

Einführung in die theoretische Kern- und Teilchenphysik

Vorlesung 7: Darstellungen der Lorentz-Gruppe, Weyl- und Dirac-Fermionen

Hendrik van Hees

Inhaltsverzeichnis

1 Endlichdimensionale Darstellungen der Lorentz-Gruppe	1
2 Spin 1/2: Weyl- und Dirac-Spinoren	5
3 Spin 1/2 + Parität: Quantisiertes Dirac-Feld	13
4 Bibliography	21
1 Endlichdimensionale Darstellungen der Lorentz-Gruppe	

Endlichdimensionale Darstellungen der Lorentz- Gruppe

Literatur: [Col18, Wei95, SU01, LL91]

Endlichdimensionale Darstellungen der Lorentz-Gruppe

- eigentlich brauchen wir unitäre Darstellungen der **Poincarégruppe**
- Raum-Zeit-Translationen: alle Felder **Skalare**
- kanonische **Feldquantisierung**: über **Energie- und Impuls** via Noether
- Lorentz-Gruppe: **eigentliche orthochrone Lorentz-Gruppe** $\text{SO}(1, 3)^\dagger$
- diskrete Symmetrien **CPT**: modellabhängig!
- für **QED und QCD**: mindestens Raumspiegelungs-Invarianz (es sind aber **C, P und T** alle separat Symmetrien)
- **schwache Wechselwirkung**: verletzt alle diskreten Symmetrien bis auf **CPT** (muss erfüllt sein gemäß **CPT-Theorem**)
- **Lie-Algebra der $\text{SO}(1, 3)^\dagger$**
 - kann alle $\hat{\Lambda}$ durch Boosts und Drehungen zusammensetzen: $\hat{\Lambda} = \hat{B}(\eta, \vec{n})\hat{R}(\varphi, \vec{n}')$
 - Beweis: schreibe
 $\hat{\Lambda} = (\underline{e}_0, \underline{e}_1, \underline{e}_2, \underline{e}_3)$:

$$\underline{e}_\mu \cdot \underline{e}_\nu = \eta_{\mu\nu}, \quad \Lambda^0{}_0 = e_0^0 > 1, \quad \det \hat{\Lambda} = +1.$$

- Boost:

$$\begin{aligned} \hat{B}(\eta, \vec{n}) &\equiv \hat{B} = \begin{pmatrix} \cosh \eta & \vec{n}^T \sinh \eta \\ \vec{n} \sinh \eta & (\cosh \eta - 1)\vec{n}\vec{n}^T + \mathbb{1}_3 \end{pmatrix}, \quad \eta = \operatorname{artanh} v, \quad \hat{B}^{-1} = \hat{B}(-\eta, \vec{n}), \\ \hat{B}^{-1}\hat{\Lambda} &= (\hat{B}^{-1}\underline{e}_0, \hat{B}^{-1}\underline{e}_1, \hat{B}^{-1}\underline{e}_2, \hat{B}^{-1}\underline{e}_3) \end{aligned}$$

- setze $\vec{n} = \vec{e}_0 / |\vec{e}_0| \Rightarrow$

$$\underline{e}'_0 = \hat{B}^{-1}\underline{e}_0 = \begin{pmatrix} \cosh \eta e_0^0 - \sinh \eta \vec{n} \cdot \vec{e}_0 \\ -\sinh \eta e_0^0 \vec{n} + (\cosh \eta - 1)(\vec{n} \cdot \vec{e}_0)\vec{n} + \vec{e}_0 \end{pmatrix}.$$

- setze $\vec{e}'_0 = 0 \Rightarrow$ mit $\vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{e}_0) = \vec{e}_0$

$$\cosh \eta |\vec{e}_0| - e_0^0 \sinh \eta = 0 \Rightarrow \tanh \eta = \frac{|\vec{e}_0|}{e_0^0}.$$

- wegen $e_0^0 = \sqrt{1 + \vec{e}_0^2}$ ist $\eta \in \mathbb{R} \Rightarrow \underline{e}'_0 = (1, 0, 0, 0)^T \Rightarrow$
 $\hat{\Lambda}' = \hat{B}^{-1} \hat{\Lambda} = (\underline{e}'_0, \underline{e}'_1, \underline{e}'_2, \underline{e}'_3) \Rightarrow e'_j^0 = \underline{e}'_0 \cdot \underline{e}'_j = 0$
- damit $\vec{e}_j \cdot \vec{e}_k = \delta_{jk}$ und $\vec{e}_1 \cdot (\vec{e}_2 \times \vec{e}_3) = \det \hat{\Lambda}' = 1 \Rightarrow \exists \hat{\mathcal{R}} \in \text{SO}(3)$

$$\hat{R}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & \hat{\mathcal{R}}^{-1} \end{pmatrix},$$

so dass $\hat{R}^{-1} \hat{\Lambda}' = \hat{R}^{-1} \hat{B}^{-1} \hat{\Lambda} = \mathbb{1}_4 \Rightarrow$

$$\hat{\Lambda} = \hat{B}(\eta, \vec{n}) \hat{R}(\varphi, \vec{n}').$$

- Infinitesimale Erzeugende (Lie-Algebra)

- endliche Boosts und Drehungen

$$\hat{B} = \begin{pmatrix} \cosh \eta & \vec{n}^T \sinh \eta \\ \vec{n} \sinh \eta & (\cosh \eta - 1) \vec{n} \vec{n}^T + \mathbb{1}_3 \end{pmatrix}, \quad \hat{R} = \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & \vec{n} \vec{n}^T + (\mathbb{1}_3 - \vec{n} \vec{n}^T) \cos \varphi + \vec{n} \cdot \hat{\vec{\epsilon}} \sin \varphi \end{pmatrix}.$$

mit

$$(\hat{\epsilon}^j)^{ik} = \epsilon^{ijk} = -\epsilon^{jik}.$$

- für kleine $\delta \eta$ bzw. $\delta \varphi$ ist

$$\hat{B} = \mathbb{1}_4 + i \delta \eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{k}}, \quad \hat{R} = \mathbb{1}_4 - i \delta \varphi \vec{n} \cdot \hat{\vec{s}}.$$

mit

$$\hat{k} = -i \text{id}_\eta \hat{B}|_{\eta=0} = -i \begin{pmatrix} 0 & \vec{n}^T \\ \vec{n} & 0_3 \end{pmatrix}, \quad \hat{s}^j = i \text{id}_\varphi \hat{R}|_{\varphi=0} = i \begin{pmatrix} 0 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & \hat{\epsilon}^j \end{pmatrix}$$

- Kommutatoren (direkt nachrechnen)

$$[\hat{k}^a, \hat{k}^b] = -i \epsilon^{abc} \hat{s}^c, \quad [\hat{s}^a, \hat{s}^b] = +i \epsilon^{abc} \hat{s}^c, \quad [\hat{k}^a, \hat{s}^b] = [\hat{s}^a, \hat{k}^b] = i \epsilon^{abc} \hat{k}^c.$$

- **Boosts bilden keine Untergruppe** und sind i.a. *nicht* kommutativ
- Hintereinanderausführung zweier drehungsfreier(!) Boosts in verschiedenen Richtungen **nicht drehungsfrei**
- nur zwei Boosts in gleicher Richtung bilden **abelsche Untergruppe** mit

$$\hat{B}(\eta_1, \vec{n}) \hat{B}(\eta_2, \vec{n}) = \hat{B}(\eta_1 + \eta_2, \vec{n}).$$

