

Integrierter Kurs IIb Quantenfeldtheorie

Vorlesung von

PROF. DR. ANDREAS SCHÄFER

im Sommersemester 2013

Überarbeitung und Textsatz in LyX von

ANDREAS VÖLKLEIN



Stand: 23. Mai 2013

ACHTUNG

Diese Mitschrift ersetzt *nicht* die Vorlesung.

Es wird daher *dringend* empfohlen, die Vorlesung zu besuchen.

Copyright Notice

Copyright © 2013 ANDREAS VÖLKLEIN

Permission is granted to copy, distribute and/or modify this document under the terms of the GNU Free Documentation License, Version 1.3 or any later version published by the Free Software Foundation;

with no Invariant Sections, no Front-Cover Texts, and no Back-Cover Texts.

A copy of the license is included in the document entitled “GFDL”.

Disclaimer of Warranty

UNLESS OTHERWISE MUTUALLY AGREED TO BY THE PARTIES IN WRITING AND TO THE EXTENT NOT PROHIBITED BY APPLICABLE LAW, **THE COPYRIGHT HOLDERS AND ANY OTHER PARTY, WHO MAY DISTRIBUTE THE DOCUMENT AS PERMITTED ABOVE, PROVIDE THE DOCUMENT “AS IS”, WITHOUT WARRANTY OF ANY KIND**, EXPRESSED, IMPLIED, STATUTORY OR OTHERWISE, INCLUDING, BUT NOT LIMITED TO, THE IMPLIED WARRANTIES OF MERCHANTABILITY, FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE, NON-INFRINGEMENT, THE ABSENCE OF LATENT OR OTHER DEFECTS, ACCURACY, OR THE ABSENCE OF ERRORS, WHETHER OR NOT DISCOVERABLE.

Limitation of Liability

IN NO EVENT UNLESS REQUIRED BY APPLICABLE LAW OR AGREED TO IN WRITING **WILL THE COPYRIGHT HOLDERS, OR ANY OTHER PARTY, WHO MAY DISTRIBUTE THE DOCUMENT AS PERMITTED ABOVE, BE LIABLE TO YOU FOR ANY DAMAGES**, INCLUDING, BUT NOT LIMITED TO, ANY GENERAL, SPECIAL, INCIDENTAL, CONSEQUENTIAL, PUNITIVE OR EXEMPLARY DAMAGES, HOWEVER CAUSED, REGARDLESS OF THE THEORY OF LIABILITY, ARISING OUT OF OR RELATED TO THIS LICENSE OR ANY USE OF OR INABILITY TO USE THE DOCUMENT, EVEN IF THEY HAVE BEEN ADVISED OF THE POSSIBILITY OF SUCH DAMAGES.

IN NO EVENT WILL THE COPYRIGHT HOLDERS’/DISTRIBUTOR’S LIABILITY TO YOU, WHETHER IN CONTRACT, TORT (INCLUDING NEGLIGENCE), OR OTHERWISE, EXCEED THE AMOUNT YOU PAID THE COPYRIGHT HOLDERS/DISTRIBUTOR FOR THE DOCUMENT UNDER THIS AGREEMENT.

Links

Der Text der „GNU Free Documentation License“ kann auch auf der Seite

<https://www.gnu.org/licenses/fdl-1.3.de.html>

nachgelesen werden.

Eine transparente Kopie der aktuellen Version dieses Dokuments kann von

<https://github.com/andiv/IK3b>

heruntergeladen werden.

Literatur

- ANDREAS SCHÄFER, FLORIAN RAPPL: *Quantum electrodynamics*; 2010
<http://www-nw.uni-regensburg.de/~sca14496/QED/Quantenelektrodynamik.pdf>
- ANDREAS SCHÄFER: *Quantum Chromodynamics*;
<http://www-nw.uni-regensburg.de/~sca14496/index.html>
- ELLIOT LEADER, ENRICO PREDAZZI: *An introduction to gauge theories and modern particle physics I*; Cambridge University Press, 2004; ISBN: 0-521-46840-X
- ELLIOT LEADER, ENRICO PREDAZZI: *An introduction to gauge theories and modern particle physics II*; Cambridge University Press, 2004; ISBN: 0-521-499510-8

Inhaltsverzeichnis

1	Dirac-Gleichung, Klein-Gordon-Gleichung	2
1.1	Definition (Dirac-Matrizen)	3
1.2	Die freien Lösungen im Ruhesystem	4
1.3	Lorentz-Transformationen der Dirac-Gleichung	5
1.3.1	Erster Spezialfall: Rotation	6
1.3.2	Zweiter Spezialfall: Lorentz-Boost	7
1.3.3	Der 4-Spinvektor	9
1.3.4	Projektions-Operatoren	11
1.3.5	Diskrete Lorentz-Transformationen	12
1.4	Das Eichprinzip	13
1.4.1	Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik	14
1.4.2	Bilinearformen des Dirac-Feldes	15
1.4.3	Die Transformationen $\hat{C}, \hat{P}, \hat{T}$	16
2	Greensche Funktion (Feynman-Propagator)	20
2.1	Greensche Funktion der Klein-Gordon-Gleichung	20
2.2	Normierung der Wellenfunktionen	23
3	Kanonische Quantisierung $\hat{b}^\dagger, \hat{d}^\dagger, \hat{b}, \hat{d}$	25
3.1	Umformung des Feynman-Propagators	25
3.2	Definition der Kanonischen Quantisierung	26
3.3	Übergang von der Kanonischen Quantisierung zur Quantenfeldtheorie	27
3.3.1	Schrödinger-, Heisenberg- und Wechselwirkungsbild in der Quantenmechanik	28
3.3.2	Beispiel: Quantenelektrodynamik	29
3.3.3	Zusammenfassung der Exponentialfaktoren am Beispiel einer Skalarfeldtheorie	30
3.4	Das Wicksche Theorem	31
3.4.1	Definition (Normalgeordnetes Produkt)	31
3.4.2	Das Wicksche Theorem	31
3.4.3	Beispiel: Skalare Feldtheorie	33
3.4.4	Beispiel: Der Elektron-Photon-Vertex	35
4	Feynman-Regeln	38
4.1	Die Quantisierung des Photonenfeldes	39
4.2	Der Photon-Propagator	43
5	Berechnung Physikalischer Prozesse	45
5.1	Elektron-Myon-Streuung	45
5.2	Compton-Streuung	52

6 Renormierung, Regularisierung, Vakuumpolarisation	53
6.1 Vakuumpolarisation	53
6.2 Behandlung der Divergenzen	54
6.2.1 Logarithmische Divergenzen	55
6.2.2 Lineare Divergenzen	57
6.3 Explizite Berechnung der Vakuum-Polarisation mit Pauli-Villars Regularisierung	58
6.4 Power-Counting	63
7 $SU(N)$ Eichgruppen	64
8 Tiefeinelastische Streuung	65
9 Lagrangedichte der QCD, Feynman-Regeln	66
10 DGLAP-Gleichung	67
11 Dimensionale Regularisierung \overline{MS}	68
12 Kopplungskonstante $\alpha_S(Q^2)$	69
13 Standard-Modell, SSB und Higgs-Feld	70
14 Weitere Themen	71
Anhang	73
A Analysis komplexer Zahlen	73
A.1 Komplexe Stetigkeit und Differenzierbarkeit	73
A.1.1 Definition (Stetigkeit)	73
A.1.2 Definition (Differenzierbarkeit)	73
A.2 Komplexe Integration	74
A.2.1 Definition (Rektifizierbare Kurve, Integral)	74
A.2.2 Hauptsatz der Funktionentheorie	75
A.2.3 Folgerungen	77
Danksagungen	79

Motivation

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurden zwei neue fundamentale Theorien entwickelt:

- Quantenmechanik mit Heisenbergscher Unschärferelation¹: $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{1}{2}$
 - Spezielle Relativitätstheorie mit Energie-Impuls-Beziehung: $E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$
- Die Lösungen mit negativer Energie führen zu Antiteilchen:

$$e^{-i(-|E|t)} = e^{-i|E|(-t)}$$

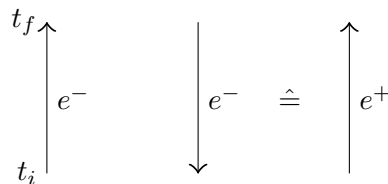


Abbildung 0.1.: Antiteilchen

Das Problem ist, dass im Vakuum virtuelle Teilchen-Antiteilchen-Paare entstehen können:

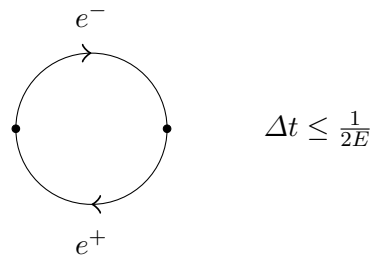


Abbildung 0.2.: virtuelles Teilchen-Antiteilchen-Paar

- Das Vakuum wird dadurch ein Medium.
- Bei Rechnungen erhält man Unendlichkeiten.

Die Behandlung der Divergenzen führt zur „Renormierung“, dem Kern der Quantenfeldtheorie. Die Idee dabei ist, dass die Quantenfeldtheorie der nieder-energetische Grenzfall einer „Theory of Everything“ ist. Da wir diese nicht kennen, fordern wir eine „Entkopplung“: Die Physik bei Laborenergien darf nicht von der Theory of Everything abhängen.

Dies wird von Eichtheorien mit oder ohne „spontane Symmetriebrechung“ erfüllt. Auf diese Weise erhält man das *Standard-Modell* der Teilchenphysik.

¹Wir verwenden natürliche Einheiten mit $c = 1$ und $\hbar = 1$.

1 Dirac-Gleichung, Klein-Gordon-Gleichung

Wir verwenden natürliche Einheiten $c = 1$ und $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1$. Nützlich für Umrechnungen in das SI-Einheitensystem sind folgende Konstanten:

$$\hbar c = 197,327 \text{ MeV fm} \quad c = 299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

$$[\text{Energie}] \hat{=} [\text{MeV}] \hat{=} \left[\frac{\text{MeV}}{c} \right] \hat{=} [\text{Impuls}] \hat{=} \left[\frac{\text{MeV}}{\hbar c} \right] \hat{=} \left[\frac{1}{\text{fm}} \right] \hat{=} \left[\frac{c}{\text{fm}} \right] \hat{=} \left[\frac{1}{\text{s}} \right]$$

Sei t eine Zeit in der Einheit MeV^{-1} gegeben. Die Umrechnung in Sekunden geht nun wie folgt:

$$t [\text{s}] = \frac{t [\text{MeV}^{-1}] \cdot \hbar c}{c}$$

Die Quantenmechanik nutzt die klassische Energie-Impuls-Beziehung (Dispersionsrelation):

$$E_{\text{kin}} = \frac{\vec{p}^2}{2m} \quad (1.1)$$

Die Wellenmechanik basiert auf ebenen Wellen:

$$\psi \sim e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})}$$

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} &= E e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} \\ -i \vec{\nabla} e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} &= \vec{p} e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} \end{aligned}$$

Ersetze nun die klassische nun durch die relativistische Dispersionsrelation:

$$E^2 - \vec{p}^2 - m^2 = 0 \quad (1.2)$$

Damit erhält man die *Klein-Gordon-Gleichung*:

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \vec{\nabla}^2 - m^2 \right] \phi(\vec{x}, t) = 0 \quad (1.3)$$

Wieso verwendet man nicht folgende Gleichung?

$$\left[i \frac{\partial}{\partial t} \pm \sqrt{-\vec{\nabla}^2 + m^2} \right] \psi(\vec{x}, t) = 0$$

Die Wurzel lässt sich nur als eine Taylor-Entwicklung mit beliebig hohen Potenzen in $\vec{\nabla}^2$ berechnen.

$$f(x + y) = f(x) + f'(x)y + \frac{1}{2}f''(x)y^2 + \dots$$

Unendlich hohe Ableitungen können zu einer Verletzung der Kausalität führen. Außerdem ist die Konvergenz nicht gesichert. Die Alternative ist die Linearisierung, also die Zerlegung der Klein-Gordon-Gleichung als Differentialgleichung zweiter Ordnung in zwei Differentialgleichungen erster Ordnung.

1.1. Definition (Dirac-Matrizen)

Seien $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$ und γ_3 Elemente einer Algebra mit folgender Eigenschaft:

$$\boxed{\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2g_{\mu\nu} \mathbb{1}} \quad (1.4)$$

Die γ_μ werden *Dirac-Matrizen* genannt, und sie erzeugen eine *Clifford-Algebra*. Dabei ist

$$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = \left((g^{-1})_{\mu\nu} \right) =: (g^{\mu\nu}) \quad (1.5)$$

die Metrik des Minkowski-Raumes¹. Wir verwenden die Einsteinsche Summenkonvention. Die Multiplikation mit $\mathbb{1}$ schreiben wir gewöhnlich nicht aus.

$$\begin{aligned} (\hat{p}^\mu \gamma_\mu - m)(\hat{p}^\mu \gamma_\mu + m) &= \underbrace{\hat{p}^\mu \hat{p}^\nu}_{\text{symmetrisch}} \gamma_\mu \gamma_\nu - m^2 = \\ &= \frac{1}{2} (\hat{p}^\mu \hat{p}^\nu \gamma_\mu \gamma_\nu + \hat{p}^\nu \hat{p}^\mu \gamma_\mu \gamma_\nu) - m^2 = \\ &= \frac{1}{2} \hat{p}^\mu \hat{p}^\nu (\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu) - m^2 = \\ &= \hat{p}^\mu \hat{p}^\nu g_{\mu\nu} - m^2 = \hat{p}^2 - m^2 \end{aligned}$$

Wenn ψ die Gleichung

$$\boxed{(\hat{p}^\mu \gamma_\mu + m) \psi = 0} \quad (1.6)$$

erfüllt, so erfüllt ψ auch die Klein-Gordon-Gleichung, ist also eine Lösung, die der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung genügt. Analoges gilt für:

$$\boxed{(\hat{p}^\mu \gamma_\mu - m) \psi = 0} \quad (1.7)$$

Dies sind die zwei Formen der *Dirac-Gleichung*.

Wir verwenden die *Feynman-Slash-Notation*:

$$\not{p} := p^\mu \gamma_\mu \quad (1.8)$$

Die Dirac-Darstellung der Gamma-Matrizen lautet:

$$\begin{aligned} \gamma^0 = \gamma_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} & \gamma^1 = -\gamma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \gamma^2 = -\gamma_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\mathbf{i} \\ 0 & 0 & \mathbf{i} & 0 \\ 0 & \mathbf{i} & 0 & 0 \\ -\mathbf{i} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \gamma^3 = -\gamma_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.9)$$

¹Mit der Metrik kann man die Indizes verschieben: $a^\mu = g^{\mu\nu} a_\nu$, $a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu$

Beispiel:

$$\begin{aligned}
 \gamma_1 \gamma_2 + \gamma_2 \gamma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\mathbf{i} \\ 0 & 0 & \mathbf{i} & 0 \\ 0 & \mathbf{i} & 0 & 0 \\ -\mathbf{i} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
 &+ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\mathbf{i} \\ 0 & 0 & \mathbf{i} & 0 \\ 0 & \mathbf{i} & 0 & 0 \\ -\mathbf{i} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \\
 &= \begin{pmatrix} -\mathbf{i} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{i} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\mathbf{i} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{i} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{i} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\mathbf{i} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{i} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\mathbf{i} \end{pmatrix} = 0
 \end{aligned}$$

Die Dirac-Darstellung ermöglicht die intuitive Interpretation, dass die ersten beiden Indizes eines *Spinors* ψ einer Teilchenlösung entsprechen und die letzten beiden einer Antiteilchenlösung.

1.2. Die freien Lösungen im Ruhesystem

Wir wollen eine Lösung $\psi(x^0, \vec{x})$ der Diracgleichung im Ruhesystem finden, das heißt für $\vec{p} = 0$ und $E = m$. Wir machen einen Wellenansatz:

$$\psi(t, \vec{x}) = u(E, \vec{p}) e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} = u(m, \vec{0}) e^{-imt}$$

Die Dirac-Gleichung für Teilchen ist:

$$\begin{aligned}
 (m\gamma^0 - m)\psi &= (\not{p} - m)\psi = 0 \\
 \begin{pmatrix} m - m & & & 0 \\ & m - m & & \\ & & -m - m & \\ 0 & & & -m - m \end{pmatrix} \psi &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\
 u(\vec{p} = \vec{0}, +) &= a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad u(\vec{p} = \vec{0}, -) = b \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.10)
 \end{aligned}$$

Analog lässt die Dirac-Gleichung für Antiteilchen

$$(\not{p} + m)\psi = 0$$

folgende Lösungen zu:

$$v(\vec{p} = \vec{0}, -) = c \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad u(\vec{p} = \vec{0}, +) = d \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

1.3. Lorentz-Transformationen der Dirac-Gleichung

Fordere nun die Invarianz der Dirac-Gleichung unter einer Lorentz-Transformationen² Λ_ν^μ :

$$\begin{aligned}
 0 &= \left(\mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \gamma_\mu - m \right) \psi(x) = \left(\mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x'_\nu} \Lambda_\nu^\mu \gamma_\mu - m \right) \underbrace{S^{-1}(\Lambda) \psi'(x')}_{=\psi(x)} / S. \\
 0 &= \left(\mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x'_\nu} \underbrace{\Lambda_\nu^\mu S \gamma_\mu S^{-1}}_{\stackrel{!}{=} \gamma_\nu} - m \right) \psi'(x') \quad (1.12)
 \end{aligned}$$

Es genügt, eine infinitesimale Lorentz-Transformation zu betrachten, da man eine endliche Transformation als Hintereinanderausführung von N infinitesimalen darstellen kann.

$$g^{\nu\nu'} \Lambda_{\nu'}^\mu|_{\text{inf.}} = g^{\nu\mu} + \frac{\omega^{\nu\mu}}{N} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{N^2}\right)$$

Wir benutzen dann:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 - \mathbf{i} \frac{a}{N}\right)^N = e^{-\mathbf{i}a}$$

Zur Erinnerung: Die Lorentz-Transformation lässt die Metrik invariant:

$$\Lambda_{\mu'}^\mu \Lambda_{\nu'}^\nu g_{\mu\nu} = g_{\mu'\nu'}$$

Es folgt:

$$\begin{aligned}
 g^{\mu''\mu'} \Lambda_{\mu'}^\mu g^{\nu''\nu'} \Lambda_{\nu'}^\nu g_{\mu\nu} &= g^{\mu''\nu''} \\
 g^{\mu''\mu} g^{\nu''\nu} g_{\mu\nu} + \frac{\omega^{\mu''\mu}}{N} g^{\nu''\nu} g_{\mu\nu} + g^{\mu''\mu} \frac{\omega^{\nu''\nu}}{N} g_{\mu\nu} &= g^{\mu''\nu''} \\
 \frac{\omega^{\mu''\mu}}{N} g_{\mu\nu} &= -\frac{\omega^{\nu''\nu}}{N} g_{\mu\nu} \\
 \Rightarrow \quad \boxed{\omega^{\mu''\nu''} = -\omega^{\nu''\mu''}} \quad (1.13)
 \end{aligned}$$

Für S machen wir den Ansatz:

$$S = \mathbb{1} - \frac{\mathbf{i}}{4} \cdot \frac{\omega^{\mu\nu}}{N} \sigma_{\mu\nu} \quad (1.14)$$

Dabei sind die $\sigma_{\mu\nu}$ beliebige $\mathbb{C}^{4 \times 4}$ -Matrizen, ohne Einschränkung mit $\sigma_{\mu\nu} = -\sigma_{\nu\mu}$, da der symmetrische Anteil wegfällt, weil $\omega^{\mu\nu}$ antisymmetrisch ist. Einsetzen liefert:

$$\begin{aligned}
 \gamma_\nu + \mathcal{O}\left(\frac{1}{N^2}\right) &\stackrel{!}{=} \left(\mathbb{1} - \frac{\mathbf{i}}{4} \sigma_{\mu'\nu'} \frac{\omega^{\mu'\nu'}}{N} \right) \left(\gamma_\nu + \frac{\omega_{\nu\mu}}{N} \gamma^\mu \right) \left(\mathbb{1} + \frac{\mathbf{i}}{4} \sigma_{\mu''\nu''} \frac{\omega^{\mu''\nu''}}{N} \right) = \\
 \Rightarrow \quad 0 &= -\frac{\mathbf{i}}{4} \sigma_{\mu'\nu'} \frac{\omega^{\mu'\nu'}}{N} \gamma_\nu + \frac{\omega_{\nu\mu}}{N} \gamma_\mu + \frac{\mathbf{i}}{4} \gamma_\nu \sigma_{\mu''\nu''} \frac{\omega^{\mu''\nu''}}{N} \\
 0 &= -\frac{\mathbf{i}}{4} \sigma_{\mu'\nu'} \gamma_\nu \frac{\omega^{\mu'\nu'}}{N} + g_{\nu\nu'} \gamma_{\mu'} \frac{\omega^{\nu'\mu'}}{N} + \frac{\mathbf{i}}{4} \gamma_\nu \sigma_{\mu'\nu'} \frac{\omega^{\mu'\nu'}}{N}
 \end{aligned}$$

²Beachte, dass Λ_ν^μ sich unter Lorentz-Transformationen nicht ändert, also kein Tensor ist.

$$0 = \frac{\omega^{\mu'\nu'}}{N} \left(-\frac{\mathbf{i}}{4} \sigma_{\mu'\nu'} \gamma_\nu - g_{\nu\nu'} \gamma_{\mu'} + \frac{\mathbf{i}}{4} \gamma_\nu \sigma_{\mu'\nu'} \right)$$

Es gilt, da $\omega^{\mu'\nu'}$ antisymmetrisch ist:

$$-\omega^{\mu'\nu'} g_{\nu\nu'} \gamma_{\mu'} = \left(-\frac{1}{2} g_{\nu\nu'} \gamma_{\mu'} + \frac{1}{2} g_{\nu\mu'} \gamma_{\nu'} \right) \omega^{\mu'\nu'}$$

Somit folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{i}}{4} (\sigma_{\mu'\nu'} \gamma_\nu - \gamma_\nu \sigma_{\mu'\nu'}) \frac{\omega^{\mu'\nu'}}{N} &= \frac{1}{2} (-g_{\nu\nu'} \gamma_{\mu'} + g_{\nu\mu'} \gamma_{\nu'}) \frac{\omega^{\mu'\nu'}}{N} \\ \frac{\mathbf{i}}{2} (\sigma_{\mu'\nu'} \gamma_\nu - \gamma_\nu \sigma_{\mu'\nu'}) &= g_{\mu'\nu} \gamma_{\nu'} - g_{\nu'\nu} \gamma_{\mu'} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Die $\sigma_{\mu'\nu'}$ sind antisymmetrische Tensoren der Stufe 2, die nur von den γ -Matrizen abhängen, das heißt mit $A \in \mathbb{C}$ gilt:

$$\sigma_{\mu'\nu'} = A \cdot [\gamma_{\mu'}, \gamma_{\nu'}]$$

Die linke Seite von (1.15) ist damit:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{i}}{2} A \left(\underbrace{\gamma_{\mu'} \gamma_{\nu'}}_{\text{kommutieren}} - \underbrace{\gamma_{\nu'} \gamma_{\mu'}}_{\text{kommutieren}} - \underbrace{\gamma_{\nu} \gamma_{\mu'}}_{\text{kommutieren}} \gamma_{\nu'} + \underbrace{\gamma_{\nu} \gamma_{\nu'}}_{\text{kommutieren}} \gamma_{\mu'} \right) &= \\ &= \frac{\mathbf{i}}{2} A \left(2g_{\nu'\nu} \gamma_{\mu'} - \gamma_{\mu'} \gamma_{\nu} \gamma_{\nu'} - 2g_{\mu'\nu} \gamma_{\nu'} + \gamma_{\nu'} \gamma_{\nu} \gamma_{\mu'} - \right. \\ &\quad \left. - 2g_{\nu\mu'} \gamma_{\nu'} + \gamma_{\mu'} \gamma_{\nu} \gamma_{\nu'} + 2g_{\nu\nu'} \gamma_{\mu'} - \gamma_{\nu'} \gamma_{\nu} \gamma_{\mu'} \right) \\ &= 2\mathbf{i}A (g_{\nu'\nu} \gamma_{\mu'} - g_{\mu'\nu} \gamma_{\nu'}) \end{aligned}$$

Aus (1.15) folgt daher:

$$A = \frac{\mathbf{i}}{2} \quad \boxed{\sigma_{\mu\nu} = \frac{\mathbf{i}}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]} \quad (1.16)$$

Damit haben wir S bestimmt.

Erinnerung: Kugelflächenfunktionen und Drehimpulsoperator

$$\begin{aligned} Y_{lm} &= \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \cdot \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos(\vartheta)) e^{\mathbf{i}m\varphi} \\ \hat{L}_z &= \frac{\hbar}{\mathbf{i}} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) = \frac{\hbar}{\mathbf{i}} \frac{\partial}{\partial \varphi} \end{aligned}$$

1.3.1. Erster Spezialfall: Rotation

Betrachte die infinitesimale Transformation für Drehungen um die z -Achse:

$$(A_\nu^\mu)_{\text{inf. Rot.}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -\frac{\varphi}{N} & 0 \\ 0 & \frac{\varphi}{N} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \frac{\omega^{12}}{N} = -\frac{\omega^{21}}{N} = -\frac{\varphi}{N} \quad (1.17)$$

Alle anderen $\omega^{\mu\nu}$ verschwinden. Außerdem gilt:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{12} &= -\sigma_{21} = \frac{\mathbf{i}}{2} (\gamma_1 \gamma_2 - \gamma_2 \gamma_1) = \mathbf{i} \gamma_1 \gamma_2 = \\
 &= \mathbf{i} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \mathbf{i} \\ 0 & 0 & -\mathbf{i} & 0 \\ 0 & -\mathbf{i} & 0 & 0 \\ \mathbf{i} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \\
 S &= \exp \left(-\frac{\mathbf{i}}{4} N \cdot 2 \frac{\omega^{12}}{N} \sigma_{12} \right) = \exp \left(\frac{\mathbf{i}}{2} \varphi \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \right) = \\
 &= \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ 0 & & & 1 \end{pmatrix} \cos \left(\frac{\varphi}{2} \right) + \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ & -1 & & \\ & & 1 & \\ 0 & & & -1 \end{pmatrix} \mathbf{i} \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) = \\
 &= \begin{pmatrix} e^{\mathbf{i} \frac{\varphi}{2}} & & & 0 \\ & e^{-\mathbf{i} \frac{\varphi}{2}} & & \\ & & e^{\mathbf{i} \frac{\varphi}{2}} & \\ 0 & & & e^{-\mathbf{i} \frac{\varphi}{2}} \end{pmatrix} \tag{1.18}
 \end{aligned}$$

Also haben die erste und dritte Komponenten Spin $\frac{1}{2}$ und die anderen beiden Spin $-\frac{1}{2}$.

