

Integrierter Kurs IIb Quantenfeldtheorie

Vorlesung von

PROF. DR. ANDREAS SCHÄFER

im Sommersemester 2013

Überarbeitung und Textsatz in LyX von

ANDREAS VÖLKLEIN



Stand: 11. Juli 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’/DISTRIBUTORS’ 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

- MICHAEL E. PESKIN, DANIEL V. SCHROEDER: *An Introduction to Quantum Field Theory*; Westview Press, 1995; ISBN: 978-0-201-50397-5
- 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	25
3.1	Umformung des Feynman-Propagators	25
3.2	Definition der Kanonischen Quantisierung	26
3.3	Übergang von der Kanonischen Quantisierung zur Quantenfeldtheorie	28
3.3.1	Schrödinger-, Heisenberg- und Wechselwirkungsbild in der Quantenmechanik	29
3.3.2	Beispiel: Quantenelektrodynamik	30
3.3.3	Zusammenfassung der Exponentialfaktoren am Beispiel einer Skalarfeldtheorie	30
3.4	Das Wicksche Theorem	32
3.4.1	Definition (Normalgeordnetes Produkt)	32
3.4.2	Das Wicksche Theorem	32
3.4.3	Beispiel: Skalare Feldtheorie	34
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	44
5	Berechnung Physikalischer Prozesse	46
5.1	Elektron-Myon-Streuung	46
5.2	Compton-Streuung	54

6	Divergenzen, Regularisierung, Renormierung	66
6.1	Vakuumpolarisation	66
6.2	Behandlung der Divergenzen	67
6.2.1	Logarithmische Divergenzen	68
6.2.2	Lineare Divergenzen	70
6.3	Explizite Berechnung der Vakuum-Polarisation	71
6.3.1	Pauli-Villars Regularisierung	71
6.3.2	Renormierung	74
6.4	Power-Counting	75
6.5	Dimensionale Regularisierung	76
6.5.1	Formel für das d -dimensionale Integral	79
6.5.2	Beispiel: Vakuum-Polarisation	82
7	Quantenchromodynamik ($SU(N)$ Eichgruppen)	84
7.1	Ward-Identitäten	87
7.2	Lagrangedichte der QCD	88
7.3	Geometrische Interpretation von lokalen Eichtheorien	89
8	Tiefinelastische Streuung	93
8.1	Minimale Parametrisierung	93
9	DGLAP-Gleichung	95
10	Die laufende Kopplungskonstante $\alpha_S(Q^2)$	102
11	Das Funktionalintegral	104
11.1	Beispiel: ϕ^4 -Theorie	104
11.2	Die Behandlung von Fermionen	106
11.3	Amputierte, Irreduzible n -Punkte-Greens-Funktion	109
11.4	Die Ward-Identität der QED	111
11.5	Erzeugendes Funktional für Eichfelder	113
12	Standardmodell der Teilchenphysik	117
12.1	Die Spontane Symmetriebrechung (SSB)	117
12.2	Die Massenmatrix der Higgs-Felder	119
12.3	Higgsfeld im Standardmodell	120
12.4	Der Fermionische Sektor	123
13	Weitere Themen	125
Anhang		127
A	Analysis komplexer Zahlen	127
A.1	Komplexe Stetigkeit und Differenzierbarkeit	127
A.1.1	Definition (Stetigkeit)	127
A.1.2	Definition (Differenzierbarkeit)	127
A.2	Komplexe Integration	128
A.2.1	Definition (Rektifizierbare Kurve, Integral)	128
A.2.2	Hauptsatz der Funktionentheorie	129
A.2.3	Folgerungen	131

B Fermis Goldene Regel	133
Danksagungen	135

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:

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

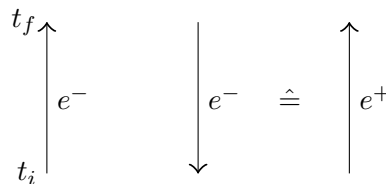


Abbildung 0.1.: Antiteilchen

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

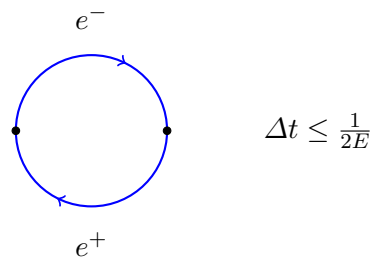


Abbildung 0.2.: virtuelles Teilchen-Antiteilchen-Paar

- 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:

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

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 $\omega^{\mu\nu}$:

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

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

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:

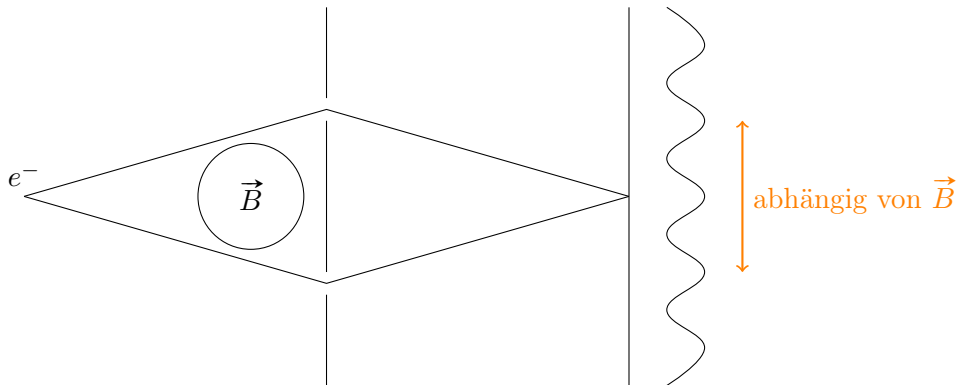


Abbildung 1.1.: Aharonov-Bohm-Experiment: aufgesammelte Phase $e^{i\int_s q A_\mu dx^\mu}$

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.

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

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:

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

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:

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

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

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

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

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

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

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

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.

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

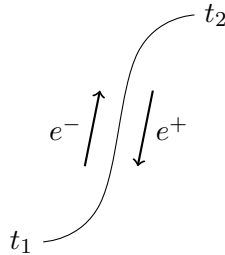


Abbildung 1.2.: In der Zeit vorwärts laufendes Elektron entspricht in der Zeit rückwärts laufendem Positron.

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:

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

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

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:

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

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.

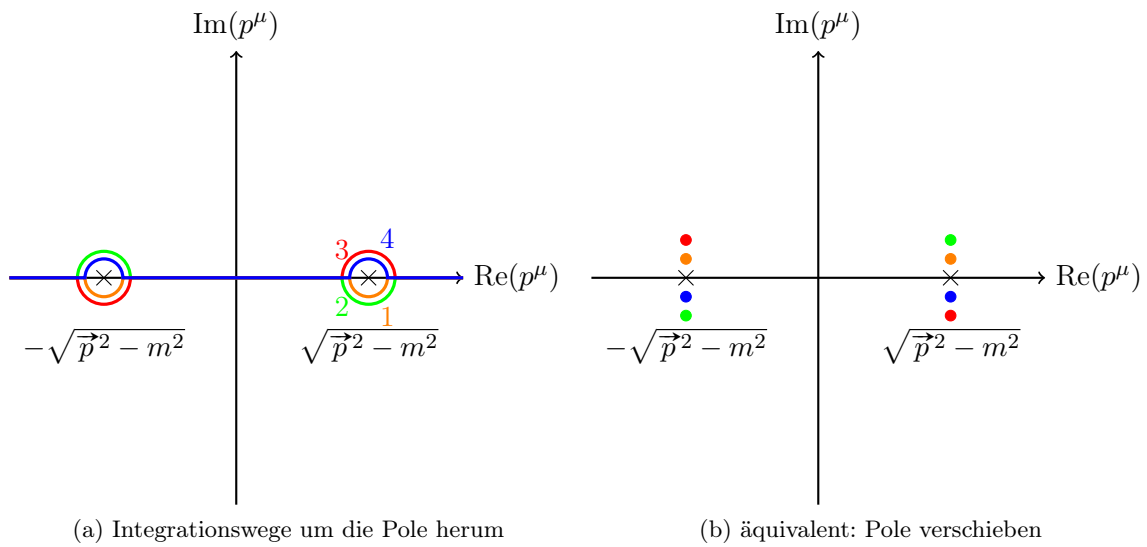


Abbildung 2.1.: Die Pole müssen umgangen werden.

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

1. $\frac{1}{p^2 - m^2 - i\varepsilon \operatorname{sgn}(p^0)}$: 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. $\frac{1}{p^2 - m^2 + i\varepsilon \operatorname{sgn}(p^0)}$: 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 $e^{-i^2 \operatorname{Im}(p^0)(t-t')}$ 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.