- Bestimmung der (irreduziblen) Darstellungen

- definiere „Pseudospins“

$$\hat{a}^j = \frac{1}{2}(\hat{s}^j + i\hat{k}^j), \quad \hat{b}^j = \frac{1}{2}(\hat{s}^j - i\hat{k}^j)$$

- Kommutatoren (einfach direkt nachrechnen!)

$$[\hat{a}^j, \hat{a}^k] = i\epsilon^{jkl}\hat{a}^l, \quad [\hat{a}^j, \hat{a}^k] = i\epsilon^{jkl}\hat{a}^l, \quad [\hat{a}^j, \hat{b}^k] = 0.$$

- $\Rightarrow \hat{a}$ und \hat{b} erfüllen Kommutatorrelationen für zwei unabhängige Spins

- alle (endlichdimensionalen) irreduziblen Darstellungen aus QM bekannt:

$$\hat{a}^2 |s_a, m_a\rangle = s_a(s_a+1)|s_a, m_a\rangle, \quad \hat{a}^3 |s_a, m_a\rangle = m_a |s_a, m_a\rangle,$$

$$\hat{b}^2 |s_b, m_b\rangle = s_b(s_b+1)|s_b, m_b\rangle, \quad \hat{b}^3 |s_b, m_b\rangle = m_b |s_b, m_b\rangle$$

mit $s_a, s_b \in \{0, 1/2, 1, 3/2, \dots\}$,

$$m_a \in \{-s_a, -s_a+1, \dots, s_a-1, s_a\}, \quad m_b \in \{-s_b, -s_b+1, \dots, s_b-1, s_b\}.$$

- o.B.d.A: wie in QM können Pseudospins hermitesch gewählt werden: $\hat{a}^{j\dagger} = \hat{a}^j, \hat{b}^{j\dagger} = \hat{b}^j$

- entspricht unitären Darstellungen der Drehgruppe SO(3) (ganzzahlige s_a bzw. s_b) bzw. der SU(2) (halbzahliges s_a, s_b)

- Bestimmung der (irreduziblen) Darstellungen

- jede irreduzible Darstellung der $so(1,3)^\dagger$ eindeutig bestimmt durch Paar von Pseudospinquantenzahlen (s_a, s_b)

- dann

$$\hat{s}^j = \hat{a}^j + \hat{b}^j, \quad \hat{k}^j = -i(\hat{a}^j - \hat{b}^j)$$

- wirken auf Vektoren im Kronecker-Produktraum

- Basisvektoren

$$|m_a, m_b\rangle = |m_a\rangle \otimes |m_b\rangle$$

- für $s_b = 0$: $|m_a, m_b\rangle \equiv |m_a\rangle$

- (s_a, s_b) -Darstellung ist $(2s_a+1)(2s_b+1)$ -dimensional

- (s_a, s_b) -Darstellung: Rotationsuntergruppe enthält irreduzible Spin-darstellungen $s \in \{|s_a - s_b|, |s_a - s_b| + 1, \dots, s_a + s_b\}$ (cf. **Drehimpulsaddition in QM**)
- \hat{s}^j hermitesch \Rightarrow Rotationsuntergruppe der $\text{SO}(1, 3)^\dagger$ wird unitär dargestellt
- $\hat{k}^{j\dagger} = -\hat{k}^j$: Boosts werden nicht unitär dargestellt
- \Rightarrow es gibt **keine endlichdimensionalen unitären Darstellungen** der $\text{SO}(1, 3)^\dagger$ (außer der trivialen $(0, 0)$ -Darstellung)
- für Spin $s \geq 1/2$: schließt a priori „relativistische Quantenmechanik“ a la 1. Quantisierung aus!
- $(0, 0)$ -Darstellung führt auf Klein-Gordon-Felder/Teilchen
- vorige Vorlesung: in 1. Quantisierung **keine positiv definite Ladungsdichte**, die man à la Born als Wahrscheinlichkeitsdichte interpretieren könnte!
- „kaonisch quantisiertes“ Klein-Gordon-Feld führt auf **Vielteilchenquantentheorie für Spin-0-Teilchen**
- Poincaré-Symmetrie (Raumzeit-Translationen und $\text{SO}(1, 3)^\dagger$, also Drehungen und Boosts) als **unitäre Darstellung** realisiert
- diskrete Symmetrien C, P, T (nur durch schwache Wechselwirkung verletzt)
- CPT für lokale relativistische QFTn stets Symmetrie

2 Spin 1/2: Weyl- und Dirac-Spinoren

Spin 1/2: Weyl- und Dirac-Fermionen

Literatur: [Col18, PS95, Wei95, SU01, LL91]

Spin-1/2-Darstellungen

- einfachste Darstellungen mit Spin 1/2: (1/2,0) und (0,1/2)
- enthalten nur Spin 1/2
- im Folgenden: (1/2,0)-Darstellung linkshändige Weyl-Spinoren (0,1/2)-Darstellung rechtshändige Weyl-Spinoren
- Linkshändige Weyl-Spinoren

– Generatoren für Boosts und Drehungen:

$$\hat{a}_L^j = \frac{1}{2} \hat{\sigma}^j, \quad \hat{b}_L^j = 0 \Rightarrow \hat{k}_L^j = -\frac{i}{2} \hat{\sigma}^j, \quad \hat{s}^j = \frac{1}{2} \hat{\sigma}^j.$$

– Pauli-Matrizen

$$\hat{\sigma}^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

– Eigenschaften der Pauli-Matrizen (direkt nachrechnen)

$$\hat{\sigma}^{j\dagger} = \hat{\sigma}^j, \quad \text{Tr } \hat{\sigma}^j = 0, \quad [\hat{\sigma}^j, \hat{\sigma}^k] = 2i\epsilon^{jkl} \hat{\sigma}^l, \quad \{\hat{\sigma}^j, \hat{\sigma}^k\} = 2\delta^{jk}, \quad \text{Tr}(\hat{\sigma}^j \hat{\sigma}^k) = 2\delta_{jk}.$$

- Endliche Boosts und Drehungen

– Boosts und Drehungen ⇒ wegen $(\vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}})^2 = \vec{n}^2 = 1$ kann Exponentielle Reihe leicht ausgewertet werden:

$$\begin{aligned} \hat{D}_{B,L} &= \exp(i\eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{k}}_L) = \exp\left(\frac{\eta}{2} \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}\right) = \mathbb{1}_2 \cosh\left(\frac{\eta}{2}\right) + \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}} \sinh\left(\frac{\eta}{2}\right), \\ \hat{D}_{R,L} &= \exp(-i\varphi \vec{n} \cdot \hat{\vec{s}}_L) = \exp\left(-i\frac{\varphi}{2} \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}\right) = \mathbb{1}_2 \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) - i\vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right). \end{aligned}$$

- Rechtshändige Weyl-Spinoren

– Generatoren für Boosts und Drehungen:

$$\hat{a}_L^j = 0, \quad \hat{b}_L^j = \frac{1}{2} \hat{\sigma}^j \Rightarrow \hat{k}_R^j = +\frac{i}{2} \hat{\sigma}^j, \quad \hat{s}_R^j = \frac{1}{2} \hat{\sigma}^j.$$