1.3.2. Zweiter Spezialfall: Lorentz-Boost

Für den Lorentz-Boost gilt:

$$\begin{aligned}
 (x^0)' &= \gamma (x^0 + \vec{\beta} \cdot \vec{x}) \\
 (\vec{x})' &= \gamma (\vec{\beta} x^0 + \vec{x})
 \end{aligned}$$

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c} \qquad \gamma^{-1} = \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$\frac{\omega^0_k}{N} = \frac{\omega^k_0}{N} =: \frac{\omega^k}{N} \qquad \omega := \sqrt{(\omega^1)^2 + (\omega^2)^2 + (\omega^3)^2}$$

$$(A)_{\text{inf. Boost}} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\omega^1}{N} & \frac{\omega^2}{N} & \frac{\omega^3}{N} \\ \frac{\omega^1}{N} & 1 & 0 & 0 \\ \frac{\omega^2}{N} & 0 & 1 & 0 \\ \frac{\omega^3}{N} & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

Man erhält:

$$\sigma_{10} = \mathbf{i} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_{20} = \mathbf{i} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\mathbf{i} \\ 0 & 0 & \mathbf{i} & 0 \\ 0 & -\mathbf{i} & 0 & 0 \\ \mathbf{i} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_{30} = \mathbf{i} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$S = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\mathbb{1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega}{N} \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 & p^3 & p^1 - \mathbf{i}p^2 \\ 0 & 0 & p^1 + \mathbf{i}p^2 & -p^3 \\ p^3 & p^1 - \mathbf{i}p^2 & 0 & 0 \\ p^1 + \mathbf{i}p^2 & -p^3 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{=:M} \frac{1}{\|\vec{p}\|} \right)^N = e^{\frac{\omega}{2}M}$$

$$M^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \quad M^{2n} = \mathbb{1} \quad \quad \quad M^{2n+1} = M$$

$$\Rightarrow \quad S = \cosh\left(\frac{\omega}{2}\right) \mathbb{1} + \sinh\left(\frac{\omega}{2}\right) M \quad (1.20)$$

Wir betrachten jetzt die Λ_α^β -Matrix, die sich aus N infinitesimalen Transformationen ergibt.

$$\left(\Lambda_\alpha^\beta \right) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{\omega}{N} \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & \omega^1 & \omega^2 & \omega^3 \\ \omega^1 & 0 & 0 & 0 \\ \omega^2 & 0 & 0 & 0 \\ \omega^3 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{=: \tilde{M}} \frac{1}{\omega} \right)^N = e^{\omega \tilde{M}} \quad (1.21)$$

$$\tilde{M}^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{(\omega^1)^2}{\omega^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(\omega^2)^2}{\omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{(\omega^3)^2}{\omega^2} \end{pmatrix}$$

Damit folgt:

$$\left(\tilde{M}^2 \right)_0^0 = 1 = \left(\tilde{M}^{2n} \right)_0^0 \quad \quad \quad \left(\tilde{M}^{2n+1} \right)_0^0 = 0$$

Somit ergibt sich:

$$\begin{aligned} \cosh(\omega) &= (\Lambda)_0^0 \stackrel{!}{=} \gamma = \frac{E}{m} = \sqrt{\frac{\|\vec{p}\|^2 + m^2}{m^2}} \\ \cosh\left(\frac{\omega}{2}\right) &= \sqrt{\frac{\cosh(\omega) + 1}{2}} = \sqrt{\frac{E + m}{2m}} \\ \frac{1}{\|\vec{p}\|} \sinh\left(\frac{\omega}{2}\right) &= \frac{1}{\|\vec{p}\|} \sqrt{\frac{\cosh(\omega) - 1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{E^2 - m^2}} \sqrt{\frac{E - m}{2m}} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2m(E + m)}} = \frac{1}{E + m} \sqrt{\frac{E + m}{2m}} \end{aligned}$$

$$S = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \frac{p^3}{E+m} & \frac{p^1 - ip^2}{E+m} \\ 0 & 1 & \frac{p^1 + ip^2}{E+m} & \frac{-p^3}{E+m} \\ \frac{p^3}{E+m} & \frac{p^1 - ip^2}{E+m} & 1 & 0 \\ \frac{p^1 + ip^2}{E+m} & \frac{-p^3}{E+m} & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

$$\Rightarrow u(\vec{p}, +) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p^3}{E+m} \\ \frac{p^1 + ip^2}{E+m} \end{pmatrix}$$

Die Lösungen sind also:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} u(\vec{p}, +) = e^{-ipx} u(\vec{p}, +) & \psi_2 &= e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} u(\vec{p}, -) = e^{-ipx} u(\vec{p}, -) \\ \psi_3 &= e^{i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} v(\vec{p}, +) = e^{ipx} v(\vec{p}, +) & \psi_4 &= e^{i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} v(\vec{p}, -) = e^{ipx} v(\vec{p}, -) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_1(\vec{x}, t) &= e^{-ipx} \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p^3}{E+m} \\ \frac{p^1 + ip^2}{E+m} \end{pmatrix} & \psi_2(\vec{x}, t) &= e^{-ipx} \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{p^1 - ip^2}{E+m} \\ \frac{-p^3}{E+m} \end{pmatrix} \\ \psi_3(\vec{x}, t) &= e^{ipx} \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} \frac{p^3}{E+m} \\ \frac{p^1 + ip^2}{E+m} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} & \psi_4(\vec{x}, t) &= e^{ipx} \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} \frac{p^1 - ip^2}{E+m} \\ \frac{-p^3}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.23)$$

1.3.3. Der 4-Spinvektor

Wir suchen nun die relativistische Verallgemeinerung des Spinvektors \vec{s} , den 4-Spinvektor s^μ . Im Ruhesystem soll gelten:

$$s^\mu = (0, \vec{s}) \quad p^\mu = (E, \vec{0}) = (m, \vec{0}) \quad (1.24)$$

Wir verwenden, dass 4-Skalarprodukte invariant unter Lorentz-Transformationen sind.

$$s^2 = s_\mu s^\mu = -\|\vec{s}\|^2 \stackrel{\|\vec{s}\|=1}{=} -1 \quad s \cdot p = s_\mu p^\mu = 0 \quad (1.25)$$

Wir machen folgenden Ansatz für s^μ , da die einzige ausgezeichnete Raumrichtung \vec{p} ist:

$$s^\mu = (s^0, \alpha \vec{p})$$

Dabei ist $\alpha \in \mathbb{R}$ ein beliebiger Proportionalitätsfaktor. Einsetzen liefert:

$$\begin{aligned} s^0 E - \alpha \vec{p}^2 &= 0 \\ \Rightarrow s^0 &= \frac{\alpha \vec{p}^2}{E} \end{aligned}$$

Damit ergibt die andere Gleichung:

$$-1 = (s^0)^2 - \alpha^2 \vec{p}^2 = \left(\frac{\alpha \vec{p}^2}{E} \right)^2 - \alpha^2 \vec{p}^2 =$$

$$\begin{aligned}
&= \alpha^2 \left(\frac{\vec{p}^4}{E^2} - \vec{p}^2 \right) = \alpha^2 \left(\frac{\vec{p}^4}{E^2} - \vec{p}^2 \right) = \\
&= -\alpha^2 \cdot \frac{\vec{p}^2 m^2}{E^2} \\
\Rightarrow \quad \alpha &= \pm \frac{E}{m \|\vec{p}\|}
\end{aligned}$$

Somit ist der Spin 4-Vektor:

$$s^\mu = \pm \frac{E}{m} \left(\frac{\|\vec{p}\|}{E}, \frac{\vec{p}}{\|\vec{p}\|} \right) \quad (1.26)$$

Eine wichtige Eigenschaft von s^μ ist:

$$\lim_{\frac{\|\vec{p}\|}{m} \rightarrow \infty} s^\mu = \pm \frac{1}{m} (E, \vec{p}) = \pm \frac{p^\mu}{m} \quad (1.27)$$

Was ist das Lorentz-invariante Skalarprodukt (und damit die Norm) für Spinoren? Wir machen folgenden Ansatz:

$$\int d^3x (\psi^*)^T(t, \vec{x}) \Gamma \psi(t, \vec{x}) = 1$$

Dabei ist $\Gamma \in \mathbb{C}^{4 \times 4}$ eine Matrix. Die Lorentz-Invarianz bedeutet:

$$S^\dagger \Gamma S \stackrel{!}{=} \Gamma$$

Nebenrechnung:

$$-\frac{\omega^{\mu\nu}}{4} (\mathbf{i}\sigma_{\mu\nu})^\dagger = \frac{\omega^{\mu\nu}}{8} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)^\dagger = \frac{\omega^{\mu\nu}}{8} (\gamma_\nu^\dagger \gamma_\mu^\dagger - \gamma_\mu^\dagger \gamma_\nu^\dagger)$$

In der Dirac-Darstellung gilt:

$$\gamma_0 = \gamma_0^\dagger \quad \gamma_i = -\gamma_i^\dagger$$

Dies kann man aufgrund der Antikommutator-Relationen kurz schreiben als:

$$\gamma_\mu^\dagger = \gamma_0 \gamma_\mu \gamma_0$$

Es folgt:

$$-\frac{\omega^{\mu\nu}}{4} (\mathbf{i}\sigma_{\mu\nu})^\dagger = \gamma_0 \frac{\omega^{\mu\nu}}{8} (\gamma_\nu \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma_\nu) \gamma_0 = \gamma_0 \frac{\mathbf{i}}{4} \omega^{\mu\nu} \sigma_{\mu\nu} \gamma_0$$

Aus (1.14) folgt für eine infinitesimale Transformation:

$$S^\dagger = \gamma_0 S^{-1} \gamma_0$$

Bei einer endlichen Transformation ergibt sich dies ebenfalls:

$$(S^N)^\dagger = (S^\dagger)^N = \gamma_0 (S^{-1})^N \gamma_0 = \gamma_0 (S^N)^{-1} \gamma_0$$

Damit erhält man für alle $\omega^{\mu\nu}$:

$$\gamma_0 S^{-1} \gamma_0 \Gamma S \stackrel{!}{=} 0$$

$$\Rightarrow \quad \Gamma = \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Die Norm ist also:

$$\|\psi\|^2 = \int d^3x \psi^\dagger(t, \vec{x}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \psi(t, \vec{x}) \quad (1.28)$$

Im Folgenden verwenden wir die Notation:

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0$$

1.3.4. Projektions-Operatoren

Wir wollen die Lösungen der Dirac-Gleichung jetzt mit Hilfe von Projektions-Operatoren schreiben. Im euklidischen Raum gilt:

$$\vec{v} = \sum_i \vec{e}_i (\vec{e}_i^T \cdot \vec{v}) = \sum_i \underbrace{(\vec{e}_i \vec{e}_i^T)}_{=: P} \cdot \vec{v}$$

Die Projektions-Operatoren im Ruhesystem sind einfach:

$$\begin{aligned} \hat{P}_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \hat{P}_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \hat{P}_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \hat{P}_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Weiter gilt im Ruhesystem:

$$\frac{\not{p} + m}{2m} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \frac{\not{p} - m}{2m} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Wir definieren:

$$\gamma_5 = \gamma^5 := \mathbf{i} \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = -\mathbf{i} \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma_5 \gamma_\mu s^\mu \Big|_{\vec{s}=(0,0,1)} = \gamma_5 \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\frac{1 + \gamma_5 \not{\vec{p}}}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \hat{P}_1 = \frac{\not{p} + m}{2m} \cdot \frac{1 + \gamma_5 \not{\vec{p}}}{2} = u(\vec{p}, +) \bar{u}(\vec{p}, +) \quad (1.30)$$

Analog ergibt sich:

$$\hat{P}_2 = \frac{\not{p} + m}{2m} \cdot \frac{1 - \gamma_5 \not{\vec{p}}}{2} \quad (1.31)$$

$$\hat{P}_3 = \frac{-\not{p} + m}{2m} \cdot \frac{1 - \gamma_5 \not{\vec{p}}}{2} \quad (1.32)$$

$$\hat{P}_4 = \frac{-\not{p} + m}{2m} \cdot \frac{1 + \gamma_5 \not{\vec{p}}}{2} \quad (1.33)$$

Für $\|\vec{p}\| \gg m$ ist $\not{\vec{p}} \approx \not{p}$ und es gilt:

$$(\not{p} + m) \frac{\not{p}}{m} = \frac{\not{p}^2 + \not{p}m}{m} = \frac{p^2 + m\not{p}}{m} = \frac{m^2 + m\not{p}}{m} = m + \not{p}$$

$$\text{Helizität (engl. helicity):} \quad \frac{1 \pm \gamma_5 \not{\vec{p}}}{2} \quad (1.34)$$

$$\text{Chiralität (engl. chirality):} \quad \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \quad (1.35)$$

Für $\frac{\|\vec{p}\|}{m} \rightarrow \infty$ stimmt beides überein.

1.3.5. Diskrete Lorentz-Transformationen

Zur Lorentz-Gruppe gehören die diskreten Transformationen \hat{P} (Parität) und \hat{T} (Zeitumkehr).

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \hat{T} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{\mu'}^{\mu} \Lambda_{\nu'}^{\nu} g_{\mu\nu} &= g_{\mu'\nu'} \\ \Rightarrow (\det(\Lambda))^2 &= 1 \\ \det(\Lambda) &= \pm 1 \end{aligned} \quad (1.37)$$

Für $\mu' = 0 = \nu'$ gilt:

$$\begin{aligned} \Lambda_0^0 \Lambda_0^0 - \sum_{i=1}^3 \Lambda_0^i \Lambda_0^i &= 1 \\ \Rightarrow (\Lambda_0^0)^2 &= 1 + \sum_{i=1}^3 (\Lambda_0^i)^2 \geq 1 \\ \Lambda_0^0 &\geq 1 \quad \text{oder} \quad \Lambda_0^0 \leq -1 \end{aligned} \quad (1.38)$$

Es gibt vier nicht zusammenhängende Teilmengen der Lorentzgruppe:

$$\begin{array}{ccc}
 L_+^\uparrow : \det(\Lambda) = +1, & \Lambda_0^0 > 1 & \xrightarrow{\hat{T}} & L_-^\downarrow : \det(\Lambda) = -1, & \Lambda_0^0 < 1 \\
 \hat{P} \Downarrow & & \hat{P}\hat{T} \Downarrow & & \hat{P} \Downarrow \\
 L_-^\uparrow : \det(\Lambda) = -1, & \Lambda_0^0 > 1 & \xrightarrow{\hat{T}} & L_+^\downarrow : \det(\Lambda) = +1, & \Lambda_0^0 < 1
 \end{array} \quad (1.39)$$

Die schwache Wechselwirkung verletzt die \hat{P} - und die \hat{T} -Symmetrie.

Stetige Transformationen führen nicht aus L_+^\uparrow hinaus. Daher muss man sich zusätzlich das Verhalten unter \hat{P} und \hat{T} ansehen.

Nebenbemerkung: $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ ist für jede „vernünftige“ Theorie eine Symmetrietransformation, wobei \hat{C} die Ladungskonjugation ist, die Teilchen und Antiteilchen vertauscht. Daher ist $\hat{C} = \hat{P}\hat{T}$.

1.4. Das Eichprinzip

Die Quantenmechanik ist invariant unter globalen Eichtransformationen $\psi(x) \rightarrow e^{iq\Theta}\psi(x)$. In der Quantenelektrodynamik fordert man nun die Invarianz unter den allgemeineren *lokalen* Eichtransformationen $\psi(x) \rightarrow e^{iq\Theta(x)}$.

Als heuristische Motivation hierfür betrachte zum Beispiel das Aharonov-Bohm-Experiment:

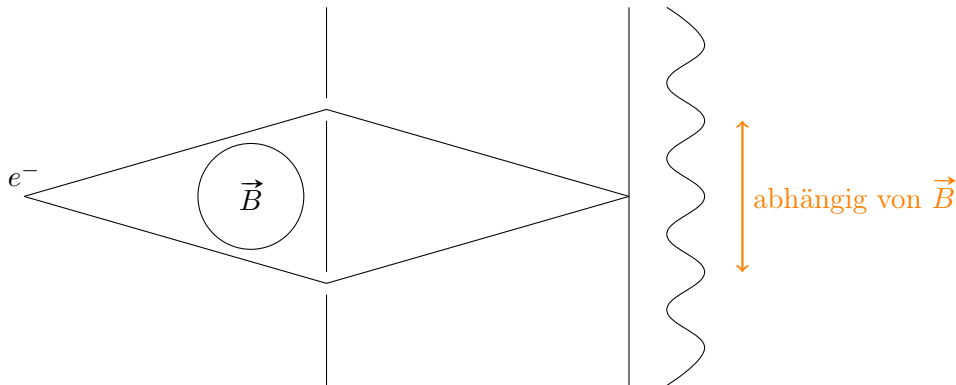


Abbildung 1.1.: Aharonov-Bohm-Experiment: aufgesammelte Phase $e^{i\int_s q A_\mu dx^\mu}$

Das Vektorpotential A^μ ist nur bis auf eine Eichtransformation bestimmt. Die Eichphasen dürfen also keine Rolle spielen.

Die freie Dirac-Gleichung

$$(\mathbf{i}\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = 0$$

ist nicht invariant unter lokalen Eichtransformationen:

$$(\mathbf{i}\gamma^\mu \partial_\mu - m) e^{iq\Theta(x)} \psi(x) = e^{iq\Theta(x)} (-q\gamma^\mu (\partial_\mu \Theta) + \mathbf{i}\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x)$$

Aus der Forderung nach Invarianz folgt, dass es etwas geben muss, was sich so transformiert, dass die Dirac-Gleichung invariant wird. Da $\partial_\mu \Theta(x)$ ein Vektorfeld ist, muss das neue Objekt ebenfalls ein Vektorfeld sein, und zwar A_μ mit:

$$(\mathbf{i}\gamma^\mu \partial_\mu - q\gamma^\mu A_\mu(x) - m) \psi(x) = 0 \quad (1.40)$$

Unter einer Eichtransformation transformiert A_μ wie folgt:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \Theta(x) \quad (1.41)$$

Aus der Forderung nach Eichinvarianz folgt die Existenz des Photons.

1.4.1. Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik

Um zum Beispiel die Zeitentwicklung eines Elektronfeldes beschreiben zu können, muss man wissen, wie sich $A_\mu(x)$ dynamisch entwickelt, das heißt wir brauchen die Lagrangedichte des Photons $\mathcal{L}_A(x)$.

Wir wissen, dass $D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$ ein eichinvarianter Ableitungsoperator ist, der *kovariante Ableitung* genannt wird.

- Für die Dimension von \mathcal{L} gilt:

$$\begin{aligned} S &= \int d^4x \mathcal{L}(x) \\ 1 &\stackrel{\hbar=1}{=} [S] = [x]^4 \cdot [\mathcal{L}] \\ \Rightarrow [\mathcal{L}] &= [x]^{-4} \stackrel{\hbar c=1}{=} [E]^4 \end{aligned} \quad (1.42)$$

- $\mathcal{L}(x)$ ist eine Lorentz-Skalardichte.
- $\mathcal{L}(x)$ ist kein Ableitungsoperator, sondern eine Funktion (ein Multiplikationsoperator).
- $\mathcal{L}(x)$ muss eichinvariant sein, das heißt sie muss aus D_μ -Operatoren aufgebaut sein.

Man beobachtet, dass $[\hat{D}_\mu, \hat{D}_\nu]$ ein Multiplikations- und kein Ableitungsoperator ist.

$$\begin{aligned} (\partial_\mu + iqA_\mu)(\partial_\nu + iqA_\nu) &= \partial_\mu \partial_\nu + iq(\partial_\mu A_\nu) + iqA_\nu \partial_\mu + iqA_\mu \partial_\nu - q^2 A_\mu A_\nu \\ (\partial_\nu + iqA_\nu)(\partial_\mu + iqA_\mu) &= \partial_\nu \partial_\mu + iq(\partial_\nu A_\mu) + iqA_\mu \partial_\nu + iqA_\nu \partial_\mu - q^2 A_\nu A_\mu \\ \Rightarrow [\hat{D}_\mu, \hat{D}_\nu] &= iq(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) =: iqF_{\mu\nu} \end{aligned}$$

Wählt man q dimensionslos, so hat A_μ die Dimension einer Energie und somit folgt $[F_{\mu\nu}] = [E]^2$.

$$F^\mu{}_\mu=0 \quad \boxed{\mathcal{L}(x) \sim F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}} \quad (1.43)$$

Die Wahl der Konstanten ist willkürlich. Damit die Gleichungen möglichst einfach werden, wählt man folgende Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}(x) := -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.44)$$

Die freie Euler-Lagrange-Gleichung ist also:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\sigma} - \partial^\lambda \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial^\lambda A_\sigma)} &= 0 \\ \Rightarrow \partial^\lambda F_{\lambda\sigma} &= 0 \end{aligned} \quad (1.45)$$

Die Lagrange-Dichte der Quantenelektrodynamik ist somit:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}}(x) = \sum_{\text{Fermionen } j} \bar{\psi}_j(x) (\not{p} - q_e Q_j A(x) - m) \psi_j(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x) \quad (1.46)$$

Dabei ist q_e die Elementarladung und Q_j die relative Ladung des j -ten Fermions.

Bei der Variation sind $\bar{\psi}$ und ψ als unabhängige Variablen aufzufassen, weil eine komplexe Größe zwei reelle Freiheitsgrade hat. Die Euler-Lagrange-Gleichungen für A_σ sind:

$$\begin{aligned}
 0 &= \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{QED}}}{\partial A_\sigma} - \partial_\lambda \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{QED}}}{\partial (\partial_\lambda A_\sigma)} = \\
 &= \sum_{\text{Fermionen } j} \bar{\psi}_j(x) (-q_e Q_j \gamma^\sigma) \psi_j(x) - \left(\frac{-1}{4} \cdot 4 \right) \partial_\lambda F^{\lambda\sigma} \\
 \partial_\lambda F^{\lambda\sigma} &= q_e \underbrace{\sum_{\text{Fermionen } j} Q_j \bar{\psi}_j(x) \gamma^\sigma \psi_j(x)}_{=j^\sigma(x)}
 \end{aligned} \tag{1.47}$$

Die Dirac-Gleichung erhält man als Euler-Lagrange-Gleichung für $\bar{\psi}_j$.

$$0 = \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{QED}}}{\partial \bar{\psi}_j} - \partial_\lambda \underbrace{\frac{\partial \mathcal{L}_{\text{QED}}}{\partial (\partial_\lambda \bar{\psi}_j)}}_{=0} = (\not{p} - q_e Q_j \not{A}(x) - m) \psi_j(x)$$

Die Euler-Lagrange-Gleichung für ψ_j ist die konjugierte Dirac-Gleichung:

$$\begin{aligned}
 0 &= \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{QED}}}{\partial \psi_j} - \partial_\lambda \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{QED}}}{\partial (\partial_\lambda \psi_j)} = \bar{\psi}_j \left(-q_e Q_j \not{A}(x) - m \right) - \partial_\lambda \left(\bar{\psi}_j \cdot \mathbf{i} \gamma^\lambda \right) = \\
 &= \bar{\psi}_j \left(-\overleftarrow{\not{p}} - q_e Q_j \not{A}(x) - m \right)
 \end{aligned}$$

Dabei bedeutet $\overleftarrow{\not{p}}$, dass der Ableitungsoperator nach links wirkt, also auf $\bar{\psi}_j$.

1.4.2. Bilinearformen des Dirac-Feldes

Man nennt $\bar{\psi}(x) \gamma^\sigma \psi(x)$ eine *Bilinearform*. Physikalische Größen entsprechen Bilinearformen. Wir kennen bereits die Vektordichte:

$$V^\sigma(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^\sigma \psi(x)$$

$V^\sigma(x)$ ist hermitesch:

$$\begin{aligned}
 [V^\sigma(x)]^\dagger &= \psi^\dagger(x) (\gamma^\sigma)^\dagger (\gamma_0)^\dagger \psi(x) = \psi^\dagger(x) (\gamma_0)^2 (\gamma^\sigma)^\dagger (\gamma_0)^\dagger \psi(x) = \\
 &= \bar{\psi}(x) \gamma_0 (\gamma^\sigma)^\dagger \gamma_0 \psi(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^\sigma \psi(x)
 \end{aligned}$$

Es muss 16 unabhängige hermitesche Bilinearformen geben. Wir wählen als Basis solche Bilinearformen, die sich aus den γ -Matrizen berechnen lassen:

$$S(x) = \bar{\psi}(x) \psi(x) \quad \text{Skalardichte (1 Komponenten)} \tag{1.48}$$

$$V^\sigma(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^\sigma \psi(x) \quad \text{Vektordichte (4 Komponenten)} \tag{1.49}$$

$$T^{\mu\nu}(x) = \bar{\psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \psi(x) = \psi^\dagger \gamma_0 \frac{\mathbf{i}}{2} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \psi \quad \text{Tensordichte (6 Komponenten)} \tag{1.50}$$

$$A^\sigma(x) = \bar{\psi}(x) \gamma^\sigma \gamma_5 \psi(x) \quad \text{Axialvektordichte (4 Komponenten)} \tag{1.51}$$

$$P(x) = \bar{\psi}(x) \mathbf{i} \gamma_5 \psi(x) \quad \text{Pseudoskalardichte (1 Komponenten)} \tag{1.52}$$

$$P^\dagger = \psi^\dagger (-\mathbf{i}) \gamma_5 \gamma_0 \psi(x) = \mathbf{i} \bar{\psi} \gamma_5 \psi$$

$$\begin{aligned} (T^{\mu\nu}(x))^\dagger &= \psi^\dagger \left(\gamma^{\nu\dagger} \gamma^{\mu\dagger} - \gamma^{\nu\dagger} \gamma^{\mu\dagger} \right) \left(-\frac{\mathbf{i}}{2} \right) \gamma_0 \psi = \\ &= \psi^\dagger \left((\gamma_0)^2 \gamma^{\nu\dagger} (\gamma_0)^2 \gamma^{\mu\dagger} - (\gamma_0)^2 \gamma^{\nu\dagger} (\gamma_0)^2 \gamma^{\mu\dagger} \right) \left(-\frac{\mathbf{i}}{2} \right) \gamma_0 \psi = \\ &= -\bar{\psi} \frac{\mathbf{i}}{2} (\gamma^\nu \gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^\nu) \psi = \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi \end{aligned}$$

Die Axialvektordichte und die Pseudoskalardichte transformieren sich unter stetigen Lorentz-Transformationen wie ein Vektor beziehungsweise wie ein Skalar. Allerdings ändern sie unter der Paritätstransformation ihr Vorzeichen.

Es gibt unter diesen 16 keine Bilinearform, die ein symmetrischer Tensor 2. Stufe ist. Daher kann man so nicht an das Gravitationsfeld, dass durch den symmetrischen Metrik-Tensor $g_{\mu\nu}$ beschrieben wird koppeln.

1.4.3. Die Transformationen $\hat{C}, \hat{P}, \hat{T}$

Ladungskonjugation \hat{C}

Die Ladungskonjugation vertauscht Teilchen und Antiteilchen.

$$\text{Elektron-Dirac-Gleichung:} \quad (\mathbf{i} \gamma_\mu \partial^\mu + q_e A^\mu \gamma_\mu - m) \psi = 0 \quad (1.53)$$

$$\text{Positron-Dirac-Gleichung:} \quad (\mathbf{i} \gamma_\mu \partial^\mu - q_e A^\mu \gamma_\mu - m) \psi = 0 \quad (1.54)$$

Überlegung: Ein Elektron, das mit Energie $E > 0$ und Impuls \vec{p} vorwärts in der Zeit läuft entspricht einem Positron, dass mit Energie $-E < 0$ und Impuls \vec{p} rückwärts in der Zeit läuft.

$$e^{-\mathbf{i}(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} = e^{-\mathbf{i}((-E)(-t) - \vec{p} \cdot \vec{x})}$$

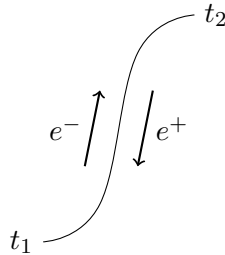


Abbildung 1.2.: In der Zeit vorwärts laufendes Elektron entspricht in der Zeit rückwärts laufendem Positron.