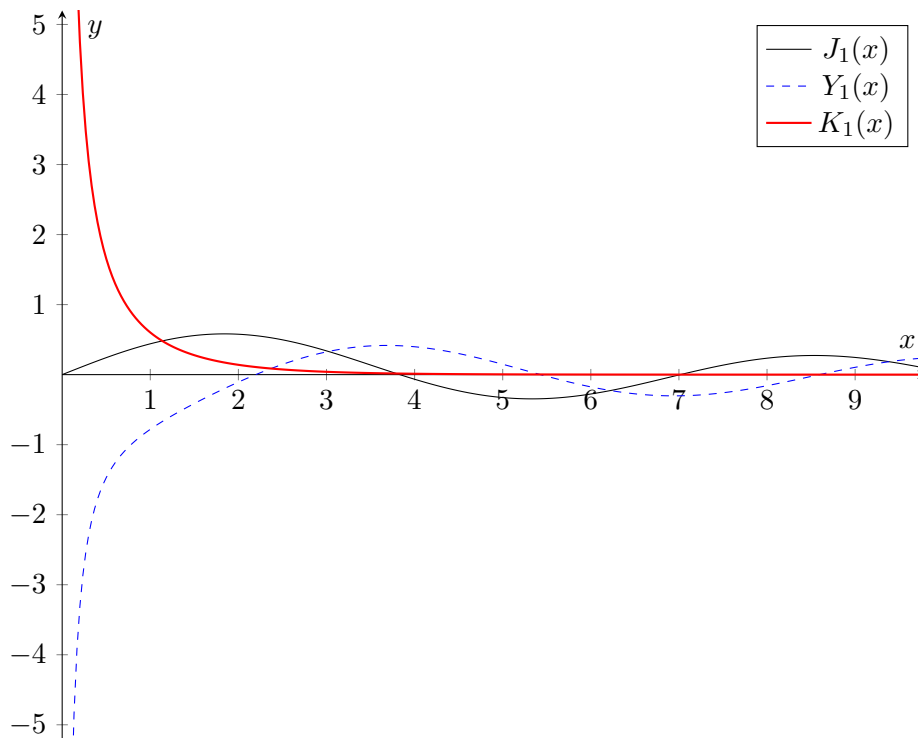


Abbildung 2.2.: Bessel-Funktionen

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

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:

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

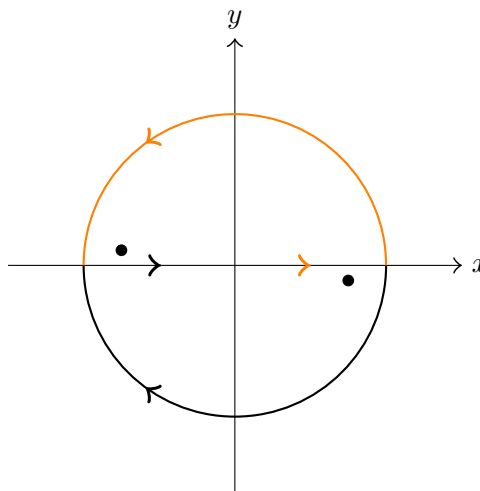


Abbildung 3.1.: Pole bei der Integration

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:

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

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

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

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:

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

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

Hierbei sind die u und v anders normiert als in (1.23):

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

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

Damit gilt:

$$\sum_s u(\vec{p}, s) \bar{u}(\vec{p}, s) = \not{p} + m$$

$$-\sum_s v(\vec{p}, s) \bar{v}(\vec{p}, s) = \not{p} - m$$

Aus diesen u, v erhält man die Größe \tilde{u}, \tilde{v} wie folgt:

$$\tilde{u}(\vec{p}, s) = \sqrt{\frac{m}{E}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2m}} u(\vec{p}, s) = \frac{1}{\sqrt{2E}} u(\vec{p}, s)$$

$$\tilde{v}(\vec{p}, s) = \sqrt{\frac{m}{E}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2m}} v(\vec{p}, s) = \frac{1}{\sqrt{2E}} v(\vec{p}, s)$$

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:

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

Beweis: Wir rechnen nach:

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

$$\begin{aligned}
& -\Theta(y^0 - x^0) \sum_s \int \frac{d^3p}{(2\pi) \cdot 2E} (v(\vec{p}', s') \bar{v}_l(\vec{p}, s))_{jl} e^{ip(x-y)} = \\
& = \Theta(x^0 - y^0) \sum_s \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} (\tilde{u}(\vec{p}, s) \bar{\tilde{u}}(\vec{p}', s'))_{jl} e^{-ip(x-y)} - \\
& - \Theta(y^0 - x^0) \sum_s \int \frac{d^3p}{(2\pi)} (\tilde{v}(\vec{p}', s') \bar{\tilde{v}}_l(\vec{p}, s))_{jl} e^{ip(x-y)} = \\
& = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left(\sum_{r \in \{1,2\}} (\tilde{\psi}_r(\vec{p}, x) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, y))_{jl} \Theta(x^0 - y^0) - \right. \\
& \quad \left. - \sum_{r \in \{3,4\}} (\tilde{\psi}_r(\vec{p}, x) \bar{\tilde{\psi}}_r(\vec{p}, y))_{jl} \Theta(y^0 - x^0) \right) = (iS_F(x-y))_{jl}
\end{aligned}$$

□ Behauptung

Außerdem gilt die *Mikrokausalität*:

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

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.