- Boosts und Drehungen

$$\hat{D}_{B,R} = \exp(i\eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{k}}_R) = \exp\left(-\frac{\eta}{2} \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}\right) = \mathbb{1}_2 \cosh\left(\frac{\eta}{2}\right) - \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}} \sinh\left(\frac{\eta}{2}\right),$$

$$\hat{D}_{R,R} = \exp(-i\varphi \vec{n} \cdot \hat{\vec{s}}_R) = \exp\left(-i\frac{\varphi}{2} \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}\right) = \mathbb{1}_2 \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) - i\vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right).$$

- Raumspiegelungen: Parität

- elektromagnetische und starke Wechselwirkungen: spiegelsymmetrisch \Rightarrow brauche Raumspiegelungen als Symmetrieeoperator
- nehme an, $\hat{P} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) = \hat{P}^{-1}$ wird in Darstellungen linear (im Feldformalismus unitär) dargestellt
- $\hat{D}_P \hat{D}(\hat{\Lambda}) \hat{D}_P^{-1} = \hat{D}(\hat{P} \hat{\Lambda} \hat{P})$
- für infinitesimale Boosts und Drehungen (direkt nachrechnen)

$$\hat{P} \hat{\vec{k}} \hat{P} = -\hat{\vec{k}}, \quad \hat{P} \hat{\vec{s}} \hat{P} = \hat{\vec{s}}$$

- Anschauung: Boost in Richtung von Relativgeschwindigkeit zwischen Inertialsystemen $\Rightarrow \hat{\vec{k}}$ transformiert sich unter Spiegelungen wie Geschwindigkeiten $\vec{v} \rightarrow -\vec{v} \Rightarrow \hat{\vec{k}}$ ist polarer Vektor $\hat{\vec{s}}$ transformiert sich wie Drehimpuls $\vec{L} = \vec{x} \times \vec{p} \rightarrow +\vec{L} \Rightarrow \hat{\vec{s}}$ ist axialer Vektor

- Parität und Weyl-Spinoren

- Verhalten unter Raumspiegelungen wie für Operatoren im Minkowski-Raum („fundamentale Darstellung“)

$$\hat{D}_P \hat{D}_{B,R/L} \hat{D}_P^{-1} = \hat{D}_P \exp(i\eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{k}}_{L/R}) \hat{D}_P^{-1} = \exp(-i\eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{k}}_{L/R}) = \exp(+i\eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{k}}_{R/L})$$

- für Theorien mit Raumspiegelsymmetrien braucht man Spinorfelder mit rechts- und linkshändigen Weyl-Spinoren
- irreduzible Darstellung mit Spin 1/2 für $\text{SO}(1,3)^\dagger$ und $\hat{P} \Rightarrow \text{O}(1,3)^\dagger$: $(1/2, 0) \oplus (0, 1/2)$
- vierkomponentige Bispinoren = Dirac-Spinoren

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad \hat{D}_P \Psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \Psi = \hat{\gamma}^0 \Psi$$

- Raumspiegelung vertauscht links- und rechtshändige Weyl-Spinoren
- wie bei Händen: im Spiegel wird eine linke zu einer rechten Hand
- Eigenschaft wird „Händigkeit“ oder Chiralität genannt

- Generatoren für Lorentz-Transformationen für Dirac-Spinoren

$$\hat{\vec{k}}_D = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} -\hat{\vec{\sigma}} & 0 \\ 0 & \hat{\vec{\sigma}} \end{pmatrix}, \quad \hat{\vec{s}}_D = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \hat{\vec{\sigma}} & 0 \\ 0 & \hat{\vec{\sigma}} \end{pmatrix}.$$

- Pseudo-Hermitezität:

$$\hat{\gamma}^0 \hat{\vec{k}}_D^\dagger \hat{\gamma}^0 = \hat{\vec{k}}_D, \quad \hat{\gamma}^0 \hat{\vec{s}}_D^\dagger \hat{\gamma}^0 = \hat{\vec{s}}_D^\dagger = \hat{\vec{s}}_D.$$

- endliche Boosts und Drehungen pseudo-unitär:

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}^0 \hat{D}_{B,D}^\dagger \hat{\gamma}^0 &= \hat{\gamma}^0 \exp(-i\vec{\eta} \cdot \hat{\vec{k}}_D) \hat{\gamma}^0 = \exp(-i\vec{\eta} \cdot \hat{\vec{k}}_D) = \hat{D}_{B,D}^{-1}, \\ \hat{\gamma}^0 \hat{D}_{R,D}^\dagger \hat{\gamma}^0 &= \hat{\gamma}^0 \exp(+i\vec{\varphi} \cdot \hat{\vec{s}}_D) \hat{\gamma}^0 = \exp(i\vec{\varphi} \cdot \hat{\vec{s}}_D) = \hat{D}_{R,D}^{-1}. \end{aligned}$$

- Dirac-Darstellung aller Lorentz-Transformationen pseudounitär

- Parität:

$$\hat{D}_{P,D} = \hat{\gamma}^0 \Rightarrow \hat{\gamma}^0 \hat{D}_{P,D}^\dagger \hat{\gamma}^0 = (\hat{\gamma}^0)^3 = \hat{\gamma}^0 = \hat{D}_{P,D}^{-1}.$$

- Invariante Sequilinear-Formen

- um Lagrangians für freie Weyl- oder Dirac-Felder zu konstruieren \Rightarrow benötige Sesquilinear-Formen aus Spinoren, die sich wie Lorentz-Skalare bzw. -Tensoren transformieren
- müssen Ableitungen ∂_μ enthalten, das sich wie (kovariante) Vektorkomponenten Transformiert
- Transformationsverhalten von adjungierten Weyl-Spinoren
 - * Boosts \Rightarrow wegen $\hat{\sigma}^{j\dagger} = \hat{\sigma}^j$:

$$\psi_{L/R} \xrightarrow[\hat{B}]{} \exp(\pm \eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}) \psi_{L/R} \Rightarrow \psi_{L/R}^\dagger \xrightarrow[\hat{B}]{} \psi_{L/R}^\dagger \exp(\pm \eta \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}).$$

* invariant („skalar“) sind also Ausdrücke wie $\psi_L^\dagger \psi_R$ und $\psi_R^\dagger \psi_L$

* für Dirac-Spinoren ist

$$\Psi^\dagger \hat{\gamma}^0 \Psi = \bar{\Psi} \Psi$$

Skalar unter Boosts

- **Drehungen**

$$\psi_{L/R} \xrightarrow[\hat{R}]{} \exp(-i\varphi \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}) \psi_{L/R} \Rightarrow \psi_{L/R}^\dagger \xrightarrow[\hat{R}]{} \psi_{L/R}^\dagger \exp(+i\varphi \vec{n} \cdot \hat{\vec{\sigma}}).$$

- alle Kombinationen von links- und rechtshändigen Weyl-Spinoren $\psi^\dagger \psi$ sind „skalar unter Drehungen“, also auch diejenigen, die auch **Skalare unter Boosts** sind