Hieraus motivieren wir den Ansatz:

$$\psi_C(x) = C \psi^*(x) \quad (1.55)$$

Dabei ist $C \in \text{GL}_4(\mathbb{C})$ eine beliebige invertierbare Matrix. Komplexe Konjugation der Elektron-Dirac-Gleichung und Einfügen von C liefert:

$$C (-\mathbf{i} \gamma_\mu^* \partial^\mu + q_e A^\mu \gamma_\mu^* - m) C^{-1} C \psi^* = 0$$

$$(-iC\gamma_\mu^*C^{-1}\partial^\mu + q_e A^\mu C\gamma_\mu^*C^{-1} - m)\psi_C = 0$$

Damit dies in die Positron-Dirac-Gleichung übergeht, muss

$$C\gamma_\mu^*C^{-1} = -\gamma_\mu$$

gelten. Die Lösung davon ist:

$$C = \gamma_2 e^{i\varphi} \quad C^{-1} = -\gamma_2 e^{-i\varphi}$$

$$C\gamma_2^*C^{-1} = \gamma_2 e^{i\varphi} (-\gamma_2) (-\gamma_2) e^{-i\varphi} = \gamma_2^3 = -\gamma_2$$

Für $\mu \neq 2$ gilt:

$$C\gamma_\mu^*C^{-1} = \gamma_2 e^{i\varphi} \gamma_\mu (-\gamma_2) e^{-i\varphi} = -\gamma_2 \gamma_\mu \gamma_2 = \gamma_\mu \gamma_2 \gamma_2 = -\gamma_\mu$$

Damit folgt:

$$\psi_C = e^{i\varphi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \psi^* \quad (1.56)$$

Beispiel:

$$\psi_4 = v(p, +) e^{ip \cdot x} = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} \frac{p_1 - ip_2}{E+m} \\ \frac{-p_3}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ipx}$$

$$\psi_1 = u(p, +) e^{-ip \cdot x} = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_3}{E+m} \\ \frac{p_1 + ip_2}{E+m} \end{pmatrix} e^{-ipx}$$

$$\begin{aligned} (\psi_1)_C &= e^{i\varphi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_3}{E+m} \\ \frac{p_1 + ip_2}{E+m} \end{pmatrix} e^{ipx} = \\ &= ie^{i\varphi} \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} \frac{p_1 - ip_2}{E+m} \\ \frac{-p_3}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-ipx} = ie^{i\varphi} \psi_4 \end{aligned}$$

Ein physikalisches Positron ψ_C mit positiver Energie ist äquivalent zu einer Lösung ψ mit negativer Energie.

Paritätstransformation \hat{P}

Die Paritätstransformation ist eine räumliche Spiegelung am Ursprung:

$$x^\mu \rightarrow (x')^\mu = (x^0, -\vec{x}) \quad (1.57)$$

Wir machen den Ansatz:

$$\psi_P(x') = \psi(x^0, -\vec{x}) = P\psi(x) \quad (1.58)$$

Die Dirac-Gleichung für x' ist:

$$\left(\mathbf{i}\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial (x')^\mu} + q_e \gamma^\mu A_\mu(x') - m \right) \psi_P(x') = 0$$

Die soll äquivalent sein zu:

$$\left(\mathbf{i}\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + q_e \gamma^\mu A_\mu(x) - m \right) \psi(x) = 0$$

Wegen $\vec{E} \xrightarrow{P} -\vec{E}$ und $\vec{B} \xrightarrow{P} \vec{B}$ sowie $\nabla \xrightarrow{P} -\nabla$ und $\partial_t \xrightarrow{P} \partial_t$ folgt $A^0 \xrightarrow{P} A^0$ und $A^j \xrightarrow{P} -A^j$.

$$\Rightarrow P^{-1} \left(\mathbf{i}\gamma^0 \frac{\partial}{\partial x^0} - \mathbf{i}\gamma^j \frac{\partial}{\partial x^j} + q_e \gamma^0 A_0 + q_e \gamma^j A_j - m \right) P\psi = 0$$

Es muss also gelten:

$$\begin{aligned} P^{-1} \gamma^0 P &= \gamma^0 & P^{-1} \gamma^j P &= -\gamma^j \\ \Rightarrow P &= e^{\mathbf{i}\mathbf{x}\gamma_0} & P^{-1} &= e^{-\mathbf{i}\mathbf{x}\gamma_0} \end{aligned} \quad (1.59)$$

Zeitumkehrinvarianz \hat{T}

Wegen $\vec{E} \xrightarrow{T} \vec{E}$ und $\vec{B} \xrightarrow{T} -\vec{B}$ sowie $\nabla \xrightarrow{T} \nabla$ und $\partial_t \xrightarrow{T} -\partial_t$ folgt $A^0 \xrightarrow{T} A^0$ und $A^j \xrightarrow{T} -A^j$. Wir machen den Ansatz:

$$\psi_T(x') = T\psi^*(x) \quad (1.60)$$

Die Dirac-Gleichung für ψ_T ist:

$$\begin{aligned} & \left(-\mathbf{i}\gamma^0 \frac{\partial}{\partial x^0} + \mathbf{i}\gamma^j \frac{\partial}{\partial x^j} + q_e \gamma^0 A_0(x) + q_e \gamma^j A_j(x) - m \right) T\psi^*(x) = 0 \quad /* \\ (T^*)^{-1} & \left(\mathbf{i}\gamma^0 \frac{\partial}{\partial x^0} - \mathbf{i}(\gamma^j)^* \frac{\partial}{\partial x^j} + q_e \gamma^0 A_0(x) + q_e (\gamma^j)^* A_j(x) - m \right) T^* \psi(x) = 0 \end{aligned}$$

Nun muss gelten:

$$(T^*)^{-1} \gamma^0 T^* = \gamma^0 \quad (T^*)^{-1} (\gamma^j)^* T^* = -\gamma^j$$

Das bedeutet:

$$\begin{aligned} (T^*)^{-1} \gamma^0 T^* &= \gamma^0 & (T^*)^{-1} \gamma^1 T^* &= -\gamma^1 \\ (T^*)^{-1} \gamma^2 T^* &= \gamma^2 & (T^*)^{-1} \gamma^3 T^* &= -\gamma^3 \end{aligned}$$

Die Lösung ist:

$$T = \gamma^1 \gamma^3 e^{i\xi} \qquad T^{-1} = \gamma^3 \gamma^1 e^{-i\xi} = T^* \qquad (1.61)$$

Probe:

$$T^{-1}T = \gamma^3 \gamma^1 \gamma^1 \gamma^3 = -\gamma^3 \gamma^3 = \mathbb{1}$$

$$\gamma^1 \gamma^3 \gamma^0 \gamma^3 \gamma^1 = (-1)^2 \gamma^0 \gamma^1 \gamma^3 \gamma^3 \gamma^1 = \gamma^0$$

$$\gamma^1 \gamma^3 \gamma^1 \gamma^3 \gamma^1 = -\gamma^1 \gamma^1 \gamma^3 \gamma^3 \gamma^1 = -\gamma^1$$

$$\gamma^1 \gamma^3 \gamma^2 \gamma^3 \gamma^1 = (-1)^2 \gamma^2 \gamma^1 \gamma^3 \gamma^3 \gamma^1 = \gamma^2$$

$$\gamma^1 \gamma^3 \gamma^3 \gamma^3 \gamma^1 = -\gamma^1 \gamma^3 \gamma^1 = \gamma^1 \gamma^1 \gamma^3 = -\gamma^3$$

2 Greensche Funktion (Feynman-Propagator)

Erinnerung: Das elektrische Potential ϕ erfüllt in der Elektrostatik die Differentialgleichung:

$$\Delta\phi = 4\pi\rho \quad (2.1)$$

Dabei ist ρ die Ladungsdichte. Die Greensche Funktion $G(x, x')$ ist definiert durch:

$$\Delta_x G(x, x') = \delta^{(3)}(x - x') \quad (2.2)$$

Damit ergibt sich die Lösung obiger Differentialgleichung zu:

$$\phi(x) = 4\pi \int d^3x' G(x, x') \rho(x') \quad (2.3)$$

Probe:

$$\Delta_x \phi(x) = 4\pi \int d^3x' \delta(x - x') \rho(x') = 4\pi\rho(x)$$

2.1. Greensche Funktion der Klein-Gordon-Gleichung

Die definierende Gleichung ist:

$$(\square_x + m^2) G(x - x') = -\delta^{(4)}(x - x') \quad (2.4)$$

Das Minus auf der rechten Seite ist Konvention und wird wegen $\square_x = -\hat{p}^2$ eingefügt.
Die Dirac-Greensche Funktion ist einfach:

$$S(x - x') = (i\gamma^\mu \partial_{x,\mu} + m) G(x - x') \quad (2.5)$$

Es gilt nämlich:

$$(i\gamma^\nu \partial_{x,\nu} - m) S(x - x') = (-\square_x - m^2) G(x - x') = \delta^{(4)}(x - x')$$

Am einfachsten ist die Bestimmung von G im Impulsraum. Wir führen also eine Fourier-Transformation durch:

$$G(x - x') = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} G(p) e^{-ip(x-x')} \quad (2.6)$$

$$(\square_x + m^2) G(x - x') = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} (-p^\mu p_\mu + m^2) G(p) e^{-ip(x-x')} \stackrel{!}{=} - \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{-ip(x-x')}$$

Daher muss gelten:

$$(p^2 - m^2) G(p) = 1 \quad (2.7)$$

Ist $p^2 - m^2 \neq 0$, so folgt:

$$G(p) = \frac{1}{p^2 - m^2}$$

Was passiert für $p^2 = (p^0)^2 - \vec{p}^2 = m^2$?

$$p^0 = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \quad (2.8)$$

Da für $p^2 = m^2$ Divergenzen auftreten, muss man (2.6) um eine Zusatzvorschrift ergänzen, wie man diese umschiffen soll.

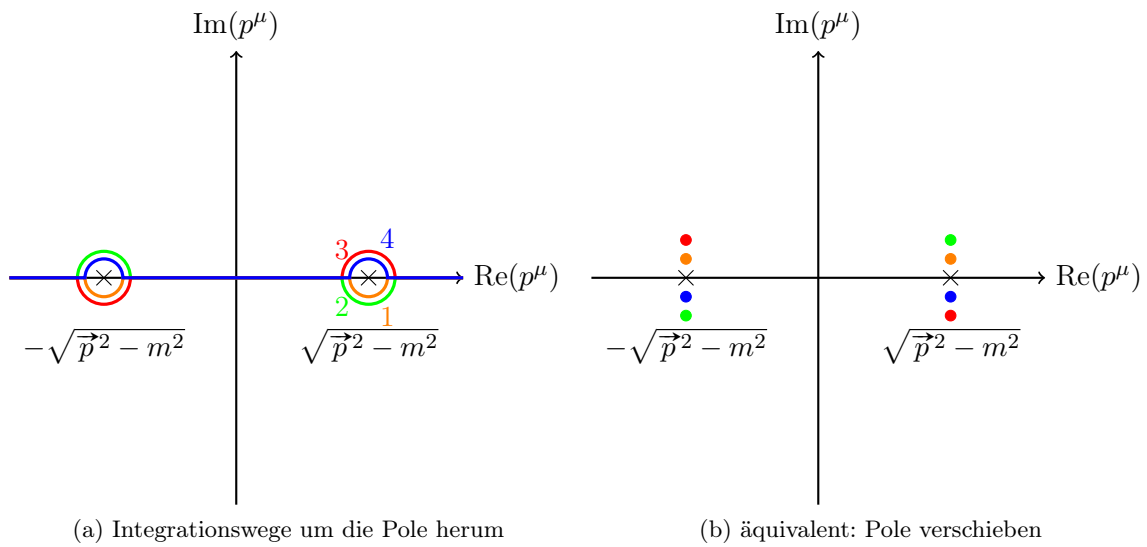


Abbildung 2.1.: Die Pole müssen umgangen werden.

Mit $\varepsilon, \eta \in \mathbb{R}_{>0}$ lassen sich die vier Möglichkeiten schreiben als:

1. $\frac{1}{p^2 - m^2 - i\varepsilon \text{sgn}(p^0)}$: Pole bei $p^0 = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} + i\eta$
2. $\frac{1}{p^2 - m^2 - i\varepsilon}$: Pole bei $p^0 = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \pm i\eta$
3. $\frac{1}{p^2 - m^2 + i\varepsilon}$: Pole bei $p^0 = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \mp i\eta$
4. $\frac{1}{p^2 - m^2 + i\varepsilon \text{sgn}(p^0)}$: Pole bei $p^0 = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} - i\eta$

Mit Hilfe des Residuensatzes kann man so das Integral

$$\int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp^0}{2\pi} e^{-ip^0(t-t') + i\vec{p}(\vec{x}-\vec{x}')} G(p^0, \vec{p})$$

ausrechnen. Für $t' > t$ (Propagation von t' nach t rückwärts in der Zeit) kann man oben schließen, da dann der Faktor $e^{-i^2 \text{Im}(p^0)(t-t')}$ exponentiell abfällt. Ebenso kann man für $t > t'$

(vorwärts in der Zeit) unten schließen. Bei der Propagation vorwärts in der Zeit darf der Pol bei $p_0 < 0$ nicht im Integrationsbereich sein und $p_0 > 0$ darf nicht rückwärts in der Zeit propagieren. Daher bleibt nur die 3. Lösung. Diese wird *Feynman-Propagator* genannt und Berechnungen ergeben:

$$G(x) = -\frac{1}{4\pi}\delta(x^2) + \frac{m}{8\pi\sqrt{x^2}}\Theta(x^2)\left(J_1(m\sqrt{x^2}) - iY_1(m\sqrt{x^2})\right) - \frac{im}{4\pi^2\sqrt{-x^2}}\Theta(-x^2)K_1(m\sqrt{-x^2}) \quad (2.9)$$

Dabei ist δ die Delta-Distribution, Θ die Heaviside-Sprungfunktion, J_1 die Bessel-Funktion erster Ordnung erster Gattung und Y_1 die Bessel-Funktion erster Ordnung zweiter Gattung, sowie K_1 die modifizierte Bessel-Funktion erster Ordnung zweiter Gattung.

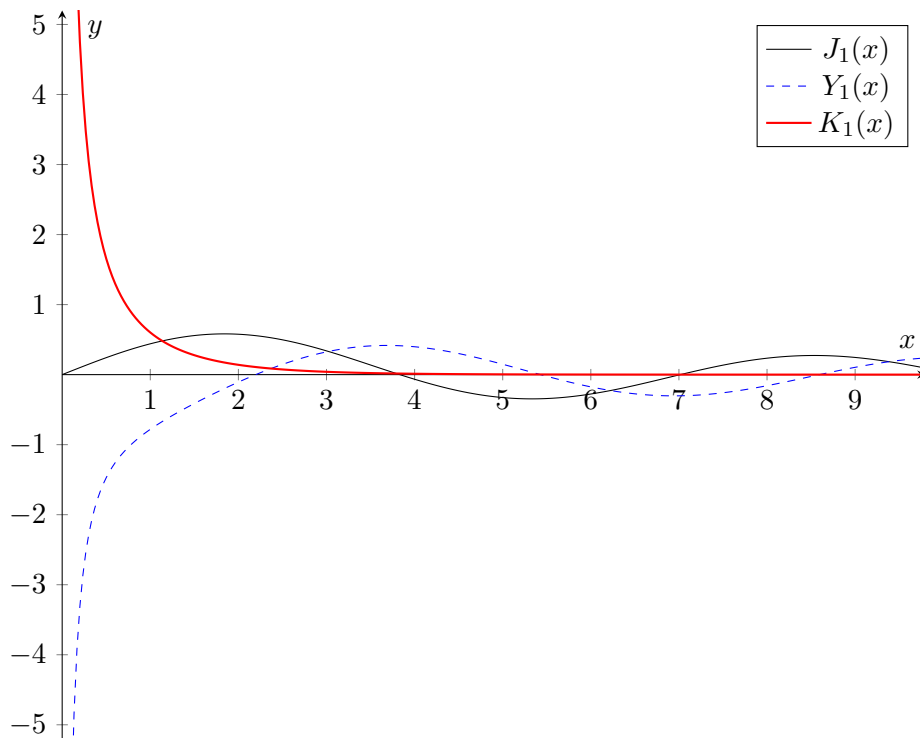


Abbildung 2.2.: Bessel-Funktionen

Dieses Ergebnis lässt sich direkt physikalisch interpretieren. Da $x^2 = 0$ den Lichtkegel beschreibt, entspricht der Term mit $\delta(x^2)$ der Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit. J_1 und Y_1 sind oszillierende Funktionen, die die kausale Ausbreitung massiver Teilchen beschreiben. Die modifizierte Bessel-Funktion $K_1(x) \stackrel{x \rightarrow \infty}{\sim} x^{-\frac{1}{2}}e^{-x}$ fällt exponentiell ab und erscheint wie eine nicht-kausale Ausbreitung. Dies kann man physikalisch dadurch erklären, dass aufgrund der Unschärferelation der Ort des Teilchens schon zu Beginn nicht genauer als die Compton-Wellenlänge festgelegt war, und somit sich ein exponentiell kleiner Teil der Wellenfunktion von einem anderen Ort her ausgebreitet hat. Dies ist keine Ausbreitung mit Überlichtgeschwindigkeit!

2.2. Normierung der Wellenfunktionen

$$u(\vec{p}, +) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p^3}{E+m} \\ \frac{p^1 + ip^2}{E+m} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \bar{u}u &= \frac{E+m}{2m} \cdot \frac{(E+m)^2 - \vec{p}^2}{(E+m)^2} = \frac{E+m}{2m} \cdot \frac{E^2 + 2mE + m^2 - \vec{p}^2}{(E+m)^2} = \\ &= \frac{E+m}{2m} \cdot \frac{2mE + 2m^2}{(E+m)^2} = \frac{E+m}{E+m} = 1 \end{aligned}$$

Führe nun einen möglichen Normierungsfaktor \mathcal{N} für die Wellenfunktion ψ ein:

$$\psi_1(\vec{p}, x) = \mathcal{N} u(\vec{p}, +) e^{-i\vec{p}x} \quad (2.10)$$

$$\int_{\mathbb{R}^3} d^3x \bar{\psi}_1(\vec{p}, x) \psi_1(\vec{p}, x) \stackrel{?}{=} \infty$$

Man müsste also für die Normierung $\mathcal{N} = 0$ wählen, was keinen Sinn ergibt. In einem endlichen Volumen V wäre dieses Integral proportional zu V . Beachte nun die Analogie:

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{d^3}{(2\pi)^3} e^{i\vec{p}\vec{x}} &= \delta^{(3)}(\vec{p}) \\ \int_V \frac{d^3}{(2\pi)^3} e^0 &= \frac{V}{(2\pi)^3} \triangleq \delta^{(3)}(0) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Wir machen daher folgenden Ansatz für die Normierung:

$$\int_{\mathbb{R}^3} d^3x \bar{\psi}_1(\vec{p}, x) \psi(\vec{p}', x) = |\mathcal{N}|^2 \int_{\mathbb{R}^3} d^3x e^{-i(p'-p)x} = |\mathcal{N}|^2 (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{p}' - \vec{p}) =: I \quad (2.12)$$

Wie muss man $|\mathcal{N}|^2$ wählen, sodass I eine Lorentz-Invariante ist? Das Integral

$$\int \frac{d^4p}{(2\pi)^3} \delta(p^2 - m^2)$$

ist wegen $|\det(\Lambda)| = 1$ Lorentz-invariant und es gilt:

$$\begin{aligned} \int \frac{d^4p}{(2\pi)^3} \delta(p^2 - m^2) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int dE \delta(E^2 - \vec{p}^2 - m^2) = \\ &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int dE \delta\left(\left(E - \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}\right)\left(E + \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}\right)\right) = \\ &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int dE \frac{1}{2|E|} \left(\delta\left(E - \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}\right) + \delta\left(E + \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}\right)\right) \end{aligned}$$

Nun sind

$$\int \frac{d^3p}{2|E|} \cdot 2|E| \delta^{(3)}(p) = \int d^3p \delta^{(3)}(p) = 1 \quad \text{und} \quad \frac{d^3p}{2|E|}$$

Lorentz-Invarianten und somit auch $2|E|\delta^{(3)}(p)$. Man kann I explizit Lorentz-invariant machen, indem man wählt:

$$\mathcal{N} = \sqrt{\frac{|E|}{m}} \quad (2.13)$$

Diese Wahl sorgt dafür, dass im Ruhesystem die $u(\vec{p}, +)$ etc. nach wie vor Einheitsspinoren sind. Wir ersetzen also:

$$\psi(\vec{p}, m) \rightarrow \tilde{\psi}(\vec{p}, m) = \sqrt{\frac{|E|}{m}} \psi(\vec{p}, m) \quad (2.14)$$

$$\Rightarrow \sum_s \tilde{u}(\vec{p}, s) \bar{\tilde{u}}(\vec{p}, s) = \frac{m}{|E|} \cdot \frac{\not{p} + m}{2m} = \frac{\not{p} + m}{2|E|} \quad (2.15)$$

Dies ist eine sehr vorteilhafte Normierung für Hochenergiephysik, da man jetzt bereits von Anfang an den Limes $m \rightarrow 0$ bilden kann und nicht erst ganz am Ende.

3 Kanonische Quantisierung $\hat{b}^\dagger, \hat{d}^\dagger, \hat{b}, \hat{d}$

Quantisierung ist ein Satz von Regeln, der die korrekten Greenschen Funktionen liefert.

3.1. Umformung des Feynman-Propagators

Der Feynman-Propagator ist:

$$S_F(x-y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{-ip(x-y)} \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2 + i\varepsilon} (\Theta(x^0 - y^0) + \Theta(y^0 - x^0)) \quad (3.1)$$

Der erste Summand gibt bei der p^0 -Integration:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{\left(E - \sqrt{p^2 - m^2 + i\varepsilon}\right) \left(E + \sqrt{p^2 - m^2 + i\varepsilon}\right)} e^{-iE(x^0 - y^0)}$$

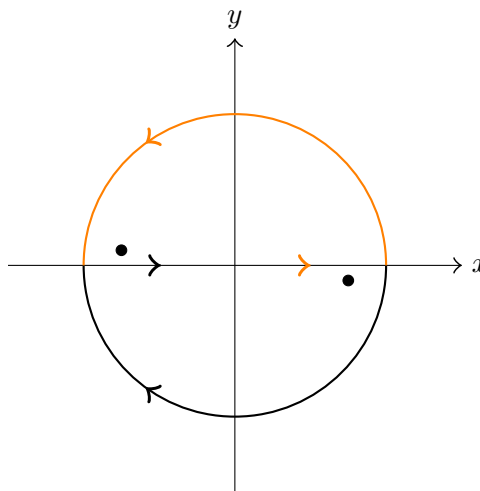


Abbildung 3.1.: Pole bei der Integration

Mit dem Residuensatz folgt:

$$\begin{aligned} (x^0 - y^0) > 0 &\Rightarrow \frac{-2\pi i}{2\sqrt{\vec{p}^2 + m^2}} \\ (x^0 - y^0) < 0 &\Rightarrow \frac{2\pi i}{-2\sqrt{\vec{p}^2 + m^2}} \end{aligned}$$

Mit $E_p := \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$ gibt dies:

$$S_F(x-y) = -i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{-iE_p(x^0-y^0)+i\vec{p}(\vec{x}-\vec{y})} \frac{E_p\gamma_0 - \vec{p} \cdot \vec{\gamma} + m}{2E_p} \Theta(x^0-y^0) - \\ - i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{iE_p(x^0-y^0)+i\vec{p}(\vec{x}-\vec{y})} \frac{-E_p\gamma_0 - \vec{p} \cdot \vec{\gamma} + m}{2E_p} \Theta(x^0-y^0)$$

Im zweiten Integral gehe nun von \vec{p} nach $-\vec{p}$ über und erhalte:

$$S_F(x-y) = -i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{-iE_p(x^0-y^0)+i\vec{p}(\vec{x}-\vec{y})} \overbrace{\frac{E_p\gamma_0 - \vec{p} \cdot \vec{\gamma} + m}{2E_p}}^{\not{p}} \Theta(x^0-y^0) - \\ - i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{iE_p(x^0-y^0)-i\vec{p}(\vec{x}-\vec{y})} \overbrace{\frac{-E_p\gamma_0 + \vec{p} \cdot \vec{\gamma} + m}{2E_p}}^{-\not{p}} \Theta(x^0-y^0) = \\ = -i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\frac{(\not{p} + m)}{2E_p} e^{-ip(x-y)} \Theta(x^0-y^0) - \frac{(\not{p} - m)}{2E_p} e^{ip(x-y)} \Theta(y^0-x^0) \right) = \\ = -i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\sum_{r \in \{1,2\}} \tilde{\psi}_r(\vec{p}, x) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, y) \Theta(x^0-y^0) - \right. \\ \left. - \sum_{r \in \{3,4\}} \tilde{\psi}_r(\vec{p}, x) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, y) \Theta(y^0-x^0) \right) \quad (3.2)$$

Hierbei sind die $\tilde{\psi}_r$ die freien Lösungen (1.23). Produkte der Form $\tilde{\psi}_r(\vec{p}, x) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, y)$ sind Projektionen, ähnlich wie das Tensorprodukt

$$\vec{e}_i \otimes \vec{e}_i := \vec{e}_i \vec{e}_i^T$$

im euklidischen Raum:

$$\vec{v} = \sum_i \vec{e}_i (\vec{e}_i \cdot \vec{v}) = \sum_i (\vec{e}_i \vec{e}_i^T) \vec{v}$$

Diese Darstellung von $\not{p} \pm m$ haben wir in 1.3.4 schon kennen gelernt, beachte hier allerdings die andere Normierung (2.14).