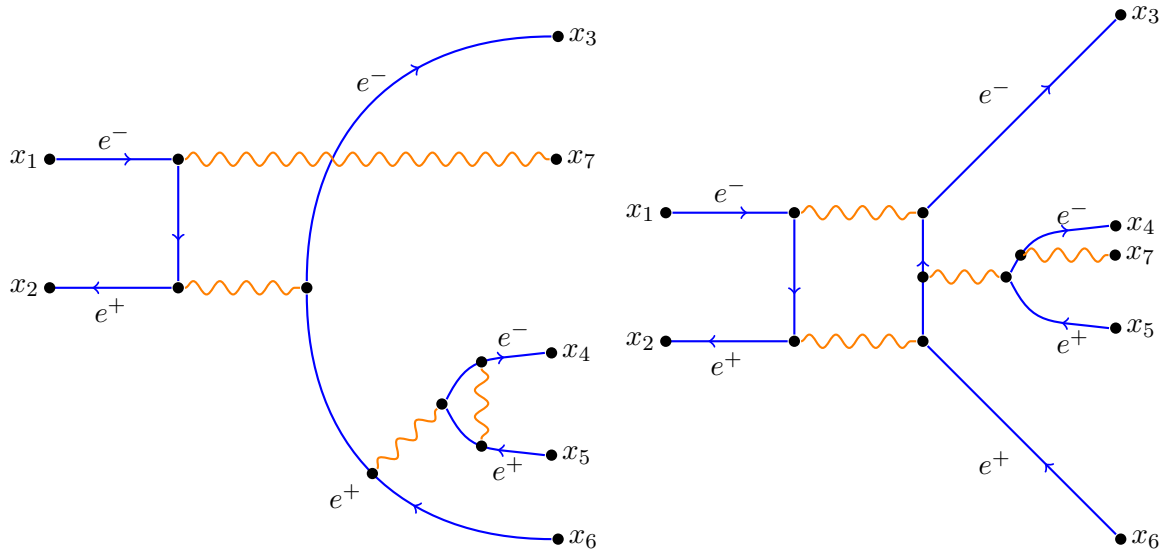


Abbildung 3.2.: Zwei verschiedene Feynman-Diagramme für einen Prozess

Rechts und links befinden sich asymptotische Zustände, also ebene Wellen. Die Wechselwir-

kungsamplitude ist:

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

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:

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

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:

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

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

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:

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

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

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

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

$$\mathcal{H}_I(x) = -q_e \bar{\psi}(x) \hat{Q} \not{A}(x) \psi(x)$$

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

3.3.3. Zusammenfassung der Exponentialfaktoren am Beispiel einer Skalarmen Feldtheorie

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:

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

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

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

Insbesondere gilt für das Vakuum:

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

Damit folgt:

$$\begin{aligned} {}_H \langle 0 | \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}_H(x_1) \dots \hat{\phi}_H(x_n) \right\} | 0 \rangle_H &= {}_{I,t\infty} \langle 0 | \mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^\infty d\tau H_I(\tau) \right) \cdot \\ &\quad \cdot \mathcal{T} \left\{ \left(\mathcal{T} \exp \left(-\mathbf{i} \int_{-\infty}^{t_1} d\tau H_I(\tau) \right) \right)^\dagger \hat{\phi}_I(x_1) \dots \right\} \cdot \\ &\quad \cdot \underbrace{\left(\mathcal{T} \exp \left(\int_{-\infty}^\infty d\tau H_I(t) \right) \right)^\dagger | 0 \rangle}_{=1}{}_{I,t-\infty} \end{aligned}$$

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:

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

$$= \left\langle 0 \left| \mathcal{T} \left\{ \hat{\phi}_I(x_1) \hat{\phi}_I(x_2) \dots \hat{\phi}_I(x_n) e^{-i \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \hat{H}_I(\tau)} \right\} \right| 0 \right\rangle$$

Dies ist eine zentrale Gleichung:

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

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:

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

3.4.2. Das Wicksche Theorem

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

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.

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

– 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:

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

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:

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

Dadurch erhält man zu allen Summanden noch alle möglichen Kombinationen

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

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.

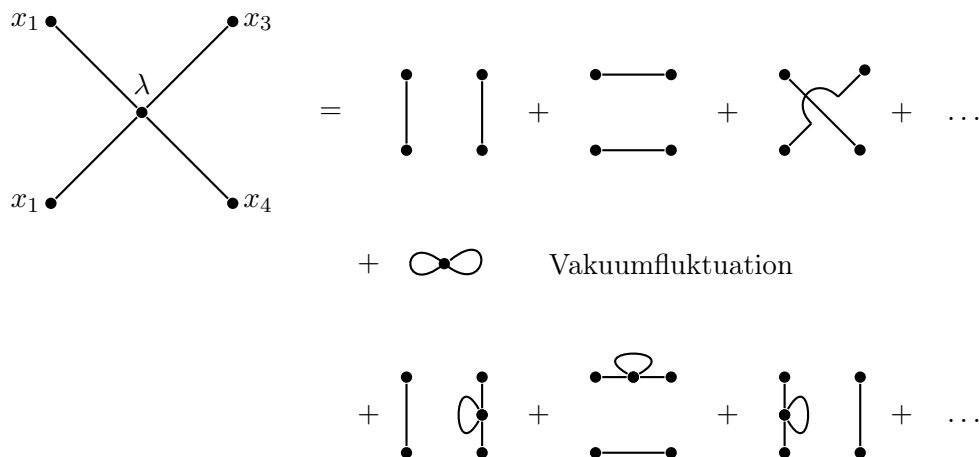


Abbildung 3.3.: Verschiedene Ordnungen dargestellt durch entsprechende Feynman-Diagramme

Die Amplitude erhält man durch Entwicklung der Exponentialfunktion:

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

$$\begin{aligned}
& -i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} (iD_F(x_1 - x_2) iD_F(x_3 - x_4) + \dots) iD_F(x - x) iD_F(x - x) \cdot 3 - \\
& -i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} iD_F(x_1 - x_2) iD_F(x_3 - x) iD_F(x_4 - x) iD_F(x - x) \cdot 4 \cdot 3 + \dots - \\
& -i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} iD_F(x_1 - x) iD_F(x_2 - x) iD_F(x_3 - x) iD_F(x_4 - x) \cdot 4! + \dots
\end{aligned}$$

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

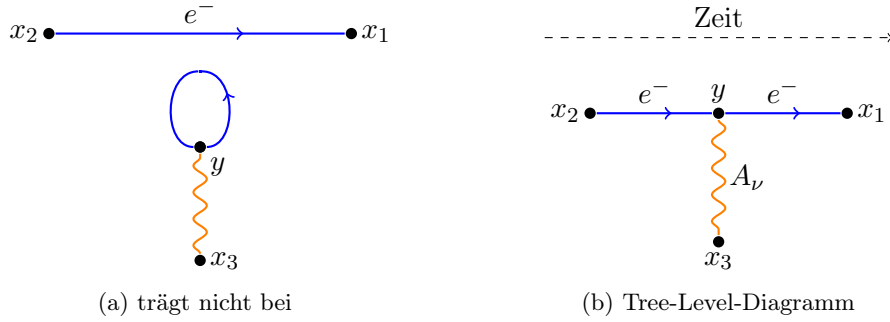


Abbildung 3.4.: Feynman-Diagramme des Elektron-Photon-Vertex

Wir berechnen nur das Tree-Level-Diagramm. (So nennt man Diagramme, die keine Loops enthalten.) 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:

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

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 zu einer bestimmten Zeit x^0 auf ein- und auslaufende Wellenfunktionen $\psi_e, \bar{\psi}_e, (A_\gamma^*)^\nu$ anwenden und jedes \vec{x}_i über \mathbb{R}^3 integrieren, sodass nur

$$\int_{\mathbb{R}^3} d^3x_1 \int_{\mathbb{R}^3} d^3x_2 \int_{\mathbb{R}^3} d^3x_3 \bar{\psi}_e(x_1^0, \vec{x}_1) (A_\gamma^*)^\nu(x_3^0, \vec{x}_3) I_\nu(x_1, x_2, x_3) \psi_e(x_2^0, \vec{x}_2)$$

eine reale Bedeutung hat.

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

$$S_F(x_1 - y) = \int \frac{d^4p_1}{(2\pi)^4} e^{-ip_1(x_1 - y)} \frac{\not{p}_1 + m}{p_1^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (3.18)$$

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

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

Es folgt:

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

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:

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

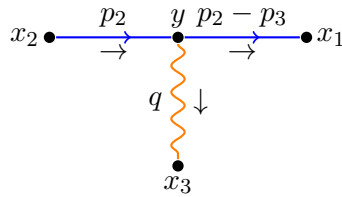


Abbildung 3.5.: Energie-Impuls-Erhaltung

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

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

Für Streuprozesse betrachtet man asymptotische ein- und auslaufende Zustände. Für ein von x einlaufendes Teilchen mit Wellenfunktion $\psi(x) = \tilde{u}(\vec{p}', s') e^{-ip'x}$, das in y wechselwirkt, gilt $x^0 < y^0$, weshalb nur der vordere Term mit $\Theta(y^0 - x^0)$ beiträgt.

$$\begin{aligned}
&\int_{\mathbb{R}^3} d^3x \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{-ip(y-x)} \sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{u}(\vec{p}, s) \bar{u}(\vec{p}, s) \tilde{u}(\vec{p}', s') e^{-ip'x} = \\
&= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{-ipy} e^{-i(E'_p - E_p)x^0} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{p}' - \vec{p}) \sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{u}(\vec{p}, s) \bar{u}(\vec{p}, s) \tilde{u}(\vec{p}', s') = \\
&= e^{-ipy} \underbrace{e^{-i(E'_p - E_p)x^0}}_{=1} \underbrace{\sum_{s \in \{\pm 1\}} \tilde{u}(\vec{p}', s) \bar{u}(\vec{p}', s) \tilde{u}(\vec{p}', s')}_{=\tilde{u}(\vec{p}', s')} = \\
&= e^{-ipy} \tilde{u}(\vec{p}', s') = e^{-ipy} \frac{u(\vec{p}', s')}{\sqrt{2E}}
\end{aligned}$$

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:

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

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

Man sollte hierbei im Hinterkopf behalten, dass die realen Teilchen keinen exakten Impuls haben, sodass man das Ergebnis immer über einen Impulsbereich $d^3p (2\pi)^{-3}$ integrieren muss.

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, weil er immer gleich ist.