- **Vierervektoren**

- für Weylspinoren beider Art

$$\vec{V} = \psi^\dagger \hat{\vec{\sigma}} \psi$$

Vektor unter Drehungen

- Beweis (es genügen infinitesimale Trafos!): mit $\delta \vec{\varphi} = \vec{n} \delta \varphi$

$$\delta \vec{V} = \frac{i}{2} \delta \varphi_a \psi^\dagger [\hat{\sigma}^a, \hat{\vec{\sigma}}] \psi = \delta \vec{\varphi} \times \vec{V}$$

- für Boosts: brauche vierte „Pauli-Matrix“, $\hat{\sigma}^0$ als „Zeitkomponente“
⇒ ändert sich nicht unter Drehungen ⇒ $\hat{\sigma}^0 = \mathbb{1}_2$

- betrachte

$$V_{L/R}^\mu = \psi_{L/R}^\dagger \begin{pmatrix} \mathbb{1} \\ \eta_{L/R} \hat{\vec{\sigma}} \end{pmatrix} \psi_{L/R}$$

- transformiert sich als Vektor unter Drehungen (s.o.)
- **infinitesimaler Boost**: $\delta \vec{\eta} = \delta \eta \vec{n}$

$$\delta V_{L/R}^\mu = \psi_{L/R}^\dagger \begin{pmatrix} \pm \delta \vec{\eta} \cdot \hat{\vec{\sigma}} \\ \pm \eta_{L/R} \delta \vec{\eta} \end{pmatrix} \psi_{L/R} = \begin{pmatrix} \pm \delta \vec{\eta} \cdot \vec{V} / \eta_{L/R} \\ \pm \delta \vec{\eta} \cdot V^0 \eta_{L/R} \end{pmatrix}.$$

- infinitesimaler Lorentz-Boost ⇒ $\eta_{L/R} = \pm 1$.

- es sind also

$$\psi_L^\dagger \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 \\ \vec{\sigma} \end{pmatrix} \psi_L, \quad \psi_R^\dagger \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 \\ -\hat{\vec{\sigma}} \end{pmatrix} \psi_R$$

Vierervektoren

- Dirac-Spinoren

$$\Psi^\dagger \begin{pmatrix} \mathbb{1}_4 \\ \text{diag}(\hat{\vec{\sigma}}, -\hat{\vec{\sigma}}) \end{pmatrix} \Psi = \bar{\Psi} \hat{\gamma}^0 \begin{pmatrix} \mathbb{1}_4 \\ \text{diag}(\hat{\vec{\sigma}}, -\hat{\vec{\sigma}}) \end{pmatrix} \Psi = e_\mu \bar{\Psi} \hat{\gamma}^\mu \Psi$$

- **Dirac-Matrizen** (chirale Darstellung)

$$\hat{\gamma}^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1}_2 \\ \mathbb{1}_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\gamma}^j = \hat{\gamma}^0 \begin{pmatrix} \hat{\sigma}^j & 0 \\ 0 & -\hat{\sigma}^j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\hat{\sigma}^j \\ \hat{\sigma}^j & 0 \end{pmatrix}.$$

- **Eigenschaften der Dirac-Matrizen**

$$\hat{\gamma}^{0\dagger} = \hat{\gamma}^0, \quad \hat{\gamma}^{j\dagger} = -\hat{\gamma}^j, \quad \{\hat{\gamma}^\mu, \hat{\gamma}^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}$$

- **Lorentz-kovariante Sesquilinearformen**

- Transformationsverhalten mit Dirac-Matrix-Algebra und Pseudounitärität aller Lorentz-Transformationen und Raumspiegelungen (also alle Dirac-Darstellungsmatrizen der $O(1, 3)^\dagger$):

$$\Psi' = \hat{D}_{\Lambda, D} \Psi \Rightarrow \bar{\Psi}' = \Psi^\dagger \hat{D}_{\Lambda, D}^\dagger \hat{\gamma}^0 = \bar{\Psi} \hat{\gamma}^0 \hat{D}_{\Lambda, D}^\dagger \hat{\gamma}^0 = \bar{\Psi} \hat{D}_{\Lambda, D}^{-1}.$$

- **Skalar:** $\bar{\Psi} \Psi$

$$\bar{\Psi}' \Psi' = \bar{\Psi} \hat{D}_{\Lambda, D}^{-1} \hat{D}_{\Lambda, D} \Psi = \bar{\Psi} \Psi.$$

- **Vierervektor** $\bar{\Psi} \hat{\gamma}^\mu \Psi$

$$\bar{\Psi}' \hat{\gamma}^\mu \Psi' = \bar{\Psi} \hat{D}_{\Lambda, D}^{-1} \hat{\gamma}^\mu \hat{D}_{\Lambda, D} \Psi$$

- \Rightarrow Transformationsverhalten der Dirac-Matrizen

$$\hat{D}_{\Lambda, D}^{-1} \hat{\gamma}^\mu \hat{\gamma}^\nu \hat{D}_{\Lambda, D} = \Lambda^\mu{}_\nu \hat{\gamma}^\nu.$$

- **Tensoren höherer Stufe** (Bsp. zweiter Stufe)

$$\hat{D}_{\Lambda, D}^{-1} \hat{\gamma}^\mu \hat{\gamma}^\nu \hat{D}_{\Lambda, D} = \hat{D}_{\Lambda, D}^{-1} \hat{\gamma}^\mu \hat{D}_{\Lambda, D} \hat{D}_{\Lambda, D}^{-1} \hat{\gamma}^\nu \hat{D}_{\Lambda, D} = \Lambda^\mu{}_\rho \Lambda^\nu{}_\sigma \hat{\gamma}^\rho \hat{\gamma}^\sigma$$

- Irreduzible Teile

- aus Ψ lassen sich offenbar $4 \times 4 = 16$ unabhängige Sesquilinearformen $\bar{\psi} \hat{\Gamma} \psi$ bilden
- für Lagrangian: **reelle Sesquilinearformen** $\Rightarrow \hat{\Gamma}$ pseudo-hermitesch:

$$(\bar{\Psi} \hat{\Gamma} \Psi)^* = \Psi^\dagger \hat{\Gamma}^\dagger \bar{\Psi}^\dagger = \bar{\Psi} \gamma^0 \hat{\Gamma}^\dagger \gamma^{0\dagger} \Psi = \bar{\Psi} \gamma^0 \hat{\Gamma}^\dagger \gamma^0 \Psi = \bar{\Psi} \hat{\Gamma} \Psi.$$

- bereits identifiziert: Skalar (1) und Vierervektor (4)
 - Tensor 2. Stufe: Zerlegung in symmetrischen und antisymmetrischen Teil
- $$\hat{\gamma}^\mu \hat{\gamma}^\nu = \frac{1}{2} \{ \hat{\gamma}^\mu, \hat{\gamma}^\nu \} + \frac{1}{2} [\hat{\gamma}^\mu, \hat{\gamma}^\nu] = g^{\mu\nu} - i\hat{\sigma}^{\mu\nu}$$
- symmetrischer Teil gibt wieder Skalar
 - antisymmetrischer Teil ist unabhängig von Skalar und Vektor \Rightarrow **antisymmetrischer Tensor 2. Stufe** (6 unabhängige Komponenten)

$$\hat{\sigma}^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\hat{\gamma}^\mu, \hat{\gamma}^\nu], \quad \hat{\gamma}^0 \hat{\sigma}^{\mu\nu\dagger} \gamma^0 = \hat{\sigma}^{\mu\nu} \Rightarrow \bar{\Psi} \hat{\sigma}^{\mu\nu} \Psi = (\bar{\Psi} \hat{\sigma}^{\mu\nu} \Psi)^*.$$