3.2. Definition der Kanonischen Quantisierung

Die *kanonische Quantisierung* definieren wir wie folgt:

$$\hat{\psi}(x) := \sum_{s \in \{\pm\}} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{d^3p}{(2\pi)^3 \cdot 2E_p} \left(\hat{b}(\vec{p}, s) u(\vec{p}, s) e^{-ipx} + \hat{d}^\dagger(\vec{p}, s) v(\vec{p}, s) e^{ipx} \right) \quad (3.3)$$

$$\hat{\psi}^\dagger(x) \gamma_0 := \sum_{s \in \{\pm\}} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{d^3p}{(2\pi)^3 \cdot 2E_p} \left(\hat{b}^\dagger(\vec{p}, s) \bar{u}(\vec{p}, s) e^{ipx} + \hat{d}(\vec{p}, s) \bar{v}(\vec{p}, s) e^{-ipx} \right) \quad (3.4)$$

Definiere noch ein zeitgeordnetes Produkt (j, l : Spinorindizes).

$$\mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_j(x) \hat{\bar{\psi}}_l(y) \right\} := \Theta(x^0-y^0) \hat{\psi}_j(x) \hat{\bar{\psi}}_l(y) - \Theta(y^0-x^0) \hat{\bar{\psi}}_l(y) \hat{\psi}_j(x) \quad (3.5)$$

Die Anti-Kommutatoren der Erzeugungsoperatoren $\hat{b}^\dagger, \hat{d}^\dagger$ und der Vernichtungsoperatoren \hat{b}, \hat{d} sollen alle verschwinden, außer:

$$\left\{ \hat{b}(\vec{p}, s), \hat{b}^\dagger(\vec{p}', s') \right\} = \left\{ \hat{d}(\vec{p}, s), \hat{d}^\dagger(\vec{p}', s') \right\} = \delta_{ss'} \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}') (2\pi)^3 \cdot 2p^0 \quad (3.6)$$

Zudem fordern wir für den normierten Vakuumzustand $|0\rangle$:

$$\hat{b}|0\rangle = 0 \quad \hat{d}|0\rangle = 0 \quad (3.7)$$

$$\langle 0|\hat{b}^\dagger = 0 \quad \langle 0|\hat{d}^\dagger = 0 \quad (3.8)$$

Behauptung: Für die kanonische Quantisierung gilt:

$$\left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_j(x) \hat{\bar{\psi}}_l(y) \right\} \right| 0 \right\rangle = (iS_F(x-y))_{jl} \quad (3.9)$$

Beweis: Wir rechnen nach:

$$\begin{aligned} & \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_j(x) \hat{\bar{\psi}}_l(y) \right\} \right| 0 \right\rangle = \\ &= \Theta(x^0 - y^0) \sum_{s,s'} \int \frac{d^3p d^3p'}{(2\pi)^6 \cdot 2E \cdot 2E'} \underbrace{\left\langle 0 \left| \hat{b}(\vec{p}, s) \hat{b}^\dagger(\vec{p}', s') \right| 0 \right\rangle}_{=\langle 0 | \delta_{ss'} \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}') (2\pi)^3 \cdot 2E | 0 \rangle} u_j(\vec{p}, s) \bar{u}_l(\vec{p}', s') e^{-ipx} e^{ip'y} - \\ & - \Theta(y^0 - x^0) \sum_{s,s'} \int \frac{d^3p d^3p'}{(2\pi)^6 \cdot 2E \cdot 2E'} \underbrace{\left\langle 0 \left| \hat{d}(\vec{p}, s) \hat{d}^\dagger(\vec{p}', s') \right| 0 \right\rangle}_{=\langle 0 | \delta_{ss'} \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}') (2\pi)^3 \cdot 2E | 0 \rangle} \bar{v}_l(\vec{p}, s) v_j(\vec{p}', s') e^{ipx} e^{-ip'y} = \\ &= \Theta(x^0 - y^0) \sum_s \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 \cdot 2E} (u(\vec{p}, s) \bar{u}(\vec{p}', s'))_{jl} e^{-ip(x-y)} - \\ & - \Theta(y^0 - x^0) \sum_s \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 \cdot 2E} (v(\vec{p}', s') \bar{v}_l(\vec{p}, s))_{jl} e^{ip(x-y)} = \\ &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\sum_{r \in \{1,2\}} \left(\tilde{\psi}_r(\vec{p}, x) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, y) \right)_{jl} \Theta(x^0 - y^0) - \right. \\ & \quad \left. - \sum_{r \in \{3,4\}} \left(\tilde{\psi}_r(\vec{p}, x) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, y) \right)_{jl} \Theta(y^0 - x^0) \right) = (iS_F(x-y))_{jl} \end{aligned}$$

□ Behauptung

Außerdem gilt die *Mikrokausalität*:

$$\left\{ \hat{\psi}_j(\vec{x}, t), \hat{\psi}_l^\dagger(\vec{y}, t) \right\} = \delta_{jl} \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y}) \quad (3.10)$$

3.3. Übergang von der Kanonische Quantisierung zur Quantenfeldtheorie

Nun wollen wir auch kompliziertere Prozesse mit mehr als zwei Feldoperatoren berechnen. Aus der Quantenmechanik ist bekannt, dass die Wahrscheinlichkeiten proportional zum Betragsquadrat der Summe der Amplituden ist. Die Amplitude berechnen wir mit Störungstheorie. Die verschiedenen Ordnungen kann man durch Feynman-Diagramme wie in Abbildung 3.2 beschreiben.

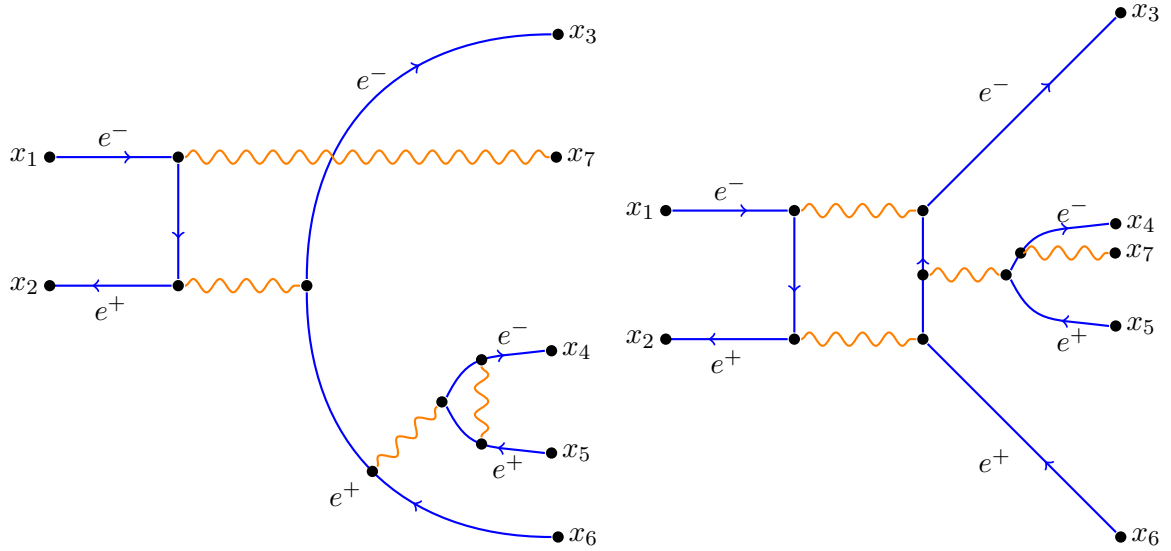


Abbildung 3.2.: Zwei verschiedene Feynman-Diagramme für einen Prozess

Rechts und links befinden sich asymptotische Zustände, also ebene Wellen. Die Wechselwirkungsamplitude ist:

$$_H \langle 0 | \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_H(x_1) \hat{\psi}_H(x_2) \hat{\psi}_H(x_3) \hat{\psi}_H(x_4) \hat{\bar{\psi}}_H(x_5) \hat{\bar{\psi}}_H(x_6) \hat{A}_{H,\mu}(x_7) \right\} | 0 \rangle_H$$

Die Zeitordnung ist nötig, damit man die Propagatoren bekommt. Also ist die Reihenfolge im zeitgeordneten Produkt willkürlich bis auf ein totales Vorzeichen $(-1)^n$.

Wegen der Forderung, dass der Vakuumzustand zeitunabhängig sein soll, ist dieser Erwartungswert nur im Heisenberg-Bild zu verstehen. Im Wechselwirkungsbild (interaction picture) mit $H = H_0 + H_I$ erhält man:

$$\begin{aligned} &_H \langle 0 | \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_H(x_1) \hat{\psi}_H(x_2) \hat{\psi}_H(x_3) \hat{\psi}_H(x_4) \hat{\bar{\psi}}_H(x_5) \hat{\bar{\psi}}_H(x_6) \hat{A}_{H,\mu}(x_7) \right\} | 0 \rangle_H = \\ &= \langle 0 | \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_I(x_1) \hat{\psi}_I(x_2) \hat{\psi}_I(x_3) \hat{\psi}_I(x_4) \hat{\bar{\psi}}_I(x_5) \hat{\bar{\psi}}_I(x_6) \hat{A}_{H,\mu}(x_7) e^{-i \int_{-\infty}^{\infty} \hat{H}_I(x) d^4x} \right\} | 0 \rangle \end{aligned}$$

3.3.1. Schrödinger-, Heisenberg- und Wechselwirkungsbild in der Quantenmechanik

Nur Matrixelemente sind physikalisch relevant:

$$O_{\phi'\phi} = \langle \phi' | \hat{O} | \phi \rangle$$

Diese hängen im Allgemeinen von der Zeit ab:

$$\frac{d}{dt} O_{\phi'\phi} = \left(\frac{d}{dt} \langle \phi' | \right) \hat{O} | \phi \rangle + \langle \phi' | \left(\frac{d}{dt} \hat{O} \right) | \phi \rangle + \langle \phi' | \hat{O} \left(\frac{d}{dt} | \phi \rangle \right)$$

Im Schrödingerbild sind die Operatoren nicht zeitabhängig:

$$\frac{d}{dt} \hat{O}_S = 0$$

Die Zeitabhängigkeit der Zustände wird durch den Hamilton-Operator beschrieben:

$$\mathbf{i} \frac{d}{dt} |\phi_S(t)\rangle =: \hat{H} |\phi_S(t)\rangle \quad -\mathbf{i} \frac{d}{dt} \langle \phi'_S(t) | =: \langle \phi'_S(t) | \hat{H}$$

Es folgt:

$$\frac{d}{dt} O_{\phi'\phi} = \mathbf{i} \langle \phi' | \hat{H} \hat{O} | \phi \rangle - \mathbf{i} \langle \phi' | \hat{O} \hat{H} | \phi \rangle = \mathbf{i} \langle \phi'_S | [\hat{H}, \hat{O}] | \phi_S \rangle$$

Im Heisenbergbild sind die Zustände zeitunabhängig:

$$\frac{d}{dt} |\phi\rangle = \frac{d}{dt} \langle \phi' | = 0 \quad \frac{d}{dt} \hat{O}_H = \mathbf{i} [\hat{H}, \hat{O}_H]$$

Im Wechselwirkungsbild zerlegt man $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I$. Dabei sei \hat{H}_0 nicht explizit zeitabhängig.

$$\begin{aligned} -\mathbf{i} \frac{d}{dt} \langle \phi'_I | &= \langle \phi'_I | \hat{H}_I & -\mathbf{i} \frac{d}{dt} \hat{O}_I &= [\hat{H}_0, \hat{O}_I] \\ \mathbf{i} \frac{d}{dt} |\phi_I\rangle &= -\hat{H}_I |\phi_I\rangle \end{aligned}$$

Mache den Ansatz:

$$\boxed{\hat{O}_I(t) = e^{\mathbf{i}\hat{H}_0(t-t_0)} \hat{O}_S e^{-\mathbf{i}\hat{H}_0(t-t_0)}} \quad (3.11)$$

$$-\mathbf{i} \frac{d}{dt} \hat{O}_I(t) = e^{\mathbf{i}\hat{H}_0(t-t_0)} (\hat{H}_0 \hat{O}_S - \hat{O}_S \hat{H}_0) e^{-\mathbf{i}\hat{H}_0(t-t_0)} = [\hat{H}_0, \hat{O}_I]$$

Für den Zusammenhang zum Heisenbergbild machen wir folgenden Ansatz:

$$\boxed{\hat{O}_H(t) = \left(\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau) d\tau \right) \right)^\dagger \hat{O}_I(t) \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau') d\tau' \right)} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} -\mathbf{i} \frac{d}{dt} \hat{O}_H &= -\mathbf{i} \left(-\mathbf{i} \hat{H}_I(t) \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau) d\tau \right) \right)^\dagger \hat{O}_I(t) \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau') d\tau' \right) + \\ &+ \left(\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau) d\tau \right) \right)^\dagger [\hat{H}_0, \hat{O}_I(t)] \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau') d\tau' \right) + \\ &+ \left(\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau) d\tau \right) \right)^\dagger \hat{O}_I(t) (-\hat{H}_I(t)) \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau') d\tau' \right) = \\ &= \left(\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau) d\tau \right) \right)^\dagger [\hat{H}, \hat{O}_I(t)] \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^t \hat{H}_I(\tau') d\tau' \right) \end{aligned}$$

3.3.2. Beispiel: Quantenelektrodynamik

Die Lagrangedichte ist:

$$\mathcal{L}(x) = \underbrace{\bar{\psi}(x) (\hat{\not{p}} - m) \psi(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x)}_{=: \mathcal{L}_0} \underbrace{- q_e \bar{\psi}(x) \hat{Q} A(x) \psi(x)}_{=: \mathcal{L}_I}$$

$$L(t) = \int d^3x \mathcal{L}(x) = \underbrace{L_0}_{\cong T} + \underbrace{L_I}_{\cong -V}$$

$$H(t) = \int d^3x \mathcal{H}(x) = H_0 + \underbrace{H_I}_{=-L_I}$$

$$\mathcal{H}_0(x) = \bar{\psi}(x) (\hat{\not{p}} - m) \psi(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x)$$

$$\mathcal{H}_I(x) = q_e \bar{\psi}(x) \hat{Q} A(x) \psi(x)$$

$$\hat{H}_I \rightarrow \int d^3x \hat{\mathcal{H}}_I(x)$$

3.3.3. Zusammenfassung der Exponentialfaktoren am Beispiel einer Skalarfeldtheorie

Zu berechnen ist:

$${}_H \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_H(x_1) \dots \hat{\phi}_H(x_n) \} | 0 \rangle_H$$

Im Wechselwirkungsbild haben wir:

$$\hat{\phi}_H(x_1) \rightarrow \left(\mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^t d^3x d\tau \mathcal{H}_I(x) \right) \right)^\dagger \hat{\phi}_I(x_1) \mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^t d^3x d\tau \mathcal{H}_I(x) \right)$$

Wegen $|\psi\rangle_H = |\psi\rangle_{I,t-\infty}$ folgt:

$$|\phi\rangle_I = \mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^t d^3x d\tau \mathcal{H}_I(x) \right) |\phi\rangle_H$$

Insbesondere gilt für das Vakuum:

$$|0\rangle_I = \mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^t d^3x d\tau \mathcal{H}_I(x) \right) |0\rangle_H$$

$$|0\rangle_H = \left(\mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^t d^3x d\tau \mathcal{H}_I(x) \right) \right)^\dagger |0\rangle_I$$

$$\Rightarrow |0\rangle_{I,t\infty} = \mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^\infty d^3x d\tau \mathcal{H}_I(x) \right) |0\rangle_H$$

Damit folgt:

$${}_H \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_H(x_1) \dots \hat{\phi}_H(x_n) \} | 0 \rangle_H = \underset{I,t\infty}{\langle 0 |} \mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^\infty d\tau H_I(\tau) \right) \cdot$$

$$\cdot \mathcal{T} \left\{ \left(\mathcal{T} \exp \left(-i \int_{-\infty}^{t_1} d\tau H_I(\tau) \right) \right)^\dagger \hat{\phi}_I(x_1) \dots \right\} \cdot$$

$$\cdot \underbrace{\left(\mathcal{T} \exp \left(\int_{-\infty}^\infty d\tau H_I(t) \right) \right)^\dagger}_{=1} |0\rangle_{I,t-\infty}$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei $y_i^0 \geq y_{i+1}^0$ für $i \in \mathbb{N}_{\geq 1}$.

$$\begin{aligned}
& \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau H_I(\tau) \right) \left(\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{y_1^0} d\tau H_I(\tau) \right) \right)^\dagger \\
&= \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{y_1^0}^{\infty} d\tau H_I(\tau) \right) \underbrace{\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{y_1^0} d\tau H_I(\tau) \right) \left(\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{y_1^0} d\tau H_I(\tau) \right) \right)^\dagger}_{=1} \\
&= \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{y_1^0}^{\infty} d\tau H_I(\tau) \right)
\end{aligned}$$

Man erhält also:

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_H(x_1) \dots \hat{\phi}_H(x_n) \} | 0 \rangle = {}_H \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_H(y_1) \dots \hat{\phi}_H(y_n) \} | 0 \rangle_H = \\
&= \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \exp \left(\frac{1}{\mathbf{i}} \int_{y_1^0}^{\infty} d\tau H_I(\tau) \right) \hat{\phi}_I(y_1) \mathcal{T} \exp \left(\frac{1}{\mathbf{i}} \int_{y_2^0}^{y_1^0} d\tau H_I(\tau) \right) \hat{\phi}_I(y_2) \dots \right| 0 \right\rangle_{I, t_{-\infty}} = \\
&= \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_I(y_1) \hat{\phi}_I(y_2) \dots \hat{\phi}_I(y_n) e^{-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \hat{H}_I(\tau)} \} | 0 \rangle = \\
&= \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_I(x_1) \hat{\phi}_I(x_2) \dots \hat{\phi}_I(x_n) e^{-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \hat{H}_I(\tau)} \} | 0 \rangle
\end{aligned}$$

Dies ist eine zentrale Gleichung:

$$\boxed{\langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_H(x_1) \dots \hat{\phi}_H(x_n) \} | 0 \rangle = \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}_I(x_1) \dots \hat{\phi}_I(x_n) e^{-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \hat{H}_I(\tau)} \} | 0 \rangle} \quad (3.13)$$

3.4. Das Wicksche Theorem

3.4.1. Definition (Normalgeordnetes Produkt)

Das *normalgeordnete Produkt* ist dadurch definiert, dass alle Vernichtungsoperatoren rechts von allen Erzeugungsoperatoren stehen. Insbesondere gilt:

$$: \dots : | 0 \rangle = 0 \qquad \langle 0 | : \dots : = 0 \quad (3.14)$$

3.4.2. Das Wicksche Theorem

$$\begin{aligned}
\mathcal{T} \{ \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_N) \} = & \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_N) : + \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \} | 0 \rangle : \hat{\phi}(x_3) \dots \hat{\phi}(x_N) : + \\
& + \text{Permutationen} + \\
& + \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \} | 0 \rangle \langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{\phi}(x_3) \hat{\phi}(x_4) \} | 0 \rangle : \hat{\phi}(x_5) \dots \hat{\phi}(x_N) : + \\
& + \text{Permutationen} + \dots
\end{aligned} \quad (3.15)$$

Beweis

Führe eine vollständige Induktion über N durch.

- Induktionsanfang bei $N = 1$:

$$\mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \right\} = \hat{\phi}(x_1) =: \hat{\phi}(x_1) :$$

- Veranschaulichung der Beweisidee am Fall $N = 2$: Für Bosonen ist das zeitgeordnete Produkt mit Plus, damit sich für $x_1 = x_2$ das einfache Produkt ergibt:

$$\mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \right\} = \Theta(x_1^0 - x_2^0) \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) + \Theta(x_2^0 - x_1^0) \hat{\phi}(x_2) \hat{\phi}(x_1)$$

Hier sind die Feldoperatoren:

$$\begin{aligned} \hat{\phi}(\vec{x}, t) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \left(\hat{a}(p) e^{-ipx} + \hat{b}^\dagger(p) e^{ipx} \right) \\ \hat{\phi}^*(\vec{x}, t) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \left(\hat{a}^\dagger(p) e^{ipx} + \hat{b}(p) e^{-ipx} \right) \end{aligned}$$

Für ein skalares Feld gilt $\hat{a} = \hat{b}$, da es nur einen Freiheitsgrad gibt, weil es ein reelles Feld ist, sodass das Teilchen sein eigenes Antiteilchen ist. Weiter muss gelten:

$$\left[\hat{a}(p), \hat{a}^\dagger(p') \right] = \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}') (2\pi)^3 2p^0 = \left[\hat{b}(p), \hat{b}^\dagger(p') \right]$$

$$\langle 0 | \mathcal{T} \{ \phi(x) \phi^*(y) \} | 0 \rangle = iD_F(x - y)$$

Andere Bezeichnungen für den Klein-Gordon-Propagator sind $G(x - y)$ oder $\Delta_F(x - y)$. Das normalgeordnete Produkt unterscheidet sich in diesem Fall nur um eine Distribution $f(x)$, da bei der Vertauschung der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der Kommutator hinzukommt, der eine Distribution ist.

$$\begin{aligned} \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \right\} &=: \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) : + f(x_1, x_2) \\ \Rightarrow \quad \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \right\} \right| 0 \right\rangle &= 0 + f(x_1, x_2) \underbrace{\langle 0 | 0 \rangle}_{=1} \end{aligned}$$

- Induktionsschritt $N \rightsquigarrow N + 1$: Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei $x_{N+1}^0 \leq x_i^0$ für $i \in \{1, \dots, N\}$. Mit

$$\begin{aligned} \hat{\phi}^v(x_{N+1}) &:= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \hat{a}(p) e^{-ipx} \\ \hat{\phi}^e(x_{N+1}) &:= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \hat{a}^\dagger(p) e^{ipx} \end{aligned}$$

folgt:

$$\begin{aligned} \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_{N+1}) \right\} &= \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_N) \right\} \underbrace{\hat{\phi}(x_{N+1})}_{=\hat{\phi}^v(x_{N+1}) + \hat{\phi}^e(x_{N+1})} = \\ &= \left(: \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_N) : + \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \right\} \right| 0 \right\rangle : \hat{\phi}(x_3) \dots \hat{\phi}(x_N) : + \right. \\ &\quad \left. + \text{Permutationen} + \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \right\} \right| 0 \right\rangle \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_3) \hat{\phi}(x_4) \right\} \right| 0 \right\rangle : \hat{\phi}(x_5) \dots \hat{\phi}(x_N) : + \\ & + \text{Permutationen} + \dots \cdot \left(\hat{\phi}^v(x_{N+1}) + \hat{\phi}^e(x_{N+1}) \right) \end{aligned}$$

Was wir brauchen ist:

$$: \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_M) : \hat{\phi}^e(x_{N+1})$$

Die Indexmenge E sei eine Teilmenge von $\{1, 2, \dots, M\}$; $V = \{1, 2, \dots, M\} \setminus E$.

$$: \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_M) : \hat{\phi}^e(x_{N+1}) = \sum_{E, V} \left(\prod_{i \in E} \phi^e(x_i) \right) \left(\prod_{j \in V} \phi^v(x_j) \right) \hat{\phi}^e(x_{N+1})$$

Da der Kommutator $[\hat{\phi}^v(x_k), \hat{\phi}^e(x_{N+1})]$ eine Distribution ist, erhält man:

$$\begin{aligned} [\hat{\phi}^v(x_k), \hat{\phi}^e(x_{N+1})] &= \left\langle 0 \left| [\hat{\phi}^v(x_k), \hat{\phi}^e(x_{N+1})] \right| 0 \right\rangle = \left\langle 0 \left| \hat{\phi}^v(x_k) \hat{\phi}^e(x_{N+1}) \right| 0 \right\rangle = \\ &= \left\langle 0 \left| \hat{\phi}(x_k) \hat{\phi}(x_{N+1}) \right| 0 \right\rangle = \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_k) \hat{\phi}(x_{N+1}) \right\} \right| 0 \right\rangle \end{aligned}$$

Dadurch erhält man zu allen Summanden noch alle möglichen Kombinationen

$$\left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_k) \hat{\phi}(x_{N+1}) \right\} \right| 0 \right\rangle$$

und somit den Ausdruck auf der rechten Seite für $N + 1$.

□_{3.4.2}

Wir wissen:

$$\left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}_H(x_1) \dots \hat{\phi}_H(x_N) \right\} \right| 0 \right\rangle = \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}_I(x_1) \dots \hat{\phi}_I(x_N) e^{-i \int_{-\infty}^{\infty} H_I(\tau) d\tau} \right\} \right| 0 \right\rangle$$

Nun kann man die Exponentialfunktion zu einer beliebigen Ordnung nähern und den Erwartungswert des zeitgeordneten Produktes können wir mit dem Wickschen Theorem auf bekannten Vakuumerwartungswerte, die Propagatoren freier Teilchen, reduzieren:

$$\left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}_I(x_1) \hat{\phi}_I(x_2) \right\} \right| 0 \right\rangle = iD_F(x_1 - x_2)$$

Da der Vakuumerwartungswert eines normalgeordneten Produktes verschwindet, bleibt beim Bilden des Vakuumerwartungswertes nur der Term, wo nur noch Distributionen stehen.

Für eine ungerade Anzahl von $\hat{\phi}$ erhält man Null, da auf der rechten Seite dann jeder Term proportional zu einem normalgeordneten Produkt ist.

3.4.3. Beispiel: Skalare Feldtheorie

Betrachte die ϕ^4 -Theorie:

$$\mathcal{H}_I = \frac{\lambda}{4!} \phi_I^4(x) \quad (3.16)$$

$$H_I(\tau) = \int d^3x \mathcal{H}_I(x) \quad (3.17)$$

Diese Theorie wird betrachtet, da ungerade Potenzen nicht möglich sind, weil sonst die Hamilton-Funktion nicht nach unten beschränkt ist und ϕ^2 im kinetischen Anteil enthalten ist. Höhere Potenzen können nicht auftreten, da diese nicht normierbar sind, wie wir später sehen werden.

