - \psi \frac{i\hbar}{c} A_\mu \psi^* \\ \psi^* \partial_\mu \partial^\mu \psi &= \partial_\mu (\psi^* \partial^\mu \psi) - (\partial_\mu \psi^*) (\partial^\mu \psi) \\ &= (\partial_\mu \psi^*) (\partial^\mu \psi) + \frac{i\hbar}{c} (\partial_\mu \psi^*) (A^\mu \psi) \\ \psi \partial_\mu (\partial^\mu \psi)^* &= \partial_\mu (\psi (\partial^\mu \psi)^*) - (\partial_\mu \psi) (\partial^\mu \psi)^* \\ &= (\partial_\mu \psi) (\partial^\mu \psi^*) - \frac{i\hbar}{c} (\partial_\mu \psi) (A^\mu \psi^*) \\ &= \partial_\mu (\psi^* \partial^\mu \psi - \psi (\partial^\mu \psi)^*) - (\partial_\mu \psi^*) (\partial^\mu \psi) + (\partial_\mu \psi) (\partial^\mu \psi^*) \\ 0 &= \partial_\mu (\psi^* \partial^\mu \psi - \psi (\partial^\mu \psi)^*) + \frac{i\hbar}{c} A^\mu (\psi^* \partial_\mu \psi - \psi \partial_\mu \psi^* - \psi \partial_\mu \psi^* - \psi^* \partial_\mu \psi) \end{aligned}$$

Klein-Gordon-Gly
Dirac-Gly
Lorentz-invariant

Siehe auch:

$$\Rightarrow j^\mu = \frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \partial^\mu \psi - \psi \partial^\mu \psi^*)$$

$$= \frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \partial^\mu \psi - \psi \partial^\mu \psi^*) - \frac{q}{mc} A^\mu \psi^* \psi$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{i\hbar}{2mc} (\psi^* \partial_\mu \psi - \psi \partial_\mu \psi^*) - \frac{q}{mc} \phi \psi^* \psi \\ \frac{i\hbar}{2mc} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - \frac{q}{mc} \vec{A} \psi^* \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S^0 \\ \vec{j} \end{pmatrix}$$

hier sieht man, dass der Term, der in der Schrödinger Theorie der Wahrscheinlichkeit entspricht nicht positiv definit ist, was jegliche Wahrscheinlichkeitsinterpretation scheitern lässt!

- Die Klein-Gordon-Glg. kann keine Teilchen mit Spin beschreiben

- 2. Zeitabhängigkeit: um Zustand zu bestimmen sind 2 Anfangsbedingungen $\psi(t_0)$, $\partial_t \psi(t)|_{t_0}$ nötig.
 ψ - ψ soll Zustand vollständig definieren