- 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 (mit Polarisation λ):

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

- Für ein auslaufendes Photon (mit Polarisation λ):

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

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

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

- Für jeden Fermion-Propagator (Linie):

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

- Für jeden Photon-Propagator (Linie):

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

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:

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

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

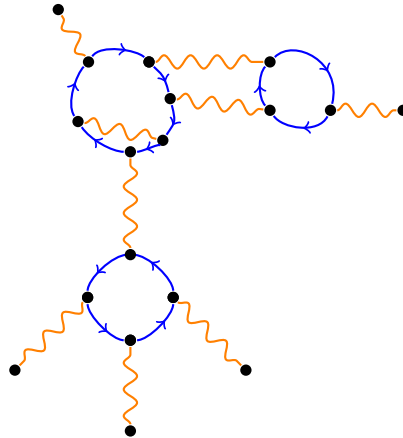


Abbildung 4.1.: Kompliziertes Feynman-Diagramm

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.

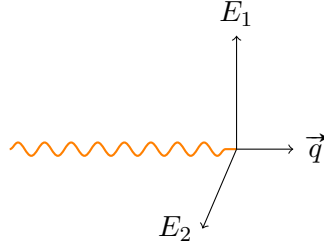


Abbildung 4.2.: Das Photon hat zwei Polarisationen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

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:

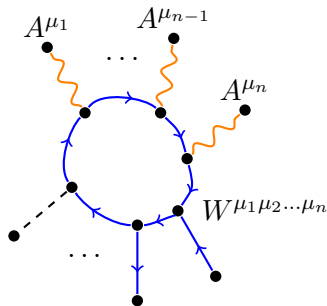


Abbildung 4.3.: Allgemeiner Loop

Man erhält immer Terme folgender Art:

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

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 die Ward-Identität:

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

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

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

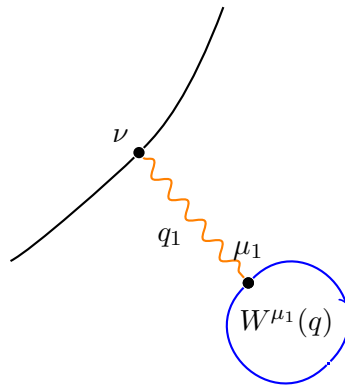


Abbildung 4.4.: Loop für den Spezialfall $n = 1$

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

Nun überlegen wir uns die fundamentalen Lösungen $\epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda)$ der freien Maxwell-Gleichungen. Dazu gehen wir zunächst in die Lorenz-Eichung $\partial_\mu A^\mu = 0$. Dann reduziert sich die Maxwell-Gleichung auf:

$$0 = \partial_\mu \partial^\mu A^\nu + \underbrace{\partial^\nu \partial_\mu A^\mu}_{=0} = \partial_\mu \partial^\mu A^\nu$$

Für jede Komponente sind die Lösungen ebene Wellen mit $q^2 = m = 0$. Diese Lösung kann man als Superposition der Polarisierungen

$$\epsilon^\mu(\lambda) = \delta_{\mu\lambda}$$

auffassen:

$$A^\mu(\lambda) = \epsilon^\mu(\lambda) e^{-iqx}$$

Das komplex konjugierte hiervon ergibt ebenfalls Lösungen. Da ein physikalisches A^μ reell sein muss, muss es immer zu gleichen Teilen aus e^{-iqx} und e^{iqx} zusammengesetzt sein. Für $\vec{q} = q\vec{e}_3$ sind:

$$\epsilon^\mu(1) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \epsilon^\mu(2) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{physikalisch} \quad (4.16)$$

$$\epsilon^\mu(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \epsilon^\mu(3) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{unphysikalisch} \quad (4.17)$$

Diese kann man für beliebiges q wählen, denn das einzige was sich ändert, ist, welcher Anteil physikalisch ist und welcher nicht. Nun gilt:

$$\sum_{\lambda} \epsilon^\mu(\lambda) (\epsilon^*)^\nu(\lambda) = g^{\mu\nu} \quad (4.18)$$

In einer allgemeinen Eichung gilt:

$$\begin{aligned} \tilde{A}^\mu(x) &= A^\mu(x) + \partial^\mu \Theta(x) \\ \Rightarrow \tilde{A}^\mu(q) &= A^\mu(q) + q^\mu \Theta(q) \end{aligned}$$

Also sind die Polarisationsvektoren:

$$\epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda) = \epsilon^\mu(\lambda) + q^\mu \Theta(q)$$

Es gilt:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda} \epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda) (\epsilon^*)^\nu(\vec{q}, \lambda) &= \sum_{\lambda} (\epsilon^\mu(\lambda) + q^\mu \Theta(q)) ((\epsilon^*)^\nu(\lambda) + q^\nu \Theta^*(q)) = \\ &= \sum_{\lambda} \epsilon^\mu(\lambda) (\epsilon^*)^\nu(\lambda) + q^\mu \Theta(q) (\epsilon^*)^\nu(\lambda) + \\ &\quad + \epsilon^\mu(\lambda) q^\nu \Theta^*(q) + q^\mu \Theta(q) q^\nu \Theta^*(q) = \\ &= g^{\mu\nu} + q^\mu f(q) + q^\nu g(q) \end{aligned}$$