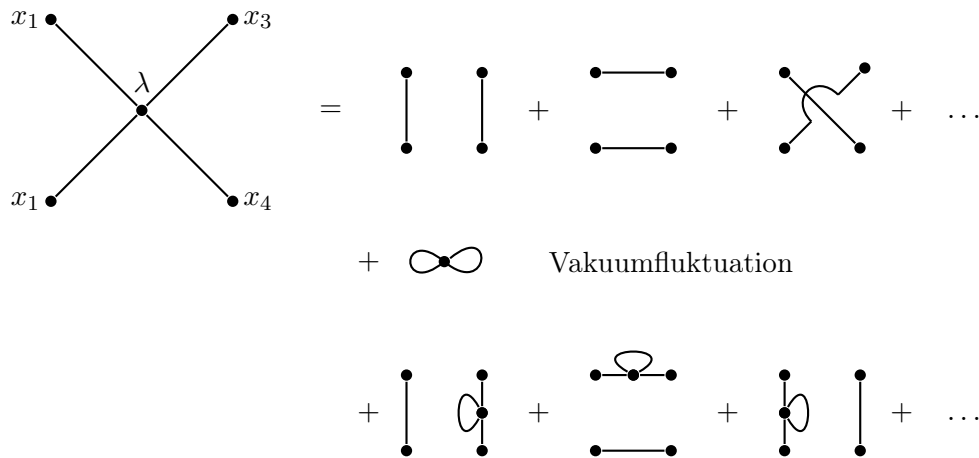


Abbildung 3.3.: Verschiedene Ordnungen dargestellt durch entsprechende Feynman-Diagramme

Die Amplitude erhält man durch Entwicklung der Exponentialfunktion:

$$\begin{aligned}
 \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}(x_1) \hat{\phi}(x_2) \hat{\phi}(x_3) \hat{\phi}(x_4) \left(1 - i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} \hat{\phi}^4(x) \right) \right\} \right| 0 \right\rangle = \\
 = iD_F(x_1 - x_2) iD_F(x_3 - x_4) + iD_F(x_1 - x_3) iD_F(x_2 - x_4) + \\
 + iD_F(x_1 - x_4) iD_F(x_2 - x_3) - \\
 - i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} (iD_F(x_1 - x_2) iD_F(x_3 - x_4) + \dots) iD_F(x - x) iD_F(x - x) \cdot 3 - \\
 - i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} iD_F(x_1 - x_2) iD_F(x_3 - x) iD_F(x_4 - x) iD_F(x - x) \cdot 4 \cdot 3 + \dots - \\
 - i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} iD_F(x_1 - x) iD_F(x_2 - x) iD_F(x_3 - x) iD_F(x_4 - x) \cdot 4! + \dots
 \end{aligned}$$

Beachte hier, dass $D_F(0) \approx \delta(0)$ ist, aber eine Produkt von Distributionen wie $(\delta(0))^2$ nicht definiert ist. Der einzige Beitrag, bei dem Impuls ausgetauscht wird, der also zur Streuung beiträgt ist, ist der letzte Term. Die Streuamplitude ist also:

$$-i\lambda \int d^4x D_F(x_1 - x) D_F(x_2 - x) D_F(x_3 - x) D_F(x_4 - x)$$

3.4.4. Beispiel: Der Elektron-Photon-Vertex

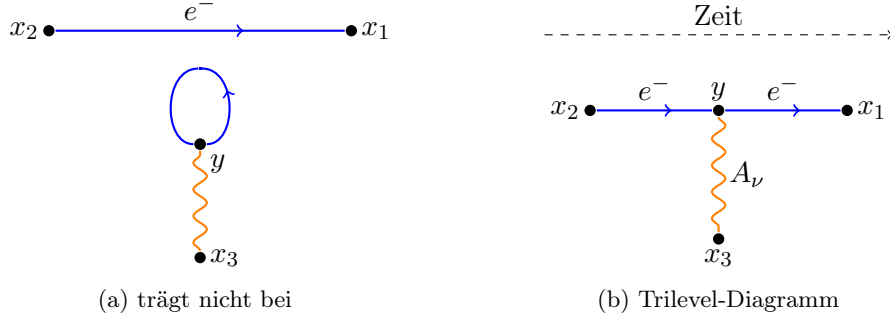


Abbildung 3.4.: Feynman-Diagramme des Elektron-Photon-Vertex

Die Hamiltondichte der Wechselwirkung ist für ein Elektron mit Ladung $q = -q_e$:

$$\mathcal{H}_I(x) = -q_e \bar{\psi}(x) \hat{A}(x) \psi(x)$$

Die Amplitude ergibt sich somit zu:

$$\begin{aligned}
 I &:= \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_{j_1}(x_1) \hat{\bar{\psi}}_{j_2}(x_2) \hat{A}_\nu(x_3) e^{-i \int d^4 y \hat{\bar{\psi}}(y) (-q_e) \hat{A}(y) \hat{\psi}(y)} \right\} \right| 0 \right\rangle \approx \\
 &\stackrel{\text{1. Ordnung}}{\approx} \int d^4 y \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_{j_1}(x_1) \hat{\bar{\psi}}_{j_2}(x_2) \hat{A}_\nu(x_3) \hat{\bar{\psi}}_{k_2}(y) (iq_e \gamma^\mu)_{k_2 k_1} \hat{\psi}_{k_1}(y) \hat{A}_\mu(y) \right\} \right| 0 \right\rangle = \\
 &\stackrel{\text{0. Ordnung}}{\approx} (iq_e \gamma^\mu)_{k_2 k_1} \int d^4 y \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{A}_\nu(x_3) \hat{A}_\mu(y) \right\} \right| 0 \right\rangle \cdot \\
 &\quad \cdot \underbrace{\left(\left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_{j_1}(x_1) \hat{\bar{\psi}}_{j_2}(x_2) \right\} \right| 0 \right\rangle (-1) \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_{k_1}(y) \hat{\bar{\psi}}_{k_2}(y) \right\} \right| 0 \right\rangle \right)}_{\sim 0} \cdot \\
 &\quad \cdot (-1) \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_{j_1}(x_1) \hat{\bar{\psi}}_{k_2}(y) \right\} \right| 0 \right\rangle (-1) \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\psi}_{k_1}(y) \hat{\bar{\psi}}_{j_2}(x_2) \right\} \right| 0 \right\rangle = \\
 &= (iq_e \gamma^\mu)_{k_2 k_1} \int d^4 y i D_{F\mu\nu}(x_3 - y) i (S_F(x_1 - y))_{j_1 k_2} i (S_F(y - x_2))_{k_1 j_2} d^4 y
 \end{aligned}$$

Für I erhält man also im Allgemeinen eine Distribution, was auch nicht weiter verwundert, da $I_\nu(x_1, x_2, x_3)$ die Wechselwirkung beschreibt, die zwischen Teilchen in den Raumzeitpunkten x_i besteht. Man nennt $I(x_1, \dots, x_n)$ eine n -Punkt-Greens-Funktion. Real sind die Teilchen aber nicht lokalisiert und somit muss man I auf ein- und auslaufende Wellenfunktionen $\psi_e, \bar{\psi}_e, (A_\gamma^*)^\nu$ anwenden und die x_i über einen Bereich $U \subseteq (\mathbb{R}^4)^3$ integrieren, sodass nur

$$\int_U \bar{\psi}_e(x_1) (A_\gamma^*)^\nu(x_3) I_\nu(x_1, x_2, x_3) \psi_e(x_2) d^4 x_1 d^4 x_2 d^4 x_3$$

eine reale Bedeutung hat.

Das Trilevel-Diagramm liefert einen nicht verschwindenden Beitrag, der auch nicht divergiert. Die Propagatoren sind:

$$S_F(x_1 - y) = \int \frac{d^4 p_1}{(2\pi)^4} e^{-i p_1(x_1 - y)} \frac{\not{p}_1 + m}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (3.18)$$

$$S_F(y - x_2) = \int \frac{d^4 p_2}{(2\pi)^4} e^{-ip_2(y-x_2)} \frac{\not{p}_2 + m}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (3.19)$$

$$D_{F\mu\nu}(x_3 - y) = - \int \frac{d^4 p_3}{(2\pi)^4} e^{-ip_3(x_3-y)} \frac{g_{\mu\nu}}{p_3^2 + i\epsilon} \quad (3.20)$$

Es folgt:

$$\begin{aligned} I &= (iq_e \gamma^\mu)_{k_2 k_1} \int \frac{d^4 p_1 d^4 p_2 d^4 p_3}{(2\pi)^{12}} \underbrace{\int d^4 y e^{-iy(-p_1+p_2-p_3)}}_{=(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_2-p_1-p_3); \text{E-p-Erhaltung}} e^{-ip_1 x_1} e^{-ip_3 x_3} e^{ip_2 x_2} \\ &\quad \cdot i \frac{g_{\mu\nu}}{p_3^2 + i\epsilon} i \left(\frac{\not{p}_1 + m}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \right)_{j_1 k_2} i \left(\frac{\not{p}_2 + m}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \right)_{k_1 j_2} = \\ &= (iq_e \gamma^\mu)_{k_2 k_1} \int \frac{d^4 p_2 d^4 p_3}{(2\pi)^8} e^{-i(p_2-p_3)x_1} e^{-ip_3 x_3} e^{ip_2 x_2} \\ &\quad \cdot i \frac{g_{\mu\nu}}{p_3^2 + i\epsilon} i \left(\frac{\not{p}_2 - \not{p}_3 + m}{(p_2 - p_3)^2 - m^2 + i\epsilon} \right)_{j_1 k_2} i \left(\frac{\not{p}_2 + m}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \right)_{k_1 j_2} \end{aligned}$$

Der essentielle Teil ist also:

$$i \frac{g_{\mu\nu}}{p_3^2 + i\epsilon} \left(i \frac{\not{p}_2 - \not{p}_3 + m}{(p_2 - p_3)^2 - m^2 + i\epsilon} (iq_e \gamma^\mu) i \left(\frac{\not{p}_2 + m}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \right) \right)_{j_1 j_2}$$

Im Impulsraum erhält man diesen direkt aus dem Feynman-Diagramm, wenn man die Energie-Impuls-Erhaltung berücksichtigt:

$$i \frac{\not{p}_2 - \not{p}_3 + m}{(p_2 - p_3)^2 - m^2 + i\epsilon} \left| (i(-q_e) \gamma^\mu) \right| i \frac{\not{p}_2 + m}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} \left| i \frac{g_{\mu\nu}}{p_3^2 + i\epsilon} \right|$$

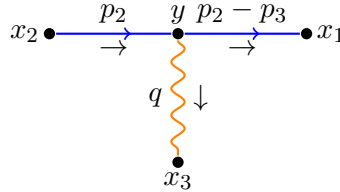


Abbildung 3.5.: Energie-Impuls-Erhaltung

Den Feynman-Propagator kann man auf unterschiedlich schreiben, vergleiche dazu (3.2).

$$\begin{aligned} iS_F(y - x) &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip(y-x)} i \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2 + i\epsilon} = \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(\sum_{r \in \{1,2\}} \tilde{\psi}_r(\vec{p}, y) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, x) \Theta(y^0 - x^0) - \right. \\ &\quad \left. - \sum_{r \in \{3,4\}} \tilde{\psi}_r(\vec{p}, y) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, x) \Theta(x^0 - y^0) \right) = \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(e^{-ip(y-x)} \sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{u}(\vec{p}, s) \bar{\tilde{u}}(\vec{p}, s) \Theta(y^0 - x^0) - \right. \end{aligned}$$

$$- e^{ip(y-x)} \sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{v}(\vec{p}, s) \bar{\tilde{v}}(\vec{p}, s) \Theta(x^0 - y^0) \Big)$$

Für Streuprozesse betrachtet man asymptotische ein- und auslaufende Zustände. Für ein von x einlaufendes Teilchen mit Wellenfunktion $\psi(x) = \tilde{u}(\vec{p}', s') e^{-ip'x}$ und $U_x = (t - \varepsilon, t + \varepsilon) \times \mathbb{R}^3$, dass in y wechselwirkt, gilt $x^0 < y^0$, weshalb nur der vordere Term mit $\Theta(y^0 - x^0)$ beiträgt.

$$\begin{aligned} & \int_{t-\varepsilon}^{t+\varepsilon} dx^0 \int_{\mathbb{R}^3} d^3x \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{-ip(y-x)} \sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{u}(\vec{p}, s) \bar{\tilde{u}}(\vec{p}, s) \tilde{u}(\vec{p}', s') e^{-ip'x} = \\ &= \int_{t-\varepsilon}^{t+\varepsilon} dx^0 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{-ipy} e^{-i(E'_p - E_p)x^0} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{p}' - \vec{p}) \sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{u}(\vec{p}, s) \bar{\tilde{u}}(\vec{p}, s) \tilde{u}(\vec{p}', s') = \\ &= \int_{t-\varepsilon}^{t+\varepsilon} dx^0 e^{-ipy} \underbrace{e^{-i(E'_p - E_p)x^0}}_{=1} \underbrace{\sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{u}(\vec{p}', s) \bar{\tilde{u}}(\vec{p}', s) \tilde{u}(\vec{p}', s')}_{=\tilde{u}(\vec{p}', s')} = \\ &= 2\varepsilon e^{-ipy} \tilde{u}(\vec{p}', s') \end{aligned}$$

Der Faktor e^{-ipy} sorgt für die Impulserhaltung am Vertex. Der Propagator $S_F(x - y)$ beschreibt neben einlaufenden Teilchen gleichzeitig auch auslaufende Antiteilchen. Denn ist $x^0 > y^0$, so bleibt nur der Term proportional zu $\Theta(x^0 - y^0)$, also:

$$\sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{v}(\vec{p}, s) \bar{\tilde{v}}(\vec{p}, s)$$

Für $\bar{\psi}(x) = \bar{\tilde{v}}(\vec{p}', s') e^{ip'x}$ bleibt dann $-2\varepsilon \bar{\tilde{v}}(\vec{p}', s')$. Dreht man nun x und y um, so sieht man, dass $2\varepsilon \tilde{u}(\vec{p}, s)$ auslaufende Teilchen und $\tilde{v}(\vec{p}, s)$ einlaufende Antiteilchen beschreibt.

Solche Regeln im Impulsraum heißen *Feynman-Regeln*.

4 Feynman-Regeln

- Einlaufendes Teilchen:

$$u(\vec{p}, s) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{2E}} \right] \quad (4.1)$$

Den hinteren Faktor in eckigen Klammern schreibt man für gewöhnlich nicht hin, da er im Wesentlichen nur die Energie-Impuls-Erhaltung liefert.

- Auslaufendes Teilchen:

$$\bar{u}(\vec{p}, s) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{2E}} \right] \quad (4.2)$$

- Einlaufendes Antiteilchen:

$$\bar{v}(\vec{p}, s) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{2E}} \right] \quad (4.3)$$

- Auslaufendes Antiteilchen:

$$v(\vec{p}, s) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{2E}} \right] \quad (4.4)$$

- Für ein einlaufendes Photon:

$$\epsilon^\mu \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{2E}} \right] \quad (4.5)$$

- Für ein auslaufendes Photon:

$$(\epsilon^\mu)^* \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{2E}} \right] \quad (4.6)$$

- Für jeden Fermion-Photon-Vertex (Fermionenladung q_f):

$$-i q_f \gamma_\mu \cdot \left[(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p - p' - q) \right] \quad (4.7)$$

- Für jeden Fermion-Propagator (Linie):

$$i \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \cdot \left[\frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \right] \quad (4.8)$$

- Für jeden Photon-Propagator (Linie):

$$-i \frac{g_{\mu\nu} - \frac{1-c}{c} \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}}{q^2 + i\epsilon} \cdot \left[\frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \right] \quad (4.9)$$

Dabei ist $c \in \mathbb{R} \setminus \{0\}$ eine beliebige Konstante.

- Aufgrund der Antikommutatoren erhalten Fermion-Loops einen Faktor (-1) . Dies sei am Beispiel eines Loops mit zwei Vertizes gezeigt:

$$\begin{aligned}
& \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\bar{\psi}}_{j_1}(y) (e\hat{A})_{j_1 j_3} (\hat{\psi}_{j_3}(x) \hat{\bar{\psi}}_{j_4}(x')) (e\hat{A})_{j_4 j_5} \hat{\psi}_{j_5}(y') \right\} \right| 0 \right\rangle \\
&= (-1)^3 \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ (e\hat{A})_{j_1 j_3} (\hat{\psi}_{j_3}(x) \hat{\bar{\psi}}_{j_4}(x')) (e\hat{A})_{j_4 j_5} (\psi_{j_5}(y') \bar{\psi}_{j_1}(y)) \right\} \right| 0 \right\rangle = \\
&= - (e\hat{A})_{j_1 j_3} (S_F(x-x'))_{j_3 j_4} (e\hat{A})_{j_4 j_5} (S_F(y-y'))_{j_5 j_1} = \\
&= -\text{tr} (e\hat{A} S_F(x-x') e\hat{A} S_F(y-y'))
\end{aligned}$$

Außerdem sieht man, dass bei einem Loops nur Spuren auftreten. Daher spielt die Reihenfolge der Loops bei komplizierten Feynman-Diagrammen keine Rolle.

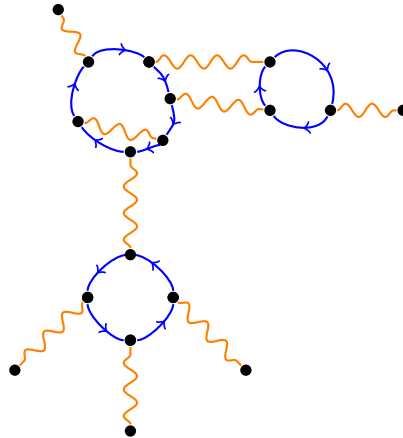


Abbildung 4.1.: Kompliziertes Feynman-Diagramm

4.1. Die Quantisierung des Photonenfeldes

Wie viele Freiheitsgrade hat $A_\mu(x)$, das heißt wie viele Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren muss man einführen?

Die Plancksche Strahlungsformel für die spektrale Energiedichte lautet:

$$u(\omega) = \frac{N}{2} \frac{\hbar}{c^3 \pi^2} \frac{\omega^3}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} \quad (4.10)$$

Dabei ist N die Anzahl der Freiheitsgrade. Aus Messungen erhält man $N = 2$. Ebenso weiß man aus der Optik, dass es zwei Polarisationsfreiheitsgrade gibt.

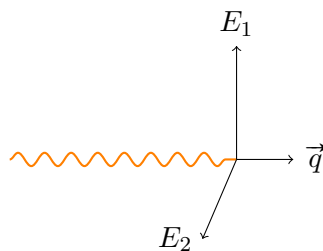


Abbildung 4.2.: Das Photon hat zwei Polarisierungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Naiv könnte man meinen, dass nur die transversalen Freiheitsgrade quantisiert werden sollten. Dafür benötigt man ein jedoch begleitendes Dreibein, was sehr unpraktisch ist.

Wir quantisieren alle vier Freiheitsgrade und zeigen, dass die Beiträge der beiden unphysikalischen Freiheitsgrade sich gegenseitig aufheben. So können wir alles explizit Lorentz-invariant formulieren.

Nebenbemerkung: Die Wirkung des elektromagnetischen Feldes ist:

$$S = \int d^4x \underbrace{\left(\frac{1}{2} (\vec{E}^2 + \vec{B}^2) + (\partial^0 \vec{A}) \cdot \vec{E} - A^0(x) (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \right)}_{\hat{=} \sum_i \dot{q}_i p_i}$$

Hier entspricht $\vec{A} \hat{=} \vec{q}$ und $\vec{E} \hat{=} \vec{p}$. Der kanonisch konjugierte Impuls

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\lambda A^0)} = 0$$

von A^0 verschwindet, weshalb A^0 keine Dynamik hat. A^0 kann daher als Lagrangeparameter zur Zwangsbedingung $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ aufgefasst werden.

Wir zeigen zunächst, dass die unphysikalischen Freiheitsgrade proportional zum Impuls sind. Aus der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x) \quad (4.11)$$

folgen Euler-Lagrange-Gleichungen:

$$0 = \partial_\mu F^{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \partial^\mu A^\nu(x) - \partial_\mu \partial^\nu A^\mu(x) \quad (4.12)$$

Normalerweise wählt man hier die Lorentz-Eichung $\partial_\mu A^\mu = 0$ und erhält $\square A^\nu(x) = 0$. Im Impulsraum heißt dies:

$$\begin{aligned} q^0 A^0 - \vec{q} \cdot \vec{A} &= 0 \\ \Rightarrow A^0 - \frac{\vec{q}}{q^0} \cdot \vec{A} &= 0 \end{aligned}$$

Wir gehen nun per Fourier-Transformation ohne Eichung in den Impulsraum:

$$A^\mu(x) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} e^{-iqx} A^\mu(q) \quad (4.13)$$

$$q_\mu q^\mu A^\nu(q) - q_\mu q^\nu A^\mu(q) = 0 \quad (4.14)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wählen wir die z -Achse als Impulsrichtung, das heißt $q^1 = q^2 = 0$.

1. Fall: $q_\mu q^\mu = 0 = (q^0)^2 - (q^3)^2$

$$q_\mu q^\nu A^\mu(q) = 0$$

Für $\nu = 0$ kann man $q^0 \neq 0$ heraus dividieren und erhält:

$$0 = \begin{pmatrix} q^0 \\ 0 \\ 0 \\ q^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^0 \\ -A^1 \\ -A^2 \\ -A^3 \end{pmatrix} = q^0 A^0 - q^3 A^3$$

Aus $q^0 = \pm q^3$ folgt $A^0 = \pm A^3$.

$$\begin{pmatrix} A^0(q) \\ 0 \\ 0 \\ A^3(q) \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} q^0 \\ 0 \\ 0 \\ q^3 \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix}$$

Der unphysikalische Anteil von A^μ ist also proportional zu q^μ .

2. Fall: $q_\mu q^\mu \neq 0$

$$A^\nu(q) = q^\nu \underbrace{\frac{q^\mu A_\mu}{q_\sigma q^\sigma}}_{=: a(q)} = a(q) \cdot q^\nu$$

Daher sind alle unphysikalischen Terme proportional zu q^ν .

Behauptung: Die Eichinvarianz garantiert, dass alle Terme proportional zu q^ν keinen physikalischen Beitrag liefern.

Beweis: Betrachte den allgemeinen Fall eines Loops:

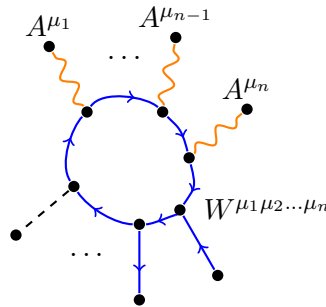


Abbildung 4.3.: Allgemeiner Loop

Man erhält immer Terme folgender Art:

$$\begin{aligned} & \sim \int d^4 x_1 \dots d^4 x_n A_{\mu_1}(x_1) A_{\mu_2}(x_2) \dots A_{\mu_n}(x_n) W^{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(x_1, x_2, \dots) = \\ & \stackrel{\text{Eichinvarianz}}{=} \int d^4 x_1 \dots d^4 x_n \left(A_{\mu_1}(x_1) - \frac{\partial}{\partial x_1^{\mu_1}} \Lambda(x_1) \right) \cdot \dots \cdot \\ & \quad \cdot \left(A_{\mu_n}(x_n) - \frac{\partial}{\partial x_n^{\mu_n}} \Lambda(x_n) \right) W^{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(x_1, x_2, \dots, x_n) \end{aligned}$$

Die Terme proportional zu $\frac{\partial}{\partial x_i^{\mu_i}} \Lambda(x_i)$ müssen Null liefern. Nun führen wir eine partielle Integration nach $x_i^{\mu_i}$ durch erhalten:

$$0 = \frac{\partial}{\partial x_1^{\mu_1}} W^{\mu_1 \dots \mu_n}(x_1, \dots, x_n) = \frac{\partial}{\partial x_2^{\mu_2}} W^{\mu_1 \dots \mu_n}(x_1, \dots, x_n) = \dots$$

Eine n -fache Fourier-Transformation liefert:

$$0 = (q_1)_{\mu_1} W^{\mu_1 \dots \mu_n}(q_1, \dots, q_n) = (q_2)_{\mu_2} W^{\mu_1 \dots \mu_n}(q_1, \dots, q_n) = \dots$$

Im Spezialfall $n = 1$ erhält man die Kontinuitätsgleichung:

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0 \qquad q_\mu j^\mu(q) = 0$$

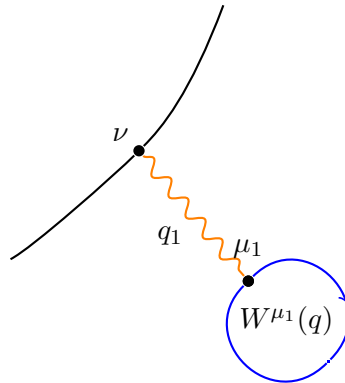


Abbildung 4.4.: Loop für den Spezialfall $n = 1$

Terme im Propagator, die proportional zu $(q_1)_{\mu_1}$ sind, tragen wegen

$$(q_1)_{\mu_1} W^{\mu_1 \dots \mu_n}(q_1, \dots, q_n) = 0$$

nicht bei. In

$$\langle 0 | \mathcal{T} \{ \hat{A}_\mu(x) \hat{A}_\nu(y) \} | 0 \rangle$$

tragen Terme, die proportional zu q^μ oder q^ν sind, nicht bei. Also ist in

$$(A^\mu(q)) = \begin{pmatrix} 0 \\ A^1(q) \\ A^2(q) \\ 0 \end{pmatrix} + a(q) q^\mu \quad (4.15)$$

die Wahl von $a(q)$ beliebig.

□ Behauptung

Wir können also alle Polarisationsfreiheitsgrade $\epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda)$ für die kanonische Quantisierung verwenden:

$$\hat{A}^\mu = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3 2q_0} \sum_{\lambda=0}^3 \left(\epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda) e^{-iqx} \hat{a}(q, \lambda) + (\epsilon^*)^\mu(\vec{q}, \lambda) e^{iqx} \hat{a}^\dagger(q, \lambda) \right) \quad (4.16)$$

$$[\hat{a}(\vec{q}, \lambda), \hat{a}^\dagger(\vec{q}', \lambda')] = -g^{\lambda\lambda'} 2q^0 (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{q} - \vec{q}') \quad (4.17)$$

Für einlaufende Photonen steht $\epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda)$ und für auslaufende Photonen $(\epsilon^*)^\mu(\vec{q}, \lambda)$. Dabei sind:

$$\epsilon^\mu(\vec{q}, 1) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \epsilon^\mu(\vec{q}, 2) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \text{physikalisch} \quad (4.18)$$

$$\epsilon^\mu(\vec{q}, 0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \epsilon^\mu(\vec{q}, 3) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{unphysikalisch} \quad (4.19)$$

Nun gilt:

$$\sum_\lambda \epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda) (\epsilon^*)^\nu(\vec{q}, \lambda) = g^{\mu\nu} \quad (4.20)$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned} \sum_\lambda \epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda) \cdot \epsilon_\mu^*(\vec{q}, \lambda) &= \sum_\lambda \epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda) \cdot (\epsilon^*)^\nu(\vec{q}, \lambda) g_{\mu\nu} = \\ &= g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} = \underbrace{+1 - 1}_{=0} - 1 - 1 = -2 \end{aligned} \quad (4.21)$$

Auch hier kann man alle Polarisationsfreiheitsgrade mitnehmen, da die unphysikalischen Anteile aufheben. Damit wird das Rechnen viel einfacher!

4.2. Der Photon-Propagator

Die inhomogenen Maxwell-Gleichung (1.47) ist:

$$\begin{aligned} \partial_\mu F^{\mu\nu}(x) &= \partial_\mu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)(x) = q_e j^\nu(x) = q_e \sum_{\text{Fermionen } j} Q_j \bar{\psi}_j(x) \gamma^\nu \psi_j(x) \\ (\partial_\mu \partial^\mu g^\nu{}_\lambda - \partial_\lambda \partial^\nu) A^\lambda(x) &= q_e j^\nu(x) \end{aligned} \quad (4.22)$$

Die Greensche Funktion $D_F(x - y)$ ist definiert durch:

$$(\partial_\mu \partial^\mu g^\nu{}_\lambda - \partial_\lambda \partial^\nu) (D_F(x - y))^\lambda{}_\sigma = g^\nu{}_\sigma \delta^{(4)}(x - y) \quad (4.23)$$

Durch Fourier-Transformation mit

$$\begin{aligned} A^\lambda(x) &= \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-iqx} A^\lambda(q) \\ j^\nu(x) &= \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-iqx} j^\nu(q) \\ (D_F(x - y))^\lambda{}_\sigma &= \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-iq(x-y)} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma \end{aligned}$$

ergibt sich analog zu(4.14):

$$(q_\mu q^\mu g^\nu{}_\lambda - q_\lambda q^\nu) A^\lambda(q) = q_e j^\nu(q) \quad (4.24)$$

$$\Rightarrow (q_\mu q^\mu g^\nu{}_\lambda - q_\lambda q^\nu) (D_F(q))^\lambda{}_\sigma = -g^\nu{}_\sigma + b \frac{q^\nu q_\sigma}{q_\mu q^\mu} \quad (4.25)$$

Der Term mit b kann hinzugefügt werden, da Terme proportional zu q_σ nichts beitragen:

$$A^\lambda(x) = q_e \int d^4 y (D_F(x - y))^\lambda{}_\sigma j^\sigma(y) =$$

$$\begin{aligned}
&= q_e \int d^4 y \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-i q(x-y)} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma \int \frac{d^4 \tilde{q}}{(2\pi)^4} e^{-i \tilde{q} y} j^\sigma(\tilde{q}) = \\
&= q_e \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{d^4 \tilde{q}}{(2\pi)^4} d^4 y e^{-i(\tilde{q}-q)y} e^{-i q x} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma j^\sigma(\tilde{q}) = \\
&= q_e \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{d^4 \tilde{q}}{(2\pi)^4} (2\pi)^4 \delta(\tilde{q}-q) e^{-i q x} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma j^\sigma(\tilde{q}) = \\
&= q_e \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-i q x} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma j^\sigma(q)
\end{aligned} \tag{4.26}$$

Für den Term proportional zu q_σ liefert die Kontinuitätsgleichung:

$$q_\sigma j^\sigma(q) = 0$$

Also spielt dieser Term für $A^\lambda(x)$ keine Rolle.