- **Tensor 3. Stufe:** $\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho$
 - * kann nur neues geben, wenn alle drei Indizes verschieden sind. Andernfalls wegen Antivertauschbarkeit von Diracmatrizen mit verschiedenen Indizes und $(\hat{\gamma}^\mu)^2 = \pm 1$ nur wieder **Vektor**
 - * Falls alle 3 Indizes verschieden \Rightarrow total antisymmetrischer Tensor
 - * umkehrbar eindeutig auf **Axial-Vektor abbildbar**

$$\hat{A}^\mu = \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \hat{\gamma}_\nu \hat{\gamma}_\rho \hat{\gamma}_\sigma = \hat{\gamma}^\mu \epsilon^{\alpha\nu\rho\sigma} \hat{\gamma}_\alpha \hat{\gamma}_\nu \hat{\gamma}_\rho \hat{\gamma}_\sigma$$

* definiere

$$\frac{1}{4!} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \hat{\gamma}_\mu \hat{\gamma}_\nu \hat{\gamma}_\rho \hat{\gamma}_\sigma = \hat{\gamma}_0 \hat{\gamma}_1 \hat{\gamma}_2 \hat{\gamma}_3 = -\hat{\gamma}^0 \hat{\gamma}^1 \hat{\gamma}^2 \hat{\gamma}^3 = -i\hat{\gamma}_5 \Rightarrow \hat{\gamma}_5 = -i\hat{\gamma}^0 \hat{\gamma}^1 \hat{\gamma}^2 \hat{\gamma}^3 = \begin{pmatrix} -\mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & \mathbb{1}_2 \end{pmatrix}$$

- * Da $\hat{\gamma}^\mu$ wie Vektor transformiert (auch unter Spiegelungen) aber $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ zwar invariante Tensor unter $SO(1,3)$ -Trafos ist, aber unter Spiegelungen wegen $\det \hat{P} = -1$ Vorzeichen wechselt, transformiert $\hat{\gamma}_5$ unter $SO(1,3)^\dagger$ -Trafos wie Skalar, wechselt aber Vorzeichen unter Spiegelungen $\Rightarrow \hat{\gamma}_5$ ist **Pseudoskalar**

* Eigenschaften

$$(i\hat{\gamma}_5)^\dagger = -i\hat{\gamma}_5, \quad \hat{\gamma}^0(i\hat{\gamma}_5)^\dagger \hat{\gamma}^0 = i\hat{\gamma}_5, \quad \hat{\gamma}_5^2 = \mathbb{1}_4, \quad \hat{D}_{P,D}\hat{\gamma}_5\hat{D}_{P,D} = \hat{\gamma}^0\hat{\gamma}_5\hat{\gamma}^0 = -\hat{\gamma}_5, \quad \hat{\gamma}_5\hat{\gamma}^\mu = -\hat{\gamma}^\mu\hat{\gamma}_5.$$

* Projektion auf links- und rechtshändige Anteile des Dirac-Spinors

$$\frac{1-\hat{\gamma}^5}{2}\Psi = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ 0 \end{pmatrix} = \Psi_L, \quad \frac{1+\hat{\gamma}^5}{2}\Psi = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mathbb{1}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_R \end{pmatrix} = \Psi_R.$$

- damit alle 16 reellen irreduziblen Lorentz-kovarianten Sesquilinearformen:

$\bar{\Psi}\Psi$: Skalar (1 Komponente)

$i\bar{\Psi}\hat{\gamma}_5\Psi$: Pseudoskalar (1 Komponente)

$\bar{\Psi}\hat{\gamma}^\mu\Psi$: Vierervektor (4 Komponenten)

$\bar{\Psi}\hat{\gamma}^5\hat{\gamma}^\mu\Psi$: Pseudovierervektor (4 Komponenten)

$\bar{\Psi}\hat{\sigma}^{\mu\nu}\Psi$: antisymmetrischer Tensor 2. Stufe (6 Komponenten)

- für später wichtig: endlicher Boost in Dirac-Matrizenbeschreibung

$$\begin{aligned} \hat{D}_{B,D} &= \exp(i\eta\vec{n}\cdot\hat{\vec{k}}_D) \\ &= \begin{pmatrix} \cosh(\eta/2)\mathbb{1}_2 + \sinh(\eta/2)\vec{n}\cdot\hat{\vec{\sigma}} & 0 \\ 0 & \cosh(\eta/2)\mathbb{1}_2 - \sinh(\eta/2)\vec{n}\cdot\hat{\vec{\sigma}} \end{pmatrix} \\ &= U_\mu\gamma^\mu\gamma^0 = \begin{pmatrix} U_0\mathbb{1}_2 + \vec{U}\cdot\hat{\vec{\sigma}} & 0 \\ 0 & U_0\mathbb{1}_2 - \vec{U}\cdot\hat{\vec{\sigma}} \end{pmatrix} \Rightarrow \underline{U} = \begin{pmatrix} \cosh(\eta/2) \\ \vec{n}\sinh(\eta/2) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

- \Rightarrow

$$\hat{D}_{B,D} = U_\mu\gamma^\mu\gamma^0 \quad \text{mit} \quad \underline{U} = \begin{pmatrix} \cosh(\eta/2) \\ \vec{n}\sinh(\eta/2) \end{pmatrix}.$$

- Äquivalente Darstellungen der Dirac-Algebra

- die Antikommutatorrelationen $\{\hat{\gamma}^\mu, \hat{\gamma}^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}$ bleiben unter beliebigen Ähnlichkeitstransformationen erhalten: $\hat{\gamma}^\mu = \hat{T}\hat{\gamma}^\mu\hat{T}^{-1}$
- damit Relationen zwischen $\hat{\sigma}^{\mu\nu}$ und \hat{k}_D und \hat{s}_D so erhalten bleiben, dass \hat{s}_D unitär und \hat{k}_D antiunitär bleibt $\Rightarrow \hat{T} = \hat{U}$ muss unitär sein
- neue Dirac-Spinoren: $\tilde{\Psi} = \hat{U}\Psi$

- andere verbreitete Konventionen
 - * unsere bislang verwendete **chirale Darstellung** ist Konvention wie in [LL91]
 - * Konvention für chirale Darstellung in z.B. [PS95]: $\hat{U} = \hat{\gamma}^0$
- $$\tilde{\gamma}^0 = \hat{\gamma}^0, \quad \tilde{\gamma}^j = -\hat{\gamma}^j, \quad \tilde{\gamma}_5 = -\hat{\gamma}_5$$
- * „**Standarddarstellung**“ (z.B. [BD65])
- $$\hat{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & \mathbb{1}_2 \\ \mathbb{1}_2 & -\mathbb{1}_2 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\gamma}^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & -\mathbb{1}_2 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\gamma}^j = \begin{pmatrix} 0 & \hat{\sigma}^j \\ -\hat{\sigma}^j & 0 \end{pmatrix} = -\hat{\gamma}^j.$$
- * Vorteil: **Paritätseigenzustände** \Rightarrow die beiden oberen (unteren) Spinkomponenten entsprechen Parität +1 (-1)