Aufgrund der Ward-Identität spielen die Terme proportional zu q^μ oder q^ν keine Rolle, weshalb man bei der Berechnung von Feynman-Diagrammen immer

$$\sum_{\lambda} \epsilon^\mu(\vec{q}, \lambda) (\epsilon^*)^\nu(\vec{q}, \lambda) \rightsquigarrow g^{\mu\nu} \quad (4.19)$$

ersetzen kann. Damit folgt:

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda} \epsilon^{\mu}(\vec{q}, \lambda) \cdot \epsilon_{\mu}^{*}(\vec{q}, \lambda) &= \sum_{\lambda} \epsilon^{\mu}(\vec{q}, \lambda) \cdot (\epsilon^{*})^{\nu}(\vec{q}, \lambda) g_{\mu\nu} \rightsquigarrow g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} = \\ &= \underbrace{+1 - 1}_{=0} - 1 - 1 = -2 \end{aligned} \quad (4.20)$$

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

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

$$\hat{A}^{\mu}(x) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3 2q_0} \sum_{\lambda=0}^3 \left(\epsilon^{\mu}(\vec{q}, \lambda) e^{-iqx} \hat{a}(\vec{q}, \lambda) + (\epsilon^{*})^{\mu}(\vec{q}, \lambda) e^{iqx} \hat{a}^{\dagger}(\vec{q}, \lambda) \right) \quad (4.21)$$

$$\left[\hat{a}(\vec{q}, \lambda), \hat{a}^{\dagger}(\vec{q}', \lambda') \right] = -g^{\lambda\lambda'} 2q^0 (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{q} - \vec{q}') \quad (4.22)$$

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

4.2. Der Photon-Propagator

Die inhomogenen Maxwell-Gleichung (1.47) ist:

$$\begin{aligned} \partial_{\mu} F^{\mu\nu}(x) &= \partial_{\mu} (\partial^{\mu} A^{\nu} - \partial^{\nu} A^{\mu})(x) = q_e j^{\nu}(x) = q_e \sum_{\text{Fermionen } j} Q_j \bar{\psi}_j(x) \gamma^{\nu} \psi_j(x) \\ (\partial_{\mu} \partial^{\mu} g^{\nu}_{\lambda} - \partial_{\lambda} \partial^{\nu}) A^{\lambda}(x) &= q_e j^{\nu}(x) \end{aligned} \quad (4.23)$$

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

$$(\partial_{\mu} \partial^{\mu} g^{\nu}_{\lambda} - \partial_{\lambda} \partial^{\nu}) (D_F(x - y))^{\lambda}_{\sigma} = g^{\nu}_{\sigma} \delta^{(4)}(x - y) \quad (4.24)$$

Durch Fourier-Transformation mit

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

ergibt sich analog zu (4.14):

$$(q_{\mu} q^{\mu} g^{\nu}_{\lambda} - q_{\lambda} q^{\nu}) A^{\lambda}(q) = q_e j^{\nu}(q) \quad (4.25)$$

$$\Rightarrow (q_{\mu} q^{\mu} g^{\nu}_{\lambda} - q_{\lambda} q^{\nu}) (D_F(q))^{\lambda}_{\sigma} = -g^{\nu}_{\sigma} + b \frac{q^{\nu} q_{\sigma}}{q_{\mu} q^{\mu}} \quad (4.26)$$

Der Term mit b kann hinzugefügt werden, da Terme proportional zu q_{σ} nichts beitragen:

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

$$\begin{aligned}
&= q_e \int d^4 y \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-i q(x-y)} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma \int \frac{d^4 \tilde{q}}{(2\pi)^4} e^{-i \tilde{q} y} j^\sigma(\tilde{q}) = \\
&= q_e \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{d^4 \tilde{q}}{(2\pi)^4} d^4 y e^{-i(\tilde{q}-q)y} e^{-i q x} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma j^\sigma(\tilde{q}) = \\
&= q_e \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{d^4 \tilde{q}}{(2\pi)^4} (2\pi)^4 \delta(\tilde{q}-q) e^{-i q x} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma j^\sigma(\tilde{q}) = \\
&= q_e \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-i q x} (D_F(q))^\lambda{}_\sigma j^\sigma(q)
\end{aligned} \tag{4.27}$$

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:

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

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

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

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

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

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

Dies kann bei komplizierten Problemen die Rechnung vereinfachen.

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

$$(D_F(q))^\lambda{}_\sigma = -\frac{g^\lambda{}_\sigma - \frac{1-c}{c} \frac{q^\lambda q_\sigma}{q^2}}{q^2 + i\epsilon} \tag{4.31}$$

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 $q_q = Q_q q_e$.