Nun müssen wir den Tensor auf der linken Seite invertieren. Da $D_F(q)$ nur vom 4-Vektor q^λ abhängt, und wegen $\epsilon^\lambda{}_{\sigma\alpha\beta} q^\alpha q^\beta = 0$ ist aufgrund der Lorentz-Symmetrie der allgemeinste Ansatz:

$$(D_F(q))^\lambda{}_\sigma = B(q^2) g^\lambda{}_\sigma + A(q^2) \frac{q^\lambda q_\sigma}{q^2}$$

Einsetzen liefert:

$$\begin{aligned}
(q^2 g^\nu{}_\lambda - q_\lambda q^\nu) q^\lambda A(q^2) \frac{q_\sigma}{q^2} &= (q^2 q^\nu - q^2 q^\nu) A(q^2) \frac{q_\sigma}{q^2} = 0 \\
(q^2 g^\nu{}_\lambda - q_\lambda q^\nu) B(q^2) g^\lambda{}_\sigma &= (q^2 g^\nu{}_\sigma - q_\sigma q^\nu) B(q^2) \stackrel{!}{=} -g^\nu{}_\sigma + b \frac{q^\nu q_\sigma}{q_\mu q^\mu}
\end{aligned}$$

Daher folgt $B(q^2) = -\frac{1}{q^2}$ und $b = 1$ und somit:

$$(D_F(q))^\lambda{}_\sigma = -\frac{g^\lambda{}_\sigma - A(q^2) \frac{q^\lambda q_\sigma}{q^2}}{q^2 + i\epsilon} \tag{4.27}$$

Die Freiheit zur Wahl von $A(q^2)$ ist gerade die Eichfreiheit. Die bekanntesten Eichungen sind:

1. *Feynman Eichung*: $A = 0$

$$(D_F(q))^\lambda{}_\sigma = -\frac{g^\lambda{}_\sigma}{q^2 + i\epsilon} \tag{4.28}$$

2. *Landau Eichung*: $A = 1$

$$(D_F(q))^\lambda{}_\sigma = -\frac{g^\lambda{}_\sigma - \frac{q^\lambda q_\sigma}{q^2}}{q^2 + i\epsilon} \tag{4.29}$$

Dies kann bei komplizierten Problemen die Rechnung vereinfachen.

3. Allgemeinere Eichung: $A = \frac{1-c}{c} \in \mathbb{R}$

$$(D_F(q))^\lambda{}_\sigma = -\frac{g^\lambda{}_\sigma - \frac{1-c}{c} \frac{q^\lambda q_\sigma}{q^2}}{q^2 + i\epsilon} \tag{4.30}$$

5 Berechnung Physikalischer Prozesse

5.1. Elektron-Myon-Streuung

Die Elektron-Myon-Streuung und die Elektron-Quark-Streuung können gleichzeitig behandelt werden. Der einzige Unterschied ist die Ladung des Stoßpartners. Im Folgenden betrachten wir die Streuung mit einem Quark der Q_q -fachen Elementarladung q_e , das heißt $q_q = Q_q q_e$.

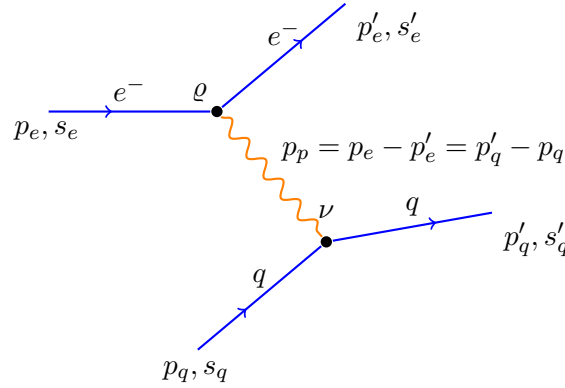


Abbildung 5.1.: Feynman-Diagramm der ersten Ordnung

Das Matrixelement ist nach den Feynman-Regeln mit allen Faktoren:

$$\begin{aligned}
 M &= \int \left(\frac{\bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e)}{\sqrt{2E'_e}} (-i(-q_e) \gamma_\rho) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e - p'_e - p_p) \frac{u_e(\vec{p}_e, s_e)}{\sqrt{2E_e}} \right) \cdot \\
 &\quad \cdot \left(\frac{\bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q)}{\sqrt{2E'_q}} (-iQ_q q_e \gamma_\nu) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_q + p_p - p'_q) \frac{u_q(\vec{p}_q, s_q)}{\sqrt{2E_q}} \right) \frac{(-i) g^{\rho\nu} d^4 p_p}{p_p^2 + i\varepsilon} = \\
 &= -iQ_q q_e^2 \left(\bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \frac{1}{\sqrt{2E'_e}} \gamma_\rho u_e(\vec{p}_e, s_e) \frac{1}{\sqrt{2E_e}} \right) \cdot \frac{g^{\rho\nu}}{(p_e - p'_e)^2 + i\varepsilon} \cdot \\
 &\quad \cdot \left(\bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \frac{1}{\sqrt{2E'_q}} \gamma_\nu (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_q + p_e - p'_e - p'_q) u_q(\vec{p}_q, s_q) \frac{1}{\sqrt{2E_q}} \right) = \\
 &= \underbrace{-iQ_q q_e^2 \bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \gamma_\rho u_e(\vec{p}_e, s_e) \bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \gamma_\nu u_q(\vec{p}_q, s_q)}_{=:\mathcal{M}} \cdot \frac{g^{\rho\nu}}{(p_e - p'_e)^2 + i\varepsilon} \cdot \\
 &\quad \cdot (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) \frac{1}{4\sqrt{E_e E'_e E_q E'_q}}
 \end{aligned}$$

Das verkürzte Matrixelement \mathcal{M} kann man direkt erhalten, wenn man die Feynman-Regeln mit Energie-Impuls-Erhaltung ohne die zusätzlichen Faktoren benutzt.

Für die Wahrscheinlichkeit muss man das Betragsquadrat bilden.

$$|M|^2 = |\mathcal{M}|^2 \cdot (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) \frac{1}{16E_e E'_e E_q E'_q} (2\pi)^4 \underbrace{\delta^{(4)}(0)}_{=n.def.}$$

Das Problem ist, dass das Produkt von Distributionen nicht definiert ist. Man interpretiert dieses „ $\delta^{(4)}(0)$ “ wie folgt:

$$\begin{aligned} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^4x e^{-ixq} = \lim_{V,T \rightarrow \infty} \int_{V,T} d^4x e^{-ixq} \\ \Rightarrow (2\pi)^4 \delta^{(4)}(0) &\hat{=} VT \end{aligned}$$

Das Betragsquadrat des verkürzte Matrixelement ist:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= (\bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \gamma_{\varrho} u_e(\vec{p}_e, s_e))^\dagger \bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \gamma_{\varrho'} u_e(\vec{p}_e, s_e) \cdot \\ &\quad \cdot (\bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \gamma_{\nu} u_q(\vec{p}_q, s_q))^\dagger \bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \gamma_{\nu'} u_q(\vec{p}_q, s_q) \cdot \\ &\quad \cdot g^{\varrho\nu} g^{\varrho'\nu'} \cdot \frac{1}{\left((p_e - p'_e)^2 + i\varepsilon\right) \left((p_e - p'_e)^2 - i\varepsilon\right)} q_e^4 Q_q^2 = \\ &= \bar{u}_e(\vec{p}_e, s_e) \gamma_{\varrho} u_e(\vec{p}'_e, s'_e) \bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \gamma_{\varrho'} u_e(\vec{p}_e, s_e) \cdot \\ &\quad \cdot \bar{u}_q(\vec{p}_q, s_q) \gamma_{\nu} u_q(\vec{p}'_q, s'_q) \bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \gamma_{\nu'} u_q(\vec{p}_q, s_q) \cdot \\ &\quad \cdot \frac{q_e^4 Q_q^2 g^{\varrho\nu} g^{\varrho'\nu'}}{(p_e - p'_e)^4 + \varepsilon^2} = \\ &= \text{tr} \left(\bar{u}_e(\vec{p}_e, s_e) \gamma_{\varrho} u_e(\vec{p}'_e, s'_e) \bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \gamma_{\varrho'} u_e(\vec{p}_e, s_e) \right) \cdot \\ &\quad \text{tr} \left(\bar{u}_q(\vec{p}_q, s_q) \gamma_{\nu} u_q(\vec{p}'_q, s'_q) \bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \gamma_{\nu'} u_q(\vec{p}_q, s_q) \right) \cdot \\ &\quad \cdot \frac{q_e^4 Q_q^2 g^{\varrho\nu} g^{\varrho'\nu'}}{(p_e - p'_e)^4 + \varepsilon^2} = \\ &= \text{tr} \left(\gamma_{\varrho} u_e(\vec{p}'_e, s'_e) \bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \gamma_{\varrho'} u_e(\vec{p}_e, s_e) \bar{u}_e(\vec{p}_e, s_e) \right) \cdot \\ &\quad \text{tr} \left(\gamma_{\nu} u_q(\vec{p}'_q, s'_q) \bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \gamma_{\nu'} u_q(\vec{p}_q, s_q) \bar{u}_q(\vec{p}_q, s_q) \right) \cdot \\ &\quad \cdot \frac{q_e^4 Q_q^2 g^{\varrho\nu} g^{\varrho'\nu'}}{(p_e - p'_e)^4 + \varepsilon^2} = \\ &= \text{tr} \left(\gamma_{\varrho} (\not{p}'_e + m_e) \frac{1 + \alpha'_e \gamma_5 \not{s}'_e}{2} \gamma_{\varrho'} (\not{p}_e + m_e) \frac{1 + \alpha_e \gamma_5 \not{s}_e}{2} \right) \cdot \\ &\quad \text{tr} \left(\gamma_{\nu} (\not{p}'_q + m_q) \frac{1 + \alpha'_q \gamma_5 \not{s}'_q}{2} \gamma_{\nu'} (\not{p}_q + m_q) \frac{1 + \alpha_q \gamma_5 \not{s}_q}{2} \right) \cdot \\ &\quad \cdot \frac{q_e^4 Q_q^2}{(p_e - p'_e)^4 + \varepsilon^2} \end{aligned}$$

Dabei sind die $\alpha \in \{\pm 1\}$, je nachdem, ob der Spin positiv oder negativ ist (vergleiche (1.30) und (1.31)). Da wir uns nur für den unpolarisierten Prozess interessieren, summieren wir über die Endkanäle und mitteln über die Anfangskanäle:

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha_e \in \{\pm 1\}} \frac{1}{2} \sum_{\alpha_q \in \{\pm 1\}} \sum_{\alpha'_e \in \{\pm 1\}} \sum_{\alpha'_q \in \{\pm 1\}} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha_e, \alpha_q, \alpha'_e, \alpha'_q \in \{\pm 1\}}$$

Es folgt

$$\begin{aligned}
I_1 &:= \frac{1}{4} \sum_{\alpha_e, \alpha_q, \alpha'_e, \alpha'_q \in \{\pm 1\}} |\mathcal{M}|^2 = \\
&= \frac{1}{4} \text{tr} \left(\gamma_\varrho (\not{p}'_e + m_e) \underbrace{\left(\sum_{\alpha'_e \in \{\pm 1\}} \frac{1 + \alpha'_e \gamma_5 \not{p}'_e}{2} \right)}_{=1} \gamma_{\varrho'} (\not{p}_e + m_e) \sum_{\alpha_e \in \{\pm 1\}} \frac{1 + \alpha_e \gamma_5 \not{p}_e}{2} \right) \cdot \\
&\quad \text{tr} \left(\gamma^\varrho (\not{p}'_q + m_q) \sum_{\alpha'_q \in \{\pm 1\}} \frac{1 + \alpha'_q \gamma_5 \not{p}'_q}{2} \gamma^{\varrho'} (\not{p}_q + m_q) \sum_{\alpha_q \in \{\pm 1\}} \frac{1 + \alpha_q \gamma_5 \not{p}_q}{2} \right) \cdot \\
&\quad \cdot \frac{q_e^4 Q_q^2}{(p_e - p'_e)^4 + \varepsilon^2} = \\
&= \frac{q_e^4 Q_q^2}{4 \left((p_e - p'_e)^4 + \varepsilon^2 \right)} \text{tr} \left(\gamma_\varrho (\not{p}'_e + m_e) \gamma_{\varrho'} (\not{p}_e + m_e) \right) \cdot \text{tr} \left(\gamma^\varrho (\not{p}'_q + m_q) \gamma^{\varrho'} (\not{p}_q + m_q) \right)
\end{aligned}$$

Das ε^2 kann man weglassen, da $(p_e - p'_e)^2 \neq 0$ ist. Für hohe Energien können wir $m_e \approx 0 \approx m_q$ nähern und mit

$$\text{tr} \left(\gamma_\varrho \not{p}'_e \gamma_{\varrho'} \not{p}_e \right) = 4 \left(p'_{e,\varrho} p_{e,\varrho'} - g_{\varrho\varrho'} p'_e \cdot p_e + p_{e,\varrho} p'_{e,\varrho'} \right)$$

folgt dann:

$$\begin{aligned}
I_1 &\approx \frac{q_e^4 Q_q^2 \cdot 16}{4 (p_e - p'_e)^4} \left(p_{e,\varrho} p'_{e,\varrho'} - g_{\varrho\varrho'} (p_e \cdot p'_e) + p'_{e,\varrho} p_{e,\varrho'} \right) \left(p_q^\varrho (p'_q)^{\varrho'} - g^{\varrho\varrho'} (p_q \cdot p'_q) + (p'_q)^\varrho p_q^{\varrho'} \right) = \\
&= \frac{4 q_e^4 Q_q^2}{(p_e - p'_e)^4} \left(2 (p_e p_q) (p'_e p'_q) - 4 (p_e p'_e) (p_q p'_q) + 2 (p_e p'_q) (p'_e p_q) + g^\varrho_\varrho (p_e p'_e) (p_q p'_q) \right) = \\
&= \frac{8 q_e^4 Q_q^2}{(p_e - p'_e)^4} \left((p_e \cdot p_q) (p'_e \cdot p'_q) + (p_e \cdot p'_q) (p'_e \cdot p_q) \right)
\end{aligned}$$

Führe nun die *Mandelstamm-Variablen* ein:

$$\begin{aligned}
s &:= (p_e + p_q)^2 \stackrel{m \approx 0}{=} 2 p_e p_q = (p'_e + p'_q)^2 = 2 p'_e p'_q \\
t &:= (p_e - p'_e)^2 \stackrel{m \approx 0}{=} -2 p_e p'_e = (p_q - p'_q)^2 = -2 p_q p'_q \\
u &:= (p_e - p'_q)^2 \stackrel{m \approx 0}{=} -2 p_e p'_q = (p'_q - p_e)^2 = -2 p'_e p_q
\end{aligned}$$

$$s + t + u \stackrel{m \approx 0}{=} 0$$

Damit folgt:

$$I_1 = \frac{2 q_e^4 Q_q^2}{t^2} (s^2 + u^2)$$

Das heißt:

$$\frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha_e, \alpha_q \\ \alpha'_e, \alpha'_q}} |M|^2 = 2 q_e^4 Q_q^2 \cdot \frac{s^2 + u^2}{t^2} \frac{1}{16 E_e E_{e'} E_q E_{q'}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) VT$$

Das Quark sei auf einer Fläche A lokalisiert.

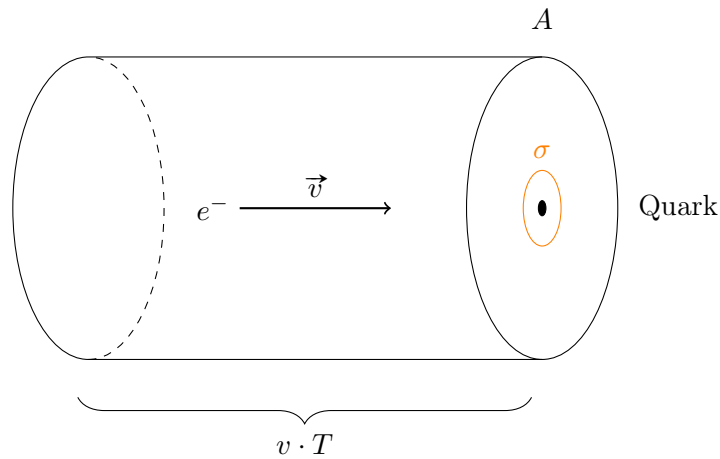


Abbildung 5.2.: Zusammenhang zum Wirkungsquerschnitt des Quarks

Wir betrachten zunächst die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in der Beobachtungszeit T die Fläche A trifft.

$$\frac{TvA}{V}$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass, wenn das Elektron die Fläche A trifft, die gewünschte Reaktion erfolgt, ergibt sich mit dem Wirkungsquerschnitt σ zu:

$$\frac{\sigma}{A}$$

Die Gesamtwahrscheinlichkeit ist somit:

$$\frac{TvA}{V} \cdot \frac{\sigma}{A} = \frac{Tv\sigma}{V}$$

Wir wählen als Normierung:

$$\int_V d^3x \bar{\psi} \psi = 1$$

Gehe nun von ψ über zu $\frac{1}{\sqrt{V}}\psi$. Die Diskretisierung der Impulsintegrale liefert:

$$V \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \leftrightarrow \sum_{\vec{p}}$$

Damit folgt:

$$\frac{TvA}{V} \cdot \frac{\sigma}{A} = \frac{Tv\sigma}{V} \stackrel{!}{=} \underbrace{V^2 \int \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6}}_{\text{Diskretisierung der Impulsintegrale}} \frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha_e, \alpha_q \\ \alpha'_e, \alpha'_q}} |M|^2 \cdot \underbrace{\left(\frac{1}{\sqrt{V}} \right)^8}_{\text{andere Normierung von } \psi}$$

$$\sigma = \frac{1}{vTV} \int \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6} \frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha_e, \alpha_q \\ \alpha'_e, \alpha'_q}} |M|^2 =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{v} \int \frac{d^3 p'_e d^3 p'_q}{(2\pi)^6} 2q_e^4 Q_q^2 \cdot \frac{s^2 + u^2}{t^2} \frac{1}{16E_e E_e' E_q E_q'} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) = \\
&= \frac{q_e^4 Q_q^2}{v} \int \frac{d^3 p'_e}{(4\pi)^2} \frac{s^2 + u^2}{t^2} \frac{1}{2E_e E_e' E_q E_q'} \delta \left(E_e + E_q - \sqrt{(\vec{p}'_e)^2} - \sqrt{(\vec{p}_e + \vec{p}_q - \vec{p}'_e)^2} \right)
\end{aligned}$$

Dies sollte Lorentz-invariant sein.

$$v \cdot 2E_e E_q \stackrel{v_q=0}{=} (v_e + v_q) 2E_e E_q = 2(p_e E_q + p_q E_e)$$

$$\begin{aligned}
(p_e \cdot p_q)^2 - m_e^2 m_q^2 &= (E_e E_q + \|\vec{p}_e\| \|\vec{p}_q\|)^2 - (E_e^2 - \|\vec{p}_e\|^2) (E_q^2 - \|\vec{p}_q\|^2) = \\
&= 2 \|\vec{p}_e\| \|\vec{p}_q\| E_e E_q + \|\vec{p}_e\|^2 E_q^2 + \|\vec{p}_q\|^2 E_e^2 = \\
&= (\|\vec{p}_e\| E_q + \|\vec{p}_q\| E_e)^2
\end{aligned}$$

Also gilt:

$$v \cdot 2E_e E_q = 2\sqrt{(p_e \cdot p_q)^2 - m_e^2 m_q^2}$$

Damit folgt in der Näherung $m \approx 0$:

$$\begin{aligned}
\sigma &= \frac{q_e^4 Q_q^2}{\sqrt{(2p_e p_q)^2}} \int \frac{d^3 p'_e}{(4\pi)^2} \frac{s^2 + u^2}{t^2} \frac{1}{E_e' E_q'} \delta \left(E_e + E_q - \sqrt{(\vec{p}'_e)^2} - \sqrt{(\vec{p}_e + \vec{p}_q - \vec{p}'_e)^2} \right) \\
d\sigma &\stackrel{\alpha=\frac{q_e^2}{4\pi}}{=} \stackrel{s=2p_e p_q}{=} 4\alpha^2 Q_q^2 \frac{d^3 p'_e}{2E_e'} \frac{s^2 + u^2}{st^2} \frac{1}{2E_q'} \delta(E_e + E_q - E_e' - E_q')
\end{aligned}$$

Nun sind $s, t, u, \frac{d^3 p'_e}{2E_e'}$ und $\frac{1}{2E_q'} \delta(E_e + E_q - E_e' - E_q')$ Lorentz-invariant, und damit auch $d\sigma$. Daher kann man in das Schwerpunkt-Bezugssystem mit $E_q = E_e = E_q' = E_e'$ übergehen. Dort kann man den Wirkungsquerschnitt explizit Lorentz-invariant schreiben. Das Endergebnis ist:

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p_e p_q)^2 - m_e^2 m_q^2}} \frac{d^3 p'_e d^3 p'_q}{(2\pi)^6 2E_e' 2E_q'} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q)$$

Allgemeine Formel für $2 \rightarrow n$ Prozesse lautet:

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \underbrace{(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - \dots - p_n) \prod_{j=3}^{n+2} \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 \cdot 2E_j}}_{\text{Lorentz-invariantes Phasenraumelement}}$$

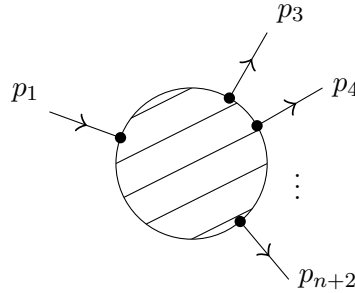


Abbildung 5.3.: Allgemeiner $2 \rightarrow n$ Prozess

Zur Berechnung von $|\mathcal{M}|$ verwendet man die Feynman-Diagramme.

Zum Beispiel sind die Feynman-Diagramme für Elektron-Myon-Streuung in dritter Ordnung:

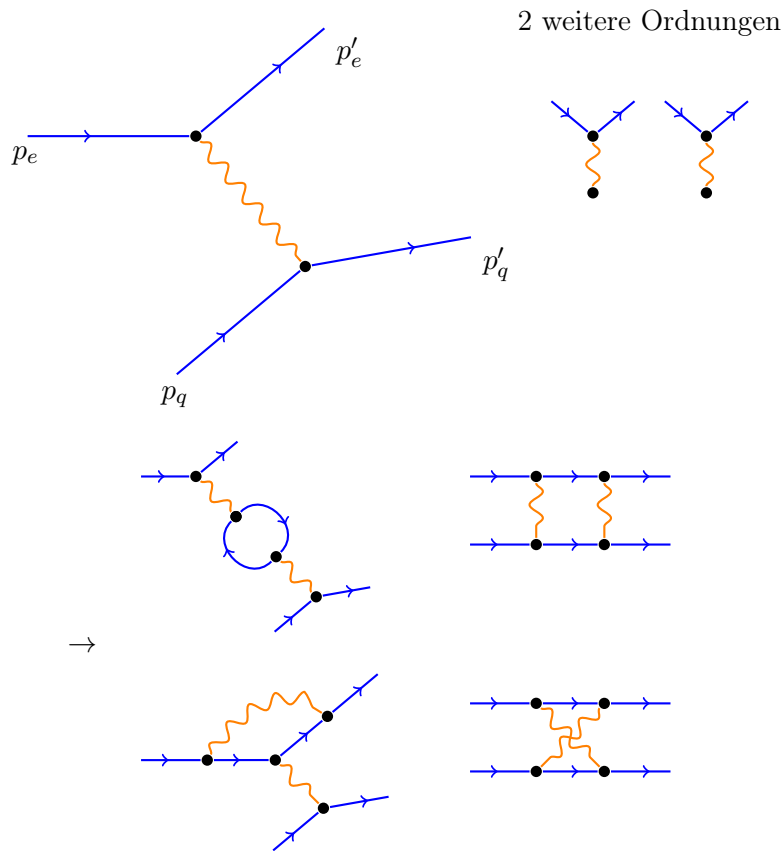


Abbildung 5.4.: Feynman-Diagramme der dritten Ordnung

Das Ergebnis einer Berechnung kann man für andere Prozesse wiederverwenden, zum Beispiel durch Crossing:

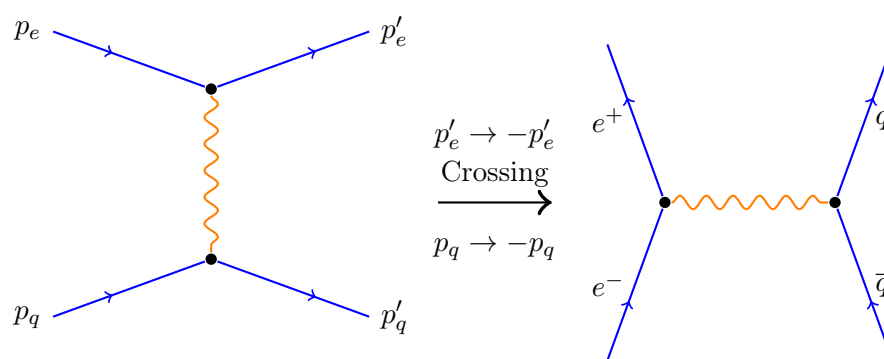


Abbildung 5.5.: Crossing

Wir hatten für die Elektron-Quark-Streuung:

$$\sigma = 4\alpha^2 Q_q^2 \int \frac{d^3 p'_e \delta \left(E_e + E_q - \sqrt{(\vec{p}'_e)^2} - \sqrt{(\vec{p}_e + \vec{p}_q - \vec{p}'_e)^2} \right)}{2 \underbrace{\sqrt{(\vec{p}'_e)^2}}_{=E'_e} 2 \underbrace{\sqrt{(\vec{p}_e + \vec{p}_q - \vec{p}'_e)^2}}_{=E'_q}} \cdot \frac{s^2 + u^2}{st^2}$$

Zur Vereinfachung kann man wegen der Lorentz-Invarianz diesen Ausdruck in einem besonders günstigen Bezugssystem weiter vereinfachen und dann wieder Lorentz-invariant schreiben. Wir wählen das Schwerpunktsystem (engl. center of mass system, cms).

$$\vec{p}_e + \vec{p}_q = 0 = \vec{p}'_e + \vec{p}'_q$$

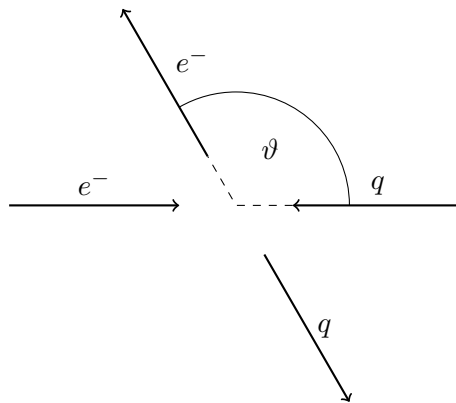


Abbildung 5.6.: Impulse im Schwerpunktsystem

$$\begin{aligned} \sigma &= 4\alpha^2 Q_q^2 \int \frac{d\varphi d(\cos(\vartheta)) d\|\vec{p}'_e\| \cdot \|\vec{p}'_e\|^2}{4E^2} \delta \left(2E - 2\sqrt{(\vec{p}'_e)^2} \right) \cdot \frac{s^2 + u^2}{st^2} = \\ &= 4\alpha^2 Q_q^2 \frac{1}{8} \cdot 2\pi \int_{-1}^1 d(\cos(\vartheta)) \frac{s^2 + u^2}{st^2} = \pi\alpha^2 Q_q^2 \int_{-1}^1 d(\cos(\vartheta)) \frac{s^2 + u^2}{st^2} \end{aligned}$$

Unter Vernachlässigung der Masse folgt aus

$$\begin{aligned} t &= (p_e - p'_e)^2 = -2p_e p'_e = -2E^2 (1 - \cos(\vartheta)) \\ s &= (p_e + p_q)^2 = (2E)^2 = 4E^2 \\ \Rightarrow \quad t &= -\frac{s}{2} (1 - \cos(\vartheta)) \\ dt &= \frac{s}{2} d(\cos(\vartheta)) \end{aligned}$$

nun:

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dt} = 2\pi\alpha^2 Q_q^2 \frac{s^2 + u^2}{s^2 t^2}} \quad (5.1)$$

5.2. Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ sind in niedrigster Ordnung zwei Feynman-Diagramme wichtig.