3 Spin 1/2 + Parität: Quantisiertes Dirac-Feld

Spin 1/2 + Parität: Quantisiertes Dirac-Feld

Literatur: [Col18, PS95, Wei95, SU01, LL91]

Quantisiertes Dirac-Feld

- historische Idee Diracs: finde Wellengleichung mit nur 1. Ableitungen
- Motivation: löst Problem mit nicht positiv definierter erhaltener Ladung (wie bei nichtrelativistischer Schrödinger-Gleichung!)
- moderner Zugang: verwende obige Analyse der Darstellungen der $O(1,3)^\dagger$
- such reelle Lagrangefunktion für freies Diracfeld Ψ mit nur einer Ableitung
- Raumspiegelung \hat{P} soll Symmetrie sein
 - zur Verfügung stehen die reellen Sesquilinearformen und der Ein- teilchen-Energie-Impulsoperator $i\partial_\mu$
 - man kann nur den Vektorstrom mit dem polaren Vektor $i\partial_\mu$ „überschieben“; mit Axialvektor wäre \mathcal{L} nicht spiegelsymmetrisch
 - antisymmetrischer Tensor scheidet aus, weil man zusammen mit nur einem ∂_μ keinen Skalar erzeugen kann
 - für von ∂_μ freie Terme kommt nur der Skalar in Frage; Pseudoskalar bricht wieder Spiegelsymmetrie

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} \bar{\Psi} \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi$$

- nützliche Abkürzung: Feynman-Dolch mit beliebigen Vektoren oder Vektoroperatoren: $A_\mu \hat{\gamma}^\mu = \mathcal{A}$ oder $\partial_\mu \hat{\gamma}^\mu = \mathcal{D}$
- Feldgleichungen: Variiere Ψ und $\bar{\Psi}$ als unabhängige Felder (für die 2×4 reellen Feldfreiheitsgrade)
- \Rightarrow freie Dirac-Gleichung

$$(i\mathcal{D} - m)\Psi = 0.$$

- Gleichung für Dirac-adjungierte Funktion: adjungiere zunächst Dirac-Gleichung

$$\Psi^\dagger (-i\overleftrightarrow{\partial}^\dagger - m) = 0 \Rightarrow \bar{\Psi} \gamma^0 (-i\overleftrightarrow{\partial}^\dagger - m) = 0 \Rightarrow \bar{\Psi} \gamma^0 (-i\overleftrightarrow{\partial}^\dagger - m) \gamma^0 = \bar{\Psi} (-i\overleftrightarrow{\partial} - m) = 0.$$

- impliziert auch Gültigkeit der Klein-Gordon-Gleichung:

$$(i\mathcal{D} + m)(i\mathcal{D} - m)\Psi = -(i\mathcal{D}^2 + m^2)\Psi = -(\square + m^2)\Psi = 0.$$

- \Rightarrow quantisierte Theorie beschreibt Spin-1/2=Teilchen und die dazugehörigen Antiteilchen mit Masse m .
- außer Raum-Zeit-Symmetrien (s. nächste Übung!) Lagrangian auch invariant unter globalen Phasenänderungen

$$\Psi' = \exp(-iq\alpha)\Psi, \quad \bar{\Psi}' = \exp(+iq\alpha)\bar{\Psi}$$

- dazugehöriger erhaltener Noether-Strom

$$j^\mu = q\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi.$$

- checke Kontinuitätsgleichung

$$\partial_\mu j^\mu = q[\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu + (\partial_\mu\gamma^\mu\bar{\Psi})]\Psi = q\bar{\Psi}(-im + im)\Psi = 0.$$

- $j^0 = q\bar{\Psi}\gamma^0\Psi = q\Psi^\dagger\Psi$: für $q > 0$ positiv definit \Rightarrow Diracs Idee hat funktioniert
- ABER: Probleme mit negativen Energien wie bei Klein-Gordon-Feld
- daher Feldquantisierung

- Hamilton-Formalismus für „klassische“ Dirac-Feld
- vereinfacht sich mit etwas abgeänderter Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}' = \bar{\Psi}(i\cancel{d} - m)\Psi$$

- äquivalent, weil Wirkung ungeändert, denn

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} + \frac{i}{2}\partial_\mu(\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi)$$

- unterscheidet sich nur um Viererdivergenz von der Form $\Omega^\mu(\Psi, \bar{\Psi})$
- * mit \mathcal{L}' nur ein von 0 verschiedener Feldimpuls

$$\Pi = \frac{\partial \mathcal{L}'}{\partial_{\partial_t\Psi}} = i\bar{\Psi}\gamma^0 = i\Psi^\dagger$$

- * Hamilton-Dichte

$$\mathcal{H} = \Pi\partial_t\Psi - \mathcal{L}' = i\bar{\Psi}\gamma^0\partial_t\Psi - \mathcal{L}' = -i\bar{\Psi}\partial_j\hat{\gamma}^j\Psi + m\bar{\Psi}\Psi$$

* mit Dirac-Gleichung

$$i(\gamma^0 \partial_t + \gamma^j \partial_j) \Psi = m \Psi \Rightarrow (-i\partial_j \gamma^j + m) \Psi = i\gamma^0 \partial_t \Psi \Rightarrow \mathcal{H} = i\bar{\Psi} \gamma^0 \partial_t \Psi = i\Psi^\dagger \partial_t \Psi.$$

- Quantisierung als Fermionen \Rightarrow gleichzeitige kanonische *Antikommunitatoren*:

$$\{\Psi_a(t, \vec{x}), \Psi_b(t, \vec{y})\} = 0, \quad \{\Psi_a(t, \vec{x}), \Pi_b(t, \vec{y})\} = i\{\Psi_a(t, \vec{x}), \Psi_b^\dagger(t, \vec{y})\} = i\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y}).$$

* entwickle wieder nach *Modenfunktionen* positiver und negativer Frequenz (in manifest kovarianter Form)

$$u_{\vec{p},\sigma}(\underline{x}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3 2E_p}} u_\sigma(\vec{p}) \exp(-i\underline{p} \cdot \underline{x}) \Bigg|_{p^0=E_p},$$

$$v_{\vec{p},\sigma}(\underline{x}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3 2E_p}} v_\sigma(\vec{p}) \exp(+i\underline{p} \cdot \underline{x}) \Bigg|_{p^0=E_p}, \quad E_p = \sqrt{m^2 + \vec{p}^2}.$$

- * $u_\sigma(\vec{p})$ und $v_\sigma(\vec{p})$ geeignete Dirac-Spinoren, $\sigma \in \{1/2, -1/2\}$: Spin-Freiheitsgrade
- * wende gleich Feynman-Stückelberg-Trick an: Moden mit positiver (negativer) Frequenz mit *Vernichtern* $\mathbf{a}(\vec{p}, \sigma)$ (*Erzeugern* $\mathbf{b}^\dagger(\vec{p}, \sigma)$)
- * dabei $\sigma \in \{1/2, -1/2\}$ für \hat{s}_D^3 -Eigenwerte

$$\Psi(\underline{x}) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{p} \sum_\sigma [\mathbf{a}_\sigma(\vec{p}) u_\sigma(\vec{k}) u_{\vec{p},\sigma}(\underline{x}) + \mathbf{b}_\sigma^\dagger(\vec{p}) v_\sigma(\vec{p}) v_{\vec{p},\sigma}(\underline{x})]$$