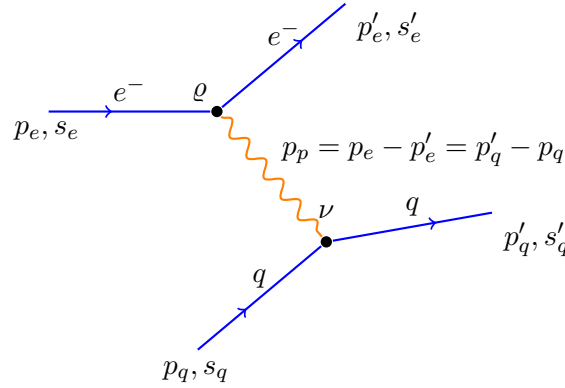


Abbildung 5.1.: Feynman-Diagramm der ersten Ordnung

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

$$\begin{aligned}
 M &= \int \left(\frac{\bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e)}{\sqrt{2E'_e}} (-i q_e \gamma_\rho) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e - p'_e - p_p) \frac{u_e(\vec{p}_e, s_e)}{\sqrt{2E_e}} \right) \cdot \\
 &\quad \cdot \left(\frac{\bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q)}{\sqrt{2E'_q}} (i Q_q q_e \gamma_\nu) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_q + p_p - p'_q) \frac{u_q(\vec{p}_q, s_q)}{\sqrt{2E_q}} \right) \frac{(-i) g^{\rho\nu}}{p_p^2 + i\epsilon} \frac{d^4 p_p}{(2\pi)^4} = \\
 &= -i Q_q q_e^2 \left(\bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \frac{1}{\sqrt{2E'_e}} \gamma_\rho u_e(\vec{p}_e, s_e) \frac{1}{\sqrt{2E_e}} \right) \cdot \frac{g^{\rho\nu}}{(p_e - p'_e)^2 + i\epsilon} \cdot \\
 &\quad \cdot \left(\bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \frac{1}{\sqrt{2E'_q}} \gamma_\nu (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_q + p_e - p'_e - p'_q) u_q(\vec{p}_q, s_q) \frac{1}{\sqrt{2E_q}} \right) = \\
 &= \underbrace{-i Q_q q_e^2 \bar{u}_e(\vec{p}'_e, s'_e) \gamma_\rho u_e(\vec{p}_e, s_e) \bar{u}_q(\vec{p}'_q, s'_q) \gamma_\nu u_q(\vec{p}_q, s_q)}_{=: \mathcal{M}} \cdot \frac{g^{\rho\nu}}{(p_e - p'_e)^2 + i\epsilon} \cdot \\
 &\quad \cdot (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) \frac{1}{4\sqrt{E_e E'_e E_q E'_q}}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

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. Das Betragsquadrat des verkürzten 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{p}'_e}{2} \gamma_{\varrho'} (\not{p}_e + m_e) \frac{1 + \alpha_e \gamma_5 \not{p}_e}{2} \right) \cdot \\
&\quad \text{tr} \left(\gamma_\nu (\not{p}'_q + m_q) \frac{1 + \alpha'_q \gamma_5 \not{p}'_q}{2} \gamma_{\nu'} (\not{p}_q + m_q) \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}
\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

$$\begin{aligned}
I &:= \frac{1}{4} \sum_{\alpha_e, \alpha_q, \alpha'_e, \alpha'_q \in \{\pm 1\}} |\mathcal{M}|^2 = \\
&= \frac{1}{4} \text{tr} \left(\gamma_\varrho (\not{p}'_e + m_e) \underbrace{\left(\sum_{\alpha'_e \in \{\pm 1\}} \frac{1 + \alpha'_e \gamma_5 \not{p}'_e}{2} \right)}_{=1} \gamma_{\varrho'} (\not{p}_e + m_e) \sum_{\alpha_e \in \{\pm 1\}} \frac{1 + \alpha_e \gamma_5 \not{p}_e}{2} \right).
\end{aligned}$$

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

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:

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

Führe nun die *Mandelstamm-Variablen* ein:

$$s := (p_e + p_q)^2 \stackrel{m \approx 0}{=} 2 p_e p_q = (p'_e + p'_q)^2 = 2 p'_e p'_q \quad (5.2)$$

$$t := (p_e - p'_e)^2 \stackrel{m \approx 0}{=} -2 p_e p'_e = (p_q - p'_q)^2 = -2 p_q p'_q \quad (5.3)$$

$$u := (p_e - p'_q)^2 \stackrel{m \approx 0}{=} -2 p_e p'_q = (p'_q - p_e)^2 = -2 p'_e p_q \quad (5.4)$$

$$s + t + u \stackrel{m \approx 0}{=} 0 \quad (5.5)$$

Damit folgt:

$$I = \frac{2 q_e^4 Q_q^2}{t^2} (s^2 + u^2) \quad (5.6)$$

Insgesamt benötigt man aber das Betragsquadrat von M . Wenn man dies naiv ausrechnet, so erhält man:

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

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

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

Das heißt:

$$\frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha_e, \alpha_q \\ \alpha'_e, \alpha'_q}} |M|^2 = I \cdot \frac{1}{16 E_e E_{e'} E_q E_{q'}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) VT$$

Das Quark sei auf einer Fläche A lokalisiert.