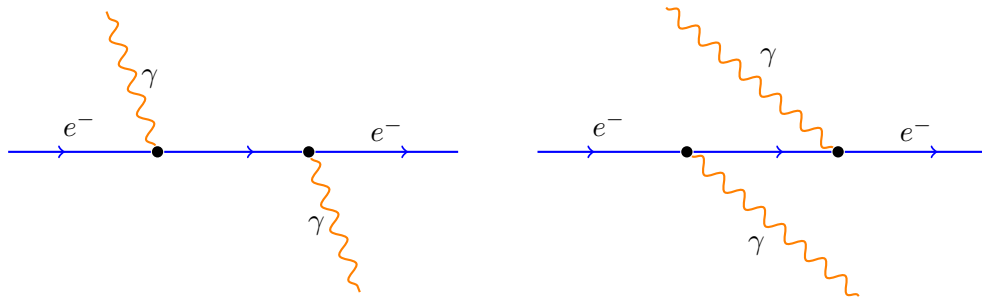


Abbildung 5.7.: Feynman-Diagramme für Compton-Streuung in zweiter Ordnung

Dies ist ein wesentlich schwierigerer Fall, weil die Massen nicht vernachlässigt werden können und Spuren von bis zu acht Gamma-Matrizen zu berechnen sind. Die folgende Rechnung soll insbesondere zeigen, wie wichtig es geeignete Koordinatensysteme und Eichungen zu wählen, um die Berechnung zu vereinfachen. Außerdem ist das Ergebnis wichtig, weil man durch Crossing die Wechselwirkungsquerschnitte für andere Prozesse, zum Beispiel die Quark-Antiquark-Erzeugung aus Gluonen.

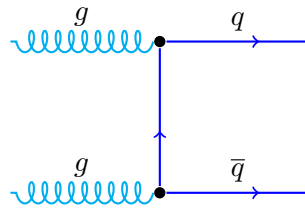


Abbildung 5.8.: Quark-Antiquark-Erzeugung aus Gluonen

6 Renormierung, Regularisierung, Vakuumpolarisation

6.1. Vakuumpolarisation

Betrachte einen Vakuumpolarisations-Loop irgendwo in einem größeren Feynman-Diagramm.

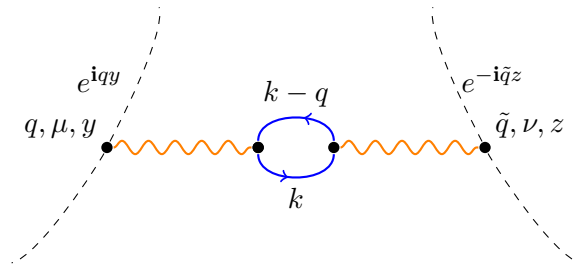


Abbildung 6.1.: Loop mit freiem Impuls k

Das Wicksche Theorem liefert in zweiter Ordnung:

$$\begin{aligned}
 M &= \int d^4y d^4z e^{iqy} e^{-i\tilde{q}z} \cdot \frac{1}{2} q_e^2 \int d^4x_1 d^4x_2 (-i)^2 \cdot \\
 &\quad \cdot \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{A}_\mu(y) \hat{A}_\nu(z) \hat{A}^\rho(x_1) \hat{\bar{\psi}}_j(x_1) (\gamma_\rho)_{jk} \hat{\psi}_k(x_1) \hat{A}^\lambda(x_2) \hat{\bar{\psi}}_j(x_2) (\gamma_\lambda)_{lm} \hat{\psi}_m(x_2) \right\} \right| 0 \right\rangle = \\
 &= \int d^4y d^4z e^{iqy} e^{-i\tilde{q}z} \cdot \frac{-1}{2} q_e^2 \int d^4x_1 d^4x_2 \cdot \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{A}_\mu(y) \hat{A}_\nu(z) \hat{A}^\rho(x_1) (-1) \right. \right. \right. \\
 &\quad \cdot \left. \left. \left. \text{tr} \left((\gamma_\rho)_{jk} \hat{\psi}_k(x_1) \hat{A}^\lambda(x_2) \hat{\bar{\psi}}_j(x_2) (\gamma_\lambda)_{lm} \hat{\psi}_m(x_2) \hat{\bar{\psi}}_j(x_1) \right) \right\} \right| 0 \right\rangle = \\
 &= q_e^2 \frac{2}{2} \int d^4y d^4z d^4x_1 d^4x_2 \cdot i D_{F\mu}^\rho(y - x_1) i D_{F\nu}^\lambda(z - x_2) i (S_F(x_2 - x_1))_{mj} (\gamma_\rho)_{jk} \cdot \\
 &\quad \cdot i (S_F(x_1 - x_2))_{kl} (\gamma_\lambda)_{lm} e^{-i\tilde{q}z + iqy} + \text{irrelevante Terme}
 \end{aligned}$$

Ein Beispiel für irrelevanten Term ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

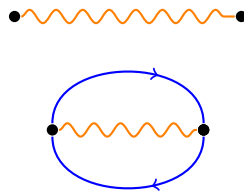


Abbildung 6.2.: Feynman-Diagramm eines irrelevanten Terms

Betrachte nun den inneren Teil und führe eine Fourier-Transformation durch:

$$\begin{aligned}
 \tilde{M} &= q_e^2 \int d^4x_1 d^4x_2 e^{-i\tilde{q}x_1 + iqx_2} \mathbf{i}(S_F(x_2 - x_1))_{mj} (\gamma_\rho)_{jk} \mathbf{i}(S_F(x_1 - x_2))_{kl} (\gamma_\lambda)_{lm} = \\
 &= -q_e^2 \int d^4x_1 d^4x_2 \frac{d^4k'}{(2\pi)^4} \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{-i\tilde{q}x_1 + iqx_2} \text{tr}(S_F(k') \gamma_\rho S_F(k) \gamma_\lambda) e^{-i(x_2 - x_1)k} e^{-i(x_1 - x_2)k'} = \\
 &= -q_e^2 \int \frac{d^4k'}{(2\pi)^4} \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k - k' - \tilde{q}) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\underbrace{q - k + k'}_{=-\tilde{q}}) \text{tr}(S_F(k') \gamma_\rho S_F(k) \gamma_\lambda) = \\
 &= -q_e^2 \delta^{(4)}(q - \tilde{q}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{tr}(S_F(k - q) \gamma_\rho S_F(k) \gamma_\lambda)
 \end{aligned}$$

Ein Integral ist übrig geblieben, das heißt der im Kreis laufende Impuls k kann beliebige Werte annehmen. Es folgt:

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left(\frac{(\not{k} - \not{q} + m) \gamma_\rho (\not{k} + m) \gamma_\lambda}{(k - q)^2 - m^2 + i\varepsilon} \right) \sim \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \cdot \frac{g_{\rho\lambda} k^2}{((k - q)^2 - m^2)(k^2 - m^2) + i\eta}$$

Dies ist quadratisch divergent! Selbst der Term

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{m^2}{((k - q)^2 - m^2 + i\varepsilon)(k^2 - m^2 + i\varepsilon)}$$

ist logarithmisch divergent. Da dieser Loop in jedem Feynman-Diagramm hinzugefügt werden kann, ist jede Amplitude divergent, wenn man genügend viele Ordnungen entwickelt. Wir müssen also einen Weg finden, mit diesen Divergenzen umzugehen, da sonst die Theorie unbrauchbar ist.

6.2. Behandlung der Divergenzen

Es gibt verschiedene Typen von Divergenzen:

1. Quadratisch divergent:

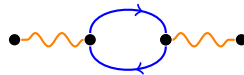


Abbildung 6.3.: quadratisch divergentes Feynman-Diagramm

Dies wird als Null definiert, da sie sonst die Eichinvarianz verletzen.

2. Linear divergent:

$$\sim \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{(k)^3}{(k^2)^3}$$

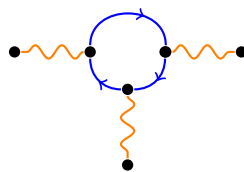


Abbildung 6.4.: linear divergentes Feynman-Diagramm

Solche Beiträge verschwinden in der Quantenelektrodynamik immer und führen zu einer Anomalie in der Schwachen Wechselwirkung.

3. Logarithmisch divergent:

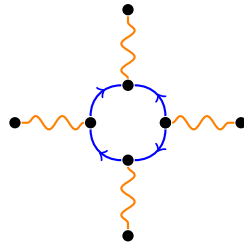


Abbildung 6.5.: logarithmisch divergentes Feynman-Diagramm

4. Logarithmisch divergent mit Bosonen:

$$\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - M^2 + i\epsilon} \frac{1}{(k - q)^2 - M^2 + i\epsilon}$$

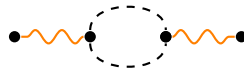


Abbildung 6.6.: logarithmisch divergentes Feynman-Diagramm

5. Logarithmisch divergent:

$$\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\not{k} + m}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{1}{(k - q)^2 - M^2 + i\epsilon}$$

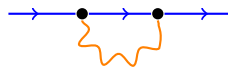


Abbildung 6.7.: logarithmisch divergentes Feynman-Diagramm

Terme mit ungerader k -Potenz verschwinden, da über einen symmetrischen Bereich integriert wird. Es bleibt eine logarithmische Divergenz.

6.2.1. Logarithmische Divergenzen

Die logarithmischen Divergenzen kann man renormieren. Die Idee dabei ist, dass die Divergenzen nur Ausdruck unseres begrenzten Wissens sind. Die Quantenfeldtheorie ist unvollständig, da sie die Gravitation nicht enthält!

Vergleiche das Coulomb-Gesetz und das Gravitationsgesetz:

$$V_{\text{Cb}} = \frac{\alpha Q_1 Q_2}{r} \qquad V_{\text{G}} = G \frac{M_1 M_2}{r}$$

Für die Gravitation liefern die Einsteinschen Feldgleichungen bessere Ergebnisse:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

Dabei ist $G_{\mu\nu}$ der Einsteintensor, der sich aus der Krümmung des Raumes berechnet, und $T_{\mu\nu}$ der Energie-Impuls-Tensor, der durch die Materieverteilung bestimmt ist. Also ist der Grenzfall niedriger Energie eher:

$$V_G = G \frac{E_1 E_2}{r}$$

Eigentlich muss man also α mit GE^2 vergleichen und das Stärkeverhältnis der Kräfte abschätzen. Für $GE^2 > 1$ ist die Gravitation genauso wichtig wie jede andere Wechselwirkung. So erhält man die Planck-Energie:

$$E_{\text{Pl}} = \frac{1}{\sqrt{G}} \stackrel{\hbar c=1}{=} \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \stackrel{\text{SI}}{=} 1,22 \cdot 10^{19} \text{ GeV}$$

Für $E \approx E_{\text{Pl}}$ müsste man im Rahmen der Allgemeinen statt der Speziellen Relativitätstheorie rechnen. Physikalische Gesetze existieren jedoch auch bei niedrigen Energien. Wir fordern, dass die Theory of Everything „entkoppelt“, das heißt, um Ergebnisse verschiedener Experimente vergleichen zu können, darf die Theory of Everything keine Rolle spielen.

Die Differenz zwischen der gemessenen Ladung eines Elektrons im Experiment 1 und im Experiment 2 muss endlich und berechenbar sein. In der ultrarelativistischen Näherung gilt:

$$q_e(\text{Exp 1}) - q_e(\text{Exp 2}) = \left(c + c' \ln \left(\frac{p^2}{\Lambda^2} \right) \right) - \left(c + c' \ln \left(\frac{\tilde{p}^2}{\Lambda^2} \right) \right) = c' \ln \left(\frac{p^2}{\tilde{p}^2} \right)$$

Regularisierung nennt man eine Methode, um die Logarithmen endlich zu machen. Dazu gibt es mehrere Möglichkeiten:

1. *Cutoff-Regularisierung*: Berechne nur einen Teil des divergenten Integrals:

$$\int_{-\Lambda}^{\Lambda} \int_{-\Lambda}^{\Lambda} \int_{-\Lambda}^{\Lambda} \int_{-\Lambda}^{\Lambda} d^4 k$$

Der Nachteil ist, dass die Lorentz-Invarianz nicht offensichtlich ist.

Eine Variante hiervon ist die Gitter-QFT, bei der eine Quantisierung des Raumes durchgeführt wird. Ein Gitter mit Konstante a entspricht einer Cutoff-Grenze von $\Lambda = a^{-1}$.

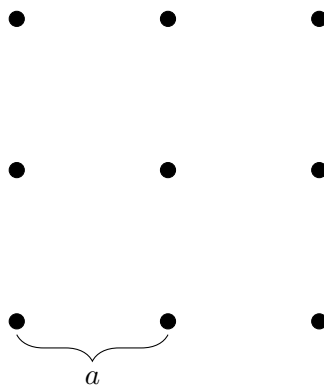


Abbildung 6.8.: Wellenfunktionen werden auf einem diskreten Gitter berechnet

Der Vorteil hiervon ist, dass man dies numerisch berechnen kann. Außerdem funktioniert das Verfahren immer und anschaulich kann man $a \hat{=} l_{\text{Pl}} = E_{\text{Pl}}^{-1}$ wählen.

2. *Pauli-Villar-Regularisierung*: Man verwendet die Idee der Supersymmetrie, dass jeder divergente Loop von einem anderen (symmetrischen) Teilchen aufgehoben wird. Für jedes Fermion muss es also ein supersymmetrisches Boson geben und andersherum.



Abbildung 6.9.: Supersymmetrischer Loop hebt Divergenzen auf

Das andere Teilchen muss die gleichen Feynman-Regeln haben, aber das umgekehrte Loop-Vorzeichen (Statistik). Man betrachtet dann den Grenzwert, dass die Masse des symmetrischen Teilchens gegen unendlich geht. Dies ist explizit Lorentz-invariant.

3. *Dimensionale Regularisierung*: Das Integral

$$\int \frac{dx}{x^\alpha}$$

divergiert für $\alpha = 1$ logarithmisch, konvergiert aber für $\alpha > 1$. Verallgemeinere nun die Integration auf fraktale Dimension $d \in \mathbb{R}$.

$$\int \frac{d^d x}{\sqrt{x^2 + a^2}}$$

Dieses d -dimensionale Integral konvergiert für $d < 1$. Setzt man dies analytisch auf $d \in \mathbb{C}$ fort und bildet die Laurent-Reihe, so ist das Residuum des Pols $\frac{1}{d-4}$ dann das regularisierte Ergebnis.

6.2.2. Lineare Divergenzen

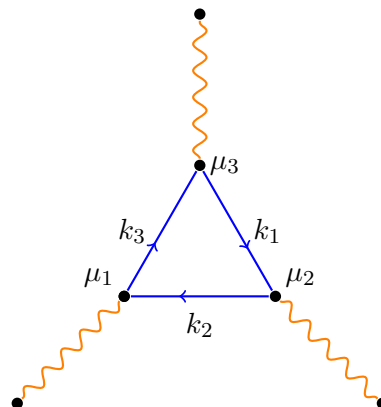


Abbildung 6.10.: linear divergentes Feynman-Diagramm

Die Parität unter Ladungskonjugation C liefert:

$$\psi_C = e^{i\varphi} \gamma_2 \gamma_0 \bar{\psi}^T$$

Mit

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_0$$

folgt:

$$\begin{aligned}
\psi_C &= e^{i\varphi} \gamma_2 \gamma_0 \bar{\psi}^T \\
\gamma_2 \psi_C e^{-i\varphi} &= \gamma_2 \gamma_2 \gamma_0 \bar{\psi}^T = -\gamma_0 \bar{\psi}^T \\
-\gamma_0 \gamma_2 \psi_C e^{-i\varphi} &= \gamma_0 \gamma_0 \bar{\psi}^T = \bar{\psi}^T \\
-\gamma_0 \gamma_2 \psi_C e^{-i\varphi} &= \left(\psi^\dagger \gamma_0 \right)^T = \gamma_0^T \left(\psi^\dagger \right)^T = \gamma_0 \psi^* \\
\gamma_2 \gamma_0 \gamma_0 \psi_C^* e^{i\varphi} &= \psi \\
\gamma_2 \gamma_0 \left(\bar{\psi}_C \right)^T e^{i\varphi} &= \psi \\
\bar{\psi}_C \gamma_0 \gamma_2 e^{i\varphi} &= \psi^T \\
\bar{\psi}^T \psi^T &= \left(-\gamma_0 \gamma_2 \psi_C e^{-i\varphi} \right) \left(\bar{\psi}_C \gamma_0 \gamma_2 e^{i\varphi} \right) = -\gamma_0 \gamma_2 S_F^C \gamma_0 \gamma_2 = \\
&= -(-1)^2 \gamma_2 \gamma_0 S_F^C \gamma_2 \gamma_0
\end{aligned}$$

Nun ist $S_F \sim \psi \bar{\psi}$ und somit folgt:

$$S_F^T \sim \bar{\psi}^T \psi^T \stackrel{C}{\sim} \gamma_2 \gamma_0 S_F^C \gamma_2 \gamma_0 e^{i\varphi - i\varphi}$$

$$\begin{aligned}
\text{tr} (\gamma_{\mu_1} S_F(k_2) \gamma_{\mu_2} S_F(k_1) \gamma_{\mu_3} S_F(k)) &= \text{tr} \left((\gamma_{\mu_1} S_F(k_2) \gamma_{\mu_2} S_F(k_1) \gamma_{\mu_3} S_F(k))^T \right) = \\
&= \text{tr} (\gamma_2 \gamma_0 S_F^C(k) \gamma_2 \gamma_0 \gamma_{\mu_3}^T \gamma_2 \gamma_0 S_F^C(k_1) \gamma_2 \gamma_0 \gamma_{\mu_2}^T \gamma_2 \gamma_0 S_F^C(k_2) \gamma_2 \gamma_0 \gamma_{\mu_1}^T)
\end{aligned}$$

Nun gilt $S_F^C(k) = S_F(-k)$ und:

$$\gamma_2 \gamma_0 \gamma_{\mu_3}^T \gamma_2 \gamma_0 = \gamma_2 \gamma_0 \begin{cases} -\gamma_{\mu_3} & \text{falls } \mu_3 \in \{1, 3\} \\ \gamma_{\mu_3} & \text{falls } \mu_3 \in \{0, 2\} \end{cases} \gamma_2 \gamma_0 = -\gamma_{\mu_3}$$

Es folgt:

$$\text{tr} (\gamma_{\mu_1} S_F(k_2) \gamma_{\mu_2} S_F(k_1) \gamma_{\mu_3} S_F(k)) = (-1)^3 \text{tr} (S_F(-k) \gamma_{\mu_3} S_F(-k_1) \gamma_{\mu_2} S_F(-k_2) \gamma_{\mu_1})$$

TODO: Abb43

Mit zusätzlichem γ^5 :

$$\begin{aligned}
&\text{tr} \left(\gamma^2 \gamma^0 S_F^C(k) \gamma^2 \gamma^0 (\gamma^5)^T \gamma_{\mu_3}^T \gamma^2 \gamma^0 S_F^C(k_1) \gamma^2 \gamma^0 \gamma_{\mu_2}^T \gamma^2 \gamma^0 S_F^C(k_2) \gamma^2 \gamma^0 \gamma_{\mu_1}^T \right) \\
&(\gamma^5)^T \gamma_{\mu_3}^T = \gamma^5 \gamma_{\mu_3}^T = -\gamma_{\mu_3}^T \gamma^5
\end{aligned}$$

Dieses zusätzliche Minus verhindert, dass der Term wegfallen muss.

6.3. Explizite Berechnung der Vakuumpolarisation mit Pauli-Villars Regularisierung

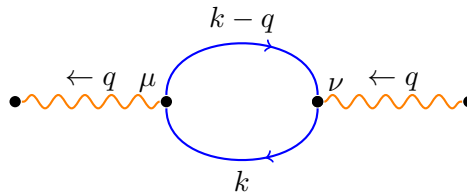


Abbildung 6.11.: Feynman-Diagramm der Vakuumpolarisation

$$I_{\mu\nu} = -q_e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left(\frac{1}{\not{k} - m + i\varepsilon} \gamma_\nu \frac{1}{\not{k} - \not{q} - m + i\varepsilon} \gamma_\mu \right)$$

Die Eichinvarianz liefert:

$$\begin{aligned} q^\mu I_{\mu\nu} &= 0 \\ q^\nu I_{\mu\nu} &= 0 \end{aligned}$$

Dies ist fundamental!

$$\begin{aligned} q^\mu I_{\mu\nu} &= -q_e^2 \text{tr} \left(\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{\not{k} - \not{q} - m + i\varepsilon} ((\not{k} - m + i\varepsilon) - (\not{k} - \not{q} - m + i\varepsilon)) \frac{1}{\not{k} - m + i\varepsilon} \gamma_\nu \right) = \\ &= -q_e^2 \text{tr} \left(\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{1}{\not{k} - \not{q} - m + i\varepsilon} - \frac{1}{\not{k} - m + i\varepsilon} \right) \gamma_\nu \right) \end{aligned}$$

Variablentransformation $k_\mu \rightarrow k_\mu + q_\mu$ im ersten Summand, führt auf das gleiche Integral wie das zweite, sodass man Null erhält? Aber die quadratische Divergenzen liefern Oberflächenterme:

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \int_{-\Lambda-a}^{\Lambda-a} dx \cdot x = \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{2} (\Lambda - a)^2 - \frac{1}{2} (\Lambda + a)^2 \right) = \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} (-2\Lambda a) \neq 0$$

Die Theorie muss mit einem neuen Integralbegriff definiert werden, der sich vom Riemann-Integral ausschließlich für das quadratisch divergente Integral unterscheidet.

Das Problem existiert nicht für ein logarithmisches Integral:

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \int_{-\Lambda-a}^{\Lambda-a} dx \cdot \frac{1}{x} = \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} (\ln(\Lambda - a) - \ln(-\Lambda - a)) = \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \ln \left(\frac{\Lambda - a}{-\Lambda - a} \right) = \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \ln \left(\frac{\Lambda}{-\Lambda} \right)$$

$$I_{\mu\nu} = -q_e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left(\underbrace{\frac{1}{\not{k} - m + i\varepsilon} \gamma_\nu \frac{1}{\not{k} - \not{q} - m + i\varepsilon} \gamma_\mu}_{=: \alpha_m} \right) - \alpha_M$$

$$\begin{aligned} \alpha_m &= \text{tr} \left(\frac{(\not{k} + m) \gamma_\nu (\not{k} - \not{q} + m) \gamma_\mu}{(k^2 - m^2 + i\varepsilon) ((k - q)^2 - m^2 + i\varepsilon)} \right) = \\ &= 4 \left(m^2 g_{\mu\nu} + k_\nu (k - q)_\mu - k \cdot (k - q) g_{\mu\nu} + k_\mu (k - q)_\nu \right) \end{aligned}$$

Wende den Trick mit Feynman-Parametern (2 äquivalente Varianten) an:

$$\begin{aligned} 1. \text{ Variante} \quad & \frac{i}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} = \int_0^\infty dz e^{iz(k^2 - m^2 + i\varepsilon)} \\ 2. \text{ Variante} \quad & \frac{1}{A_1 \dots A_n} = (n-1)! \int_0^1 dz_1 \dots \int_0^1 dz_n \frac{\delta(1 - z_1 - \dots - z_n)}{(A_1 z_1 + \dots + A_n z_n)^n} \end{aligned}$$

Wir verwenden die 1. Variante:

$$\begin{aligned} I_{\mu\nu} &= 4q_e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^\infty dz_1 \int_0^\infty dz_2 e^{iz_1(k^2 - m^2 + i\varepsilon) + iz_2((k - q)^2 - m^2 + i\varepsilon)} \cdot \\ &\quad \cdot \left((k - q)_\mu k_\nu + (k - q)_\nu k_\mu - g_{\mu\nu} (k(k - q) - m^2) - \alpha_M \right) \end{aligned}$$

Nach Subtraktion des M -Terms ist das Integral konvergent, da das Integral über α_m logarithmisch divergiert, und somit können wir die Integrationsvariablen verschieben.

$$\begin{aligned} k_\mu &\rightarrow l_\mu + q_\mu \frac{z_2}{z_1 + z_2} \\ (k - q)_\mu &\rightarrow l_\mu - q_\mu \frac{z_1}{z_1 + z_2} \end{aligned}$$

Damit erhält man für den Exponenten:

$$\begin{aligned} z_1 (k^2 - m^2 + i\varepsilon) + z_2 ((k - q)^2 - m^2 + i\varepsilon) &= z_1 \left(l^2 + \left(\frac{z_2}{z_1 + z_2} \right)^2 q^2 + 2l \cdot q \frac{z_2}{z_1 + z_2} - m^2 + i\varepsilon \right) + \\ &\quad + z_2 \left(l^2 + \left(\frac{z_1}{z_1 + z_2} \right)^2 q^2 - 2l \cdot q \frac{z_1}{z_1 + z_2} - m^2 + i\varepsilon \right) = \\ &= z_1 \left(l^2 + \left(\frac{z_2}{z_1 + z_2} \right)^2 q^2 - m^2 + i\varepsilon \right) + \\ &\quad + z_2 \left(l^2 + \left(\frac{z_1}{z_1 + z_2} \right)^2 q^2 - m^2 + i\varepsilon \right) = \\ &= (z_1 + z_2) (l^2 - m^2 + i\varepsilon) + q^2 \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2} \end{aligned}$$

Dies ist eine gerade Funktion von l . Daher bleiben vom Rest des Integranden auch nur noch die geraden Potenzen von l , denn bei ungeraden Potenzen von l wird der Beitrag von l durch den von $-l$ aufgehoben, da sich der Exponent beim Übergang $l \rightarrow -l$ nicht ändert. Diesen Trick kann man auch einzeln auf die Komponenten anwenden, weshalb von $l_\mu l_\nu$ nur ein Term proportional zu $g_{\mu\nu} l^2$ beiträgt. Den Vorfaktor erhält man durch Multiplikation mit $g^{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} l_\mu l_\nu &\leadsto c g_{\mu\nu} l^2 \\ l^2 &= l_\mu l_\nu g^{\mu\nu} \leadsto c g_{\mu\nu} l^2 g^{\mu\nu} = 4cl^2 \end{aligned}$$

Also ist $c = \frac{1}{4}$. Mit all diesen Tricks erhält man:

$$\begin{aligned} I_{\mu\nu} &= 4q_e^2 \int_0^\infty dz_1 \int_0^\infty dz_2 \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} e^{i(z_1 + z_2)(l^2 - m^2 + i\varepsilon) + i q^2 \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2}} \cdot \\ &\quad \cdot \left(2 \cdot \left(\frac{1}{4} l^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu \frac{z_1 z_2}{(z_1 + z_2)^2} \right) - g_{\mu\nu} l^2 + g_{\mu\nu} q^2 \frac{z_1 z_2}{(z_1 + z_2)^2} + g_{\mu\nu} m^2 - \alpha_M \right) \end{aligned}$$

Diese Gaußschen Integrale kann man ausrechnen. Nach längerer Rechnung erhält man im Limes $\frac{q^2}{M^2} \rightarrow 0$: [QED-Skript 8.1]

$$I_{\mu\nu} = -i \frac{\alpha}{3\pi} (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) + i (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) (\text{endlicher Term})$$

Der endliche Term hängt ab von q^2 , je nach $q^2 \geq 4m$, $0 \leq q^2 \leq 4m$ oder $q^2 \leq 0$.