* Dirac-Gleichung: *Teilchen- bzw. Antiteilchen-Dirac-Spinoren* (im Folgenden immer „*on-shell-Bedingung*“ $p^0 = E_p$!)

$$(\not{p} - m) u_\sigma(\vec{p}) = 0, \quad (\not{p} + m) v_\sigma(\vec{p}) = 0.$$

- *Wigner-Basis* [Wig39]

- irreduzible Darstellung der $O(1,3)^\dagger \Rightarrow$ kann alle Zustände zu \underline{p} mit $\underline{p} \cdot \underline{p} = m^2 > 0$, also $p^0 = E_p$ durch Boosts aus den Zuständen zu $\vec{p} = \vec{0}$ erreichen:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p} \end{pmatrix} = \hat{B} \begin{pmatrix} m \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \eta & \sinh \eta \vec{n}^T \\ \sin \eta \vec{n} & (\cosh \eta - 1) \vec{n} \vec{n}^T + \mathbb{I}_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m \cosh \eta \\ m \sinh \eta \vec{n} \end{pmatrix}$$

Setze $\vec{n} = \vec{p}/|\vec{p}| \Rightarrow \eta = \operatorname{artanh}(|\vec{p}|/E_p) > 0$.

- Löse Gleichungen für die Dirac-Spinoren $u_\sigma(\vec{p})$ und $v_\sigma(\vec{p})$ bei $\vec{p} = 0$
- definiere dann

$$u_\sigma(\vec{p}) = \hat{D}_{B,D} u_\sigma(\vec{0}), \quad v_\sigma(\vec{p}) = \hat{D}_{B,D} v_\sigma(\vec{0}).$$

- da Drehungen $\vec{p} = 0$ ungeändert lassen \Rightarrow Drehungen Standuntergruppe
- „Wigner's little group“ für massive Darstellungen $m > 0$
- wähle $u_\sigma(\vec{0})$ und $v_\sigma(\vec{0})$ als Eigenspinoren zu \hat{s}_D^3 mit Eigenwerten $\sigma = \pm 1/2$
- dann nur diese Zustände zu $\vec{p} = \vec{0}$ haben definite spin- z -Komponente
- da \hat{k}_D nicht mit \hat{s}_D^3 vertauschen ist das nicht der Fall für die Zustände mit $\vec{p} \neq 0$
- Spin als intrinsische Teilcheneigenschaft: definiert im Ruhssystem des Teilchens!

- Konstruktion der $u_\sigma(\vec{p})$ und $v_\sigma(\vec{p})$

- Gleichungen für beliebige \underline{p} mit $\underline{p}^2 = m^2$:

$$(\not{p} - m)u_\sigma(\vec{p}) = 0, \quad (\not{p} + m)v_\sigma(\vec{p}) = 0.$$

- Gleichungen für $\vec{p} = 0 \Rightarrow \underline{p} = (m, 0, 0, 0)^T$

$$\gamma^0 u_\sigma(\vec{0}) = u_\sigma(\vec{0}), \quad \gamma^0 v_\sigma(\vec{0}) = -v_\sigma(\vec{0}),$$

- im Ruhssystem des Teilchens: Teilchen (Antiteilchen) haben Parität 1 (-1)

- bestimme die linear unabhängigen Lösungen als **Eigenspinoren von** \hat{s}_D^3 :

$$u_{1/2}(\vec{0}) = \sqrt{m} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} =: \sqrt{m} u'_{1/2}(0, +1/2), \quad u_{-1/2}(\vec{0}) = \sqrt{m} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} =: \sqrt{m} u'(0, -1/2),$$

$$v_{1/2}(\vec{0}) = \sqrt{m} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} =: \sqrt{m} v'(0, +1/2), \quad v_{-1/2}(\vec{0}) = \sqrt{m} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} =: \sqrt{m} v'_{-1/2}(\vec{0}).$$

- **Boost zu $\vec{p} \neq 0$ -Zuständen**

- boost um $\eta = \text{artanh}(|\vec{p}|/E_p)$ in Richtung von $\vec{n} = \vec{p}/|\vec{p}|$

$$u_\sigma(\vec{p}) = \hat{D}_{B,D} u_\sigma(\vec{0}) = \gamma^0 u_\sigma(\vec{0}) = \gamma u_\sigma(\vec{0}),$$

$$v_\sigma(\vec{p}) = \hat{D}_{B,D} v_\sigma(\vec{0}) = \gamma^0 v_\sigma(\vec{0}) = -\gamma v_\sigma(\vec{0}),$$

$$\underline{U} = \begin{pmatrix} \cosh(\eta/2) \\ \sinh(\eta/2) \vec{n} \end{pmatrix}$$

- drücke Hyperbelfunktionen mit E_p und $|\vec{p}|$ aus

$$\cosh \eta = \frac{E_p}{m} = 2 \cosh^2(\eta/2) - 1 \Rightarrow \cosh(\eta/2) = \sqrt{\frac{1 + \cosh \eta}{2}} = \sqrt{\frac{E_p + m}{2m}},$$

$$\cosh \eta = \frac{E_p}{m} = 1 + 2 \sinh^2(\eta/2) \Rightarrow \sinh(\eta/2) = \sqrt{\frac{\cosh \eta - 1}{2}} = \sqrt{\frac{E_p - m}{2m}}.$$

- NB:

$$|\vec{p}| = \sqrt{E_p^2 - m^2}$$

- Rechnung für $u_\sigma(\vec{p})$:

$$\begin{aligned}
u_\sigma(\vec{p}) &= \left(\gamma^0 \sqrt{\frac{E_p + m}{2m}} - \sqrt{\frac{E_p - m}{2m}} \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \cdot \vec{\gamma} \right) u_\sigma(\vec{0}) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2(E_p + m)}} [(m + E)\gamma^0 - \vec{p} \cdot \vec{\gamma}] u'_\sigma(\vec{0}) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2(E_p + m)}} [(m + E)\gamma^0 - \vec{p} \cdot \vec{\gamma}] u'_\sigma(\vec{0}) \\
&= \sqrt{\frac{1}{2(E_p + m)}} (m + \not{p}) u'_\sigma(0, \sigma)
\end{aligned}$$

- analoge Rechung für $v_\sigma(\vec{p})$:

$$v_\sigma(\vec{p}) = \sqrt{\frac{1}{2(E_p + m)}} (m - \not{p}) v'_\sigma(0, \sigma)$$