Die Bedingung der Eichinvarianz war:

$$q^\mu I_{\mu\nu} = q^\nu I_{\mu\nu} = 0$$

Dies ist hier erfüllt.

Jetzt kommen wir zur Renormierung:

TODO: Abb45

$$= electron \left(g_{\mu\lambda} + \left(-i \frac{\alpha}{3\pi} \right) \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) (q^2 g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu) \frac{-i g^\nu{}_\lambda}{q^2 + i\varepsilon} + \dots \right)$$

Der Faktor mit $q_\mu q_\nu$ trägt nicht bei, da $q_\mu W^\mu = 0$ ist. Man erhält:

$$= electron \left(g_{\mu\lambda} - \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) g_{\mu\lambda} + \dots \right)$$

Nehme nun den Faktor auf mit in die Definition der renormierten Ladung:

$$e \rightarrow e \left(1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) + \dots \right) = e_R$$

Die physikalisch gemessene Ladung ist die renormierte Ladung e_R . Der endlichen Term ist:

$$i (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) \left(-\frac{5\alpha}{9\pi} - \frac{4\alpha}{3\pi} \frac{m^2}{q^2} - \frac{\alpha}{3\pi} \left(1 + \frac{2m^2}{q^2} \right) f(q^2) \right)$$

$$f(q^2) = \begin{cases} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} \ln \left(\frac{\sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} + 1}{\sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} - 1} \right) & \text{für } q^2 < 0 \\ 2\sqrt{\frac{4m^2}{q^2} - 1} \arctan \left(\frac{1}{\sqrt{\frac{4m^2}{q^2} - 1}} \right) & \text{für } 0 \leq q^2 \leq 4m^2 \\ \sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} \ln \left(\frac{\sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} + 1}{1 - \sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}}} \right) - i\pi \sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} & \text{für } 4m^2 \leq q^2 \end{cases}$$

Der Imaginärteil bedeutet, dass die Streumatrix nicht unitär ist, was daran liegt, dass aus dem Photon ein reelles Teilchen-Antiteilchen-Paar entstehen kann (Fermi's Goldene Regel).

Herleitung von Fermi's goldener Regel (vgl. Jackson):

TODO: Abb46; Der Körper sei von endlicher Ausdehnung, sodass man ihn in eine Fläche S_1 einschließen kann.

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_i + \vec{E}_s \\ \vec{B} &= \vec{B}_i + \vec{B}_s \end{aligned}$$

Wieviel Energie wird von dem Körper absorbiert? Mit der äußeren Normalen \vec{n}' von S_1 gilt.

$$P_{\text{abs}} = -\frac{c}{8\pi} \oint_{S_1} \text{Re} \left(\vec{E} \times \vec{B}^* \right) \cdot \vec{n}' da'$$

$$P_{\text{scatt}} = \frac{c}{8\pi} \oint_{s_1} \text{Re} \left(\vec{E}_s \times \vec{B}_s^* \right) \cdot \vec{n}' da'$$

Die gesamte Verlustleistung der einlaufenden Welle ist:

$$P = -\frac{c}{8\pi} \oint_{S_1} \text{Re} \left(\left(\vec{E}_i + \vec{E}_s \right) \times \left(\vec{B}_i^* + \vec{B}_s^* \right) - \vec{E}_s \times \vec{B}_s^* - \vec{E}_i \times \vec{B}_i^* \right) \vec{n}' da' =$$

$$= -\frac{c}{8\pi} \oint_{S_1} \operatorname{Re} \left(\vec{E}_s \times \vec{B}_i^* + \vec{E}_i \times \vec{B}_s^* \right) \vec{n}' da' =$$

$$\stackrel{\operatorname{Re}(z)=\operatorname{Re}(z^*)}{=} -\frac{c}{8\pi} \oint_{S_1} \operatorname{Re} \left(\vec{E}_s \times \vec{B}_i^* + \vec{E}_i^* \times \vec{B}_s \right) \vec{n}' da'$$

Mit

$$\vec{E}_i = E \vec{\epsilon}_0 e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{x}} \quad \vec{B}_i = \frac{\vec{k}_0}{k_0} \times \vec{E}_i$$

und dem Ansatz $\frac{e^{ikr}}{r} \vec{F}(\vec{k})$ für die gestreute Welle erhält man:

$$P = \frac{c}{2k} \operatorname{Im} \left(E_0 \vec{\epsilon}_0^* \cdot \vec{F}(\vec{k}, \vec{k}_0) \right)$$

Definition des Streuquerschnitts:

$$\frac{P}{c \frac{\|\vec{E}_0\|^2}{8\pi}} \sim \frac{\text{Energie}}{\text{Zeit} \cdot \frac{\text{Energie}}{c \text{ZeitFläche}}} \sim \text{Fläche} =: \sigma$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch:

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} \left[\vec{\epsilon}_0^* \cdot \frac{\vec{F}(\vec{k}, \vec{k}_0)}{E_0} \right]_{\vec{k}=\vec{k}_0}$$

Dies ist das optische Theorem. Die Streuamplitude F berechnet durch Betrachtung von

$$A e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} + F(\vec{k}, \vec{k}_0) \frac{e^{i\|\vec{k}\|r}}{r}$$

im Limes $r \rightarrow \infty$.

TODO: Abb47; $q^2 = \left(k_e^0 - (k'_e)^0 \right)^2 - \left\| \vec{k}_e - \vec{k}'_e \right\|^2 < 0$

Zurück zur Renormierung:

TODO: Abb48, Abb49

$$e_R = e \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) + \frac{1}{2} \text{endlicher Anteil} \right) \approx \underbrace{\left(1 - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) \right)}_{\tilde{e}_R} \left(1 + \frac{1}{2} \text{endlicher Anteil} \right)$$

Messen kann man:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \underbrace{\frac{e_R(q^2)}{4\pi}}_{=\alpha_R} f(q^2)$$

Dies macht sich zum Beispiel durch den Lamb-Shift bemerkbar:

TODO: Abb50; $-q^2(2p_{1/2}) < -q^2(2s_{1/2}); \alpha(2p_{1/2}) < \alpha(2s_{1/2})$

Daher spalten diese vormals entarteten Niveaus auf:

TODO: Abb51

Zur Berechnung verwendet man die Diracgleichung mit Elektronenladung $q_e(p)$ bzw. $q_e(r)$.

$$(\not{p} - q_e(r) \not{A}(r) - m) \psi = 0$$

$A(r)$ berechnet man aus der gemessenen Ladungsverteilung des Kerns.

TODO: Abb52; $-\mathbf{i}e\gamma_\mu + \frac{\alpha}{2\pi} \dots \sigma_{\mu\nu} q^\nu$

Daher wird das magnetische Moment des Elektrons durch die Vakuumfluktionen geändert.

zurück zum Thema:

Ist der Graph symmetrisch um die Vakuumfluktionen, so schreibt man an beiden Vertizes die Wurzel des zusätzlichen Faktors hin.

Für ein-/auslaufende Teilchen wird ein Faktor $\sqrt{1 - \frac{\alpha}{\pi}} \dots$ in die „Wellenfunktionsrenormierung“ absorbiert.

6.4. Power-Counting

Hamilton-Dichten wie

$$\mathcal{H}_I = g \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x) \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x)$$

sind nicht möglich, da sie nicht renormierbar sind.

$$\mathcal{H}_0 = \bar{\psi}(x) (\not{p} - m) \psi(x)$$

$$\dim(\mathcal{H}) = \frac{1}{\text{Länge}^4} = \text{Energie}^4$$

$$\Rightarrow \dim(\psi) = \text{Energie}^{\frac{3}{2}}$$

$$\Rightarrow \dim(g) = \text{Energie}^{-2}$$

TODO: Abb53

$$g^2 \int_{-A}^A d^4 l_1 \int_{-A}^A d^4 l_2 \frac{1}{l^4} \sim g^2 A^4$$

Daher divergiert das quartisch, was nicht zu renormieren ist.

$$\mathcal{L}_0^{\text{KG}} = \phi (\hat{p}^2 - m^2 + \mathbf{i}\varepsilon) \phi$$

$$\Rightarrow \dim(\phi) = \text{Energie}$$

Bosonen:

$$\dim\left(\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}\right) = \text{Energie}^4$$

$$F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Verboten sind Terme wie $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}$, $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \phi$. Möglich sind $A_\mu A^\mu A_\nu A^\nu$, $\partial_\mu A_\nu A^\mu A^\nu$ etc..

Fermionen:

$$\dim(\bar{\psi} (\not{p} - e \not{A} - m) \psi) = \text{Energie}^4$$

$$e^2 \bar{\psi} A_\mu A^\mu \psi \text{ ist verboten}$$

TODO: Abb54; $d^4 l \frac{1}{l^4}$; benötigt Ladung für Acht-Fermionen-Vertex, dieser für 16-Vertex und so weiter und so fort...

Daher hat man unendlich viele freie Parameter.

7 $SU(N)$ Eichgruppen

8 Tiefinelastische Streuung

9 Lagrangedichte der QCD, Feynman-Regeln

10 DGLAP-Gleichung

11 Dimensionale Regularisierung \overline{MS}

12 Kopplungskonstante $\alpha_S(Q^2)$

13 Standard-Modell, SSB und Higgs-Feld

14 Weitere Themen

- Anomalien \rightarrow ganze Familien

$$\boxed{\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{r,b,g}}$$

- Inflation (frühes Universum)
- Supersymmetrie
- Stringtheorie
- ...

Anhang

A Analysis komplexer Zahlen

A.1. Komplexe Stetigkeit und Differenzierbarkeit

Eine komplexe Zahl z lässt sich in Realteil x und Imaginärteil y zerlegen:

$$z = x + \mathbf{i}y$$

Betrachte nun eine Abbildung:

$$\begin{aligned} f : \mathbb{C} &\rightarrow \mathbb{C} \\ z = x + \mathbf{i}y &\mapsto w = u(x, y) + \mathbf{i}v(x, y) \end{aligned}$$

A.1.1. Definition (Stetigkeit)

Eine Funktion $f(z)$ ist in einem abgeschlossenen und beschränkten (also kompakten) Gebiet \overline{G} *gleichmäßig stetig* bezüglich der Norm $\sqrt{zz^*}$, wenn gilt:

$$\forall \varepsilon \in \mathbb{R}_{>0} \quad \exists \delta(\varepsilon) \in \mathbb{R}_{>0} \quad \forall \begin{matrix} z'', z' \in \overline{G} \\ |z'' - z'| < \delta \end{matrix} : |f(z'') - f(z')| < \varepsilon \quad (\text{A.1})$$

A.1.2. Definition (Differenzierbarkeit)

Sei $(z_i)_{i \in \mathbb{N}} \subseteq G$ eine Zahlenfolge mit $z_i \neq \zeta$ und $\lim_{i \rightarrow \infty} z_i = \zeta$, so ist die Funktion $f(z)$ im Punkt ζ differenzierbar, wenn die Folge

$$g_n = \frac{f(z_n) - f(\zeta)}{z_n - \zeta}$$

für $n \rightarrow \infty$ konvergiert und der Grenzwert für jede solche Folge $(z_i)_{i \in \mathbb{N}}$ gleich ist.

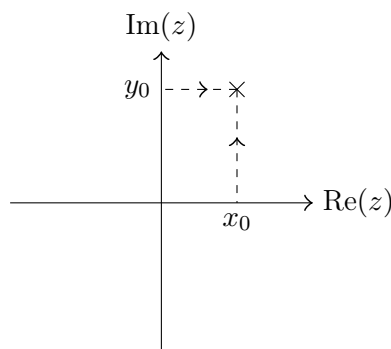


Abbildung A.1.: Der Limes muss entlang $x = x_0$ und $y = y_0$ denselben Wert ergeben.

i) Für $x = x_0$ ist der Grenzwert:

$$\lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{u(x_0, y_0 + \Delta y) - u(x_0, y_0) + \mathbf{i}v(x_0, y_0 + \Delta y) - \mathbf{i}v(x_0, y_0)}{\mathbf{i}\Delta y} =$$

$$= -\mathbf{i}\partial_2 u(x_0, y_0) + \partial_2 v(x_0, y_0)$$

ii) Für $y = y_0$ ist der Grenzwert:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{u(x_0 + \Delta x, y_0) - u(x_0, y_0) + \mathbf{i}v(x_0 + \Delta x, y_0) - \mathbf{i}v(x_0, y_0)}{\Delta x} =$$

$$= \partial_1 u(x_0, y_0) + \mathbf{i}\partial_1 v(x_0, y_0)$$

Da der Grenzwert unabhängig von der Folge sein muss, folgen die *Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen*:

$$\partial_2 v(x_0, y_0) = \partial_1 u(x_0, y_0) \quad (\text{A.2})$$

$$-\partial_2 u(x_0, y_0) = \partial_1 v(x_0, y_0) \quad (\text{A.3})$$

Wenn u und v zweimal stetig differenzierbar sind, ergeben sich Laplace-Gleichungen:

$$\partial_1^2 u = \partial_1 \partial_2 v = \partial_2 \partial_1 v = -\partial_2^2 u \quad \Rightarrow \quad \Delta u = 0$$

$$\partial_1^2 v = -\partial_1 \partial_2 u = -\partial_2 \partial_1 u = -\partial_2^2 v \quad \Rightarrow \quad \Delta v = 0$$

A.2. Komplexe Integration

A.2.1. Definition (Rektifizierbare Kurve, Integral)

Eine Kurve J ist *rektifizierbar*, wenn für jedes Sehnenpolygon gilt:

$$\sum_{i=1}^n L_i \leq L < \infty$$

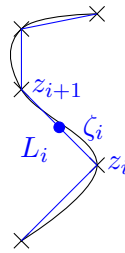


Abbildung A.2.: Sehnenpolygon

Nun charakterisiere l ein Polygon mit $m(l)$ Kanten und $\zeta_i^{(l)}$ einen Zwischenpunkt auf dem i -ten Teilstück. \mathfrak{Z}^l sei eine Polygonfolge mit $L_i^{(l)} \xrightarrow{l \rightarrow \infty} 0$. Wenn der Grenzwert

$$S_J = \lim_{l \rightarrow \infty} \left(\sum_{i=1}^{m(l)} f(\zeta_i^{(l)}) \cdot (z_{i+1}^{(l)} - z_i^{(l)}) \right)$$

existiert, dann definiert dieser das *Integral*:

$$\int_J f(z) dz = - \int_{-J} f(z) dz := S_J \quad (\text{A.4})$$

A.2.2. Hauptsatz der Funktionentheorie

Die Funktion $f(z)$ sei in dem einfach zusammenhängenden Gebiet G *regulär* (auch *holomorph* genannt) und sei C eine geschlossene Kurve in G , dann gilt:

$$\int_C f(z) dz = 0 \quad (\text{A.5})$$

Äquivalent dazu ist, dass das Integral $\int_{z_1}^{z_2} f(z) dz$ wegunabhängig ist:

$$\int_{C_1} f(z) dz - \int_{C_2} f(z) dz = \int_C f(z) dz = 0$$

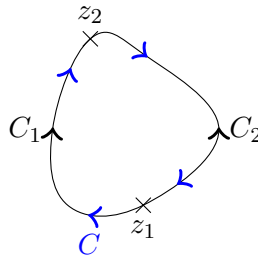


Abbildung A.3.: Wegunabhängigkeit

Beweis

Wir gehen wie folgt vor:

1. $\int_C dz = 0$
2. $\int_C z dz = 0$
3. Triangulation

Fangen wir an:

1. Es gilt:

$$S_C = \lim_{l \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{m(l)} \left(z_{i+1}^{(l)} - z_i^{(l)} \right) \cdot 1 = \lim_{l \rightarrow \infty} \left(z_{m(l)+1}^{(l)} - z_1^{(l)} \right) \stackrel[\text{Weg}]{\text{geschlossener}} 0$$

2. Hierfür folgt:

$$\begin{aligned} S_C &= \lim_{l \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{m(l)} \left(z_{i+1}^{(l)} - z_i^{(l)} \right) \zeta_i^{(l)} = \\ \zeta_i^{(l)} &:= \frac{z_{i+1}^{(l)} + z_i^{(l)}}{2} \quad \frac{1}{2} \left(\lim_{l \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{m(l)} \left(z_{i+1}^{(l)} - z_i^{(l)} \right) z_{i+1}^{(l)} + \lim_{l \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{m(l)} \left(z_{i+1}^{(l)} - z_i^{(l)} \right) z_i^{(l)} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \lim_{l \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{m(l)} \left(\left(z_{i+1}^{(l)} \right)^2 - \left(z_i^{(l)} \right)^2 \right) = \frac{1}{2} \lim_{l \rightarrow \infty} \left(\left(z_{m(l)+1}^{(l)} \right)^2 - \left(z_1^{(l)} \right)^2 \right) = 0 \end{aligned}$$

3. Sei D ein Dreieck mit Rand ∂D .

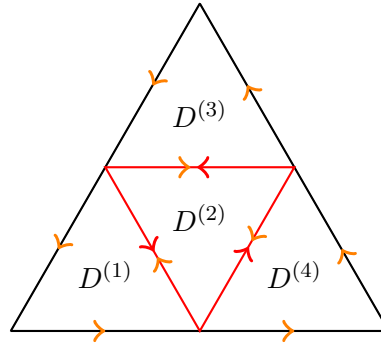


Abbildung A.4.: Zerlegung des Dreiecks

$$\int_{\partial D} f(z) dz = \int_{\partial D^{(1)}} f(z) dz + \int_{\partial D^{(2)}} f(z) dz + \int_{\partial D^{(3)}} f(z) dz + \int_{\partial D^{(4)}} f(z) dz$$

Daher gibt es unter den $D^{(i)}$ ein D_1 , das folgende Bedingung erfüllt. Iterativ wählt man so D_n für $n \in \mathbb{N}$.

$$\left| \int_{\partial D} f(z) dz \right| \leq 4 \left| \int_{\partial D_1} f(z) dz \right| \leq 16 \left| \int_{\partial D_2} f(z) dz \right| \leq 4^n \left| \int_{\partial D_n} f(z) dz \right|$$

Sei nun $n \in \mathbb{N}$ so groß, dass für $z_0 \in \bigcap_{k \in \mathbb{N}} D_k$ und alle $z \in D_n$ schon $|z - z_0| < \delta$ gilt.

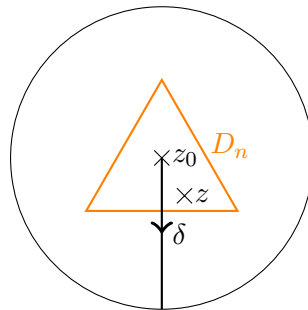


Abbildung A.5.: D_n wird für große n sehr klein.

Da f holomorph ist und D_n beliebig klein wird, kann man für ein beliebiges $\varepsilon \in \mathbb{R}_{>0}$ ein so großes $n \in \mathbb{N}$ wählen, dass gilt:

$$|f(z) - f(z_0) - (z - z_0) f'(z_0)| < \varepsilon |z - z_0|$$

Daher gibt es eine Funktion $\eta : D_n \rightarrow \mathbb{R}$ mit:

$$f(z) = f(z_0) + (z - z_0) f'(z_0) + \eta(z)$$

Damit folgt:

$$\int_{\partial D_n} f(z) dz = \int_{\partial D_n} f(z_0) dz + \int_{\partial D_n} f'(z_0) z dz - \int_{\partial D_n} f'(z_0) z_0 dz + \int_{\partial D_n} \eta(z) dz =$$

$$= 0 + 0 + 0 + \int_{\partial D_n} \eta(z) dz$$

Mit dem Umfang s_n des Dreiecks D_n folgt:

$$\left| \int_{\partial D_n} f(z) dz \right| = \left| \int_{\partial D_n} \eta(z) dz \right| \stackrel{|\eta(z)| < \varepsilon |z - z_0|}{<} \varepsilon \frac{s_n}{2} \cdot s_n$$

Nun erhält man:

$$\left| \int_{\partial D} f(z) dz \right| \leq 4^n \left| \int_{\partial D_n} f(z) dz \right| < 4^n \frac{\varepsilon}{2} s_n^2 = 4^n \frac{\varepsilon}{2} \left(\frac{s}{2^n} \right)^2 = \frac{\varepsilon}{2} s^2$$

Da dies für alle $\varepsilon \in \mathbb{R}_{>0}$ gilt, folgt:

$$\int_D f(z) dz = 0$$

□_{A.2.2.}

A.2.3. Folgerungen

Sei $f(z)$ in G regulär bis auf den Punkt z_0 .

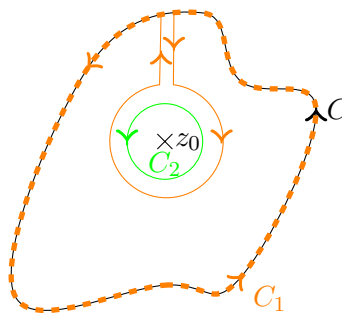


Abbildung A.6.: Zurückführung auf Integration in kleiner Umgebung der Singularität

Dann gilt:

$$\int_C f(z) dz = \underbrace{\int_{C_1} f(z) dz}_{=0} + \int_{C_2} f(z) dz$$

Wir betrachten jetzt für $m \in \mathbb{Z}$:

$$I := \int_{C_2} (z - z_0)^m dz$$

Wir parametrisieren den Weg C_2 mit $t \in [-\pi, \pi]$ wie folgt:

$$\begin{aligned} z &= z_0 + r(\cos(t) + \mathbf{i} \sin(t)) \\ dz &= (-r \sin(t) + \mathbf{i} r \cos(t)) dt = \mathbf{i} r(\cos(t) + \mathbf{i} \sin(t)) dt = \mathbf{i} r e^{\mathbf{i} t} dt \end{aligned}$$

Es folgt:

$$I = \int_{-\pi}^{\pi} \mathbf{i} r e^{\mathbf{i} t} r^m e^{\mathbf{i} m t} dt = \mathbf{i} r^{m+1} \int_{-\pi}^{\pi} \cos((m+1)t) + \mathbf{i} \sin((m+1)t) dt = 2\pi \mathbf{i} \delta_{m,-1}$$

Damit folgt die *Cauchysche Integralformel*: Sei $f(z)$ im einfach zusammenhängenden Gebiet G regulär, so gilt für jeden geschlossenen doppeltpunktfreien positiv orientierten Weg C in G und für jeden Punkt z im Innengebiet von C :

$$\frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{f(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta = f(z) \quad (\text{A.6})$$

Behauptung: Es gilt:

$$\lim_{\varepsilon \searrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{f(x)}{x \pm i\varepsilon} = \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) \left(\mathcal{P} \left(\frac{1}{x} \right) \mp i\pi \delta(x) \right) \quad (\text{A.7})$$

Dabei ist $\delta(x)$ die Delta-Distribution und $\mathcal{P} \left(\frac{1}{x} \right)$ die Hauptwertdistribution von $\frac{1}{x}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{P} \left(\frac{1}{x} \right) : \mathcal{S}(\mathbb{R}) &\rightarrow \mathbb{R} \\ f &\mapsto \lim_{\varepsilon \searrow 0} \int_{\mathbb{R} \setminus [-\varepsilon, \varepsilon]} \frac{f(x)}{x} dx = \int_0^{\infty} \frac{f(x) - f(-x)}{x} dx \end{aligned}$$

Beweis: Zeige zunächst:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) f(x) dx \stackrel{!}{=} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \frac{\varepsilon}{x^2 + \varepsilon^2} dx$$

Wähle dazu $\varepsilon = \delta \cdot \eta$ und schreibe:

$$\begin{aligned} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \frac{\varepsilon}{x^2 + \varepsilon^2} dx &= \frac{1}{\pi} \lim_{\delta \rightarrow 0} \lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{-\delta}^{\delta} f(x) \frac{\delta \eta}{x^2 + \delta^2 \eta^2} dx = \\ &= \frac{f(0)}{\pi} \lim_{\delta \rightarrow 0} \lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta \eta}{x^2 + \delta^2 \eta^2} dx = \\ &= \frac{f(0)}{\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-1}^1 \frac{\varepsilon}{x^2 + \varepsilon^2} dx = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{f(0)}{\pi} \arctan \left(\frac{x}{\varepsilon} \right) \Big|_{-1}^1 = \\ &= \frac{f(0)}{\pi} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \right) = f(0) \end{aligned}$$

Nun zeigen für den Hauptwert:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \mathcal{P} \left(\frac{1}{x} \right) dx := \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{f(x)}{x} dx + \int_{-\infty}^{-\varepsilon} \frac{f(x)}{x} dx \right) \stackrel{!}{=} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \frac{x}{x^2 + \varepsilon^2} dx$$

Sei dazu $\varepsilon = \delta \eta$ und betrachte:

$$\begin{aligned} \text{r.S.} - \text{l.S.} &= \lim_{\delta \rightarrow 0} \lim_{\eta \rightarrow 0} \left(\int_{\delta \eta}^{\infty} dx + \int_{-\infty}^{-\delta \eta} dx \right) f(x) \left(\frac{x}{x^2 + \delta^2 \eta^2} - \frac{1}{x} \right) + \\ &\quad + \underbrace{\int_{-\delta \eta}^{\delta \eta} f(x) \frac{x}{x^2 + \varepsilon^2} dx}_{\rightarrow 0} = \\ &\stackrel{x=\delta y}{=} \lim_{\delta \rightarrow 0} \lim_{\eta \rightarrow 0} \left(\int_{\eta}^{\infty} dy + \int_{-\infty}^{-\eta} dy \right) f(\delta y) \left(\frac{y}{y^2 + \eta^2} - \frac{1}{y} \right) = \\ &= f(0) \lim_{\eta \rightarrow 0} \left(\int_{\eta}^{\infty} dy + \int_{-\infty}^{-\eta} dy \right) \left(\frac{y}{y^2 + \eta^2} - \frac{1}{y} \right) = 0 \end{aligned}$$

Es folgt:

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{f(x)}{x \pm i\varepsilon} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) \frac{x \mp i\varepsilon}{x^2 + \varepsilon^2} = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \left(\mathcal{P} \left(\frac{1}{x} \right) \mp i\pi \delta(x) \right)$$

□ Behauptung

Danksagungen

Mein besonderer Dank geht an Professor Schäfer, der diese Vorlesung hielt und es mir gestattete, diese Vorlesungsmitschrift zu veröffentlichen.

Außerdem möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die durch aufmerksames Lesen Fehler gefunden und mir diese mitgeteilt haben.

Andreas Völklein