- Pseudoorthogonalitätsrelationen

$$\begin{aligned}
\bar{u}_\sigma(\vec{p}) u_{\sigma'}(\vec{p}) &= 2m \delta_{\sigma, \sigma'}, \quad \bar{v}_\sigma(\vec{p}) v_{\sigma'}(\vec{p}) = -2m \delta_{\sigma, \sigma'}, \\
\bar{u}_\sigma(\vec{p}) v_{\sigma'}(\vec{p}) &= \bar{v}_\sigma(\vec{p}) u_{\sigma'}(\vec{p}) = 0, \\
u_\sigma(\vec{p})^\dagger u_{\sigma'}(\vec{p}) &= 2E \delta_{\sigma \sigma'}, \quad v_\sigma(\vec{p})^\dagger v_{\sigma'}(\vec{p}) = 2E \delta_{\sigma \sigma'}, \\
u_\sigma(\vec{p})^\dagger v(-\vec{p}, \sigma') &= v_\sigma(\vec{p})^\dagger u_{\sigma'}(-\vec{p}) = 0.
\end{aligned}$$

- Orthonormiertheit der Modenfunktionen

$$\begin{aligned}
(u_{\vec{p}, \sigma}, u_{\vec{p}', \sigma'}) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{x} u_{\vec{p}, \sigma}^\dagger(\underline{x}) u_{\vec{p}', \sigma'}(\underline{x}) = \delta_{\sigma \sigma'} \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}'), \\
(v_{\vec{p}, \sigma}, v_{\vec{p}', \sigma'}) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{x} u_{\vec{p}, \sigma}^\dagger(\underline{x}) u_{\vec{p}', \sigma'}(\underline{x}) = \delta_{\sigma \sigma'} \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}'), \\
(v_{\vec{p}, \sigma}, u_{\vec{p}', \sigma'}) &= (u_{\vec{p}', \sigma'}, v_{\vec{p}, \sigma})^* = \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{x} v_{\vec{p}, \sigma}^\dagger(\underline{x}) u_{\vec{p}', \sigma'}(\underline{x}) = 0.
\end{aligned}$$

- damit und **gleichzeitigen Antikommutaturrelationen** der quantisierten Dirac-Felder

$$\begin{aligned}
\{\mathbf{a}_\sigma(\vec{p}), \mathbf{a}_{\sigma'}(\vec{p}')\} &= \{\mathbf{a}_\sigma(\vec{p}), \mathbf{b}_{\sigma'}(\vec{p}')\} = \{\mathbf{b}_\sigma(\vec{p}), \mathbf{b}_{\sigma'}(\vec{p}')\} = \{\mathbf{a}_\sigma(\vec{p}), \mathbf{b}_{\sigma'}^\dagger(\vec{p}')\} = 0, \\
\{\mathbf{a}_\sigma(\vec{p}), \mathbf{a}_{\sigma'}^\dagger(\vec{p}')\} &= \{\mathbf{b}_\sigma(\vec{p}), \mathbf{b}_{\sigma'}^\dagger(\vec{p}')\} = \delta_{\sigma \sigma'} \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}').
\end{aligned}$$

- in „Box-Regularisierung“ wie bei Klein-Gordon-Feld

$$\delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}') \rightarrow \delta_{\vec{p}, \vec{p}'}, \quad \vec{p} \in \frac{2\pi}{L} \mathbb{Z}^3$$

- **Besetzungszahl- oder Fock-Zustände:** simultane Eigenzustände für $\mathbf{N}_{a,\sigma}(\vec{p}) = \mathbf{a}_\sigma^\dagger(\vec{p})\mathbf{a}_\sigma(\vec{p})$ und $\mathbf{N}_{b,\sigma}(\vec{p}) = \mathbf{b}_\sigma^\dagger(\vec{p})\mathbf{b}_\sigma(\vec{p})$
- $N_{a/b,\sigma}(\vec{p}) \in \{0, 1\}$, denn $\mathbf{a}_\sigma^{\dagger 2}(\vec{p}) = 0$ (wegen **Antikommatorregeln**)
 \Rightarrow **Pauli-Verbot**

$$|\{N_{a,\sigma}(\vec{p}), N_{b,\sigma}(\vec{p})\}_{\sigma, \vec{p}}\rangle = \prod_{\sigma, \vec{p}} \mathbf{a}_\sigma^{\dagger N_{a,\sigma}(\vec{p})}(\vec{p}) \mathbf{b}_\sigma^{\dagger N_{b,\sigma}(\vec{p})}(\vec{p}) |\Omega\rangle$$

- **Vakuumzustand**

$$\mathbf{a}_\sigma(\vec{p}) |\Omega\rangle = \mathbf{b}_\sigma(\vec{p}) |\Omega\rangle = 0.$$

- **Energie, Impuls, Drehimpuls und Ladung**

- **Normalordnung:** bringe alle Erzeugungsoperatoren nach links alle Vernichtungsoperatoren nach rechts
- beinhaltet dabei das **Vorzeichen der Permutation**, um von ursprünglicher zur Normalordnung zu gelangen, z.B.

$$:\mathbf{a}_\sigma(\vec{p})\mathbf{a}_{\sigma'}^\dagger(\vec{p}') := -\mathbf{a}_{\sigma'}^\dagger(\vec{p}')\mathbf{a}_\sigma(\vec{p}).$$

- Energie (Hamilton-Operator): Noether bzgl. **zeitlicher Translationsinvarianz**

$$\mathbf{H} = \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{x} i : \Psi^\dagger(\underline{x}) \partial_t \Psi(\underline{x}) : = \sum_\sigma \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{p} E_p [\mathbf{N}_{a,\sigma}(\vec{p}) + \mathbf{N}_{b,\sigma}(\vec{p})]$$

- Erhaltungsgröße
- positiv definit, Teilchenzahloperatoren haben die erwartete Bedeutung
- hätte *nicht* funktioniert, wenn wir bosonisch quantisiert hätten
 \Rightarrow **Spin-Statistik-Theorem:** ganz- (halb-) zahiger Spin \Rightarrow Bosonen (Fermionen)

- **Ladung**

- Noether von globaler Phasenänderungstransformation

$$\mathbf{Q} = q \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{x} : \Psi^\dagger \Psi := q \sum_{\sigma} \int_{\mathbb{R}^3} d^3 \vec{p} [\mathbf{N}_{a,\sigma}(\vec{p}) - \mathbf{N}_{b,\sigma}(\vec{p})]$$

- Übrige Erhaltungsgrößen, C, P, T \Rightarrow Übungen
- Ergebnis
 - Gesamt-Energie, -Impuls, -Drehimpuls, Energieschwerpunkt: erzeugen **unitäre Darstellung der eigentlich orthochronen Poincaré-Gruppe**

4 Bibliography

Bibliography

Literatur

- [BD65] J. D. Bjorken and S. D. Drell, *Relativistic Quantum Fields*, McGraw-Hill, New York (1965).
- [Col18] S. Coleman, *Lectures of Sidney Coleman on Quantum Field Theory*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Hackensack (2018), <https://doi.org/10.1142/9371>.
- [LL91] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd. 4, Quantenelektrodynamik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main (1991).
- [PS95] M. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley Publ. Comp., Reading, Massachusetts (1995).
- [SU01] R. U. Sexl and H. K. Urbantke, *Relativity, Groups, Particles*, Springer, Wien (2001).
- [Wei95] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, vol. 1, Cambridge University Press (1995).
- [Wig39] E. P. Wigner, On Unitary Representations of the Inhomogeneous Lorentz Group, *Annals of Mathematics* **40**, 149 (1939), [https://doi.org/10.1016/0920-5632\(89\)90402-7](https://doi.org/10.1016/0920-5632(89)90402-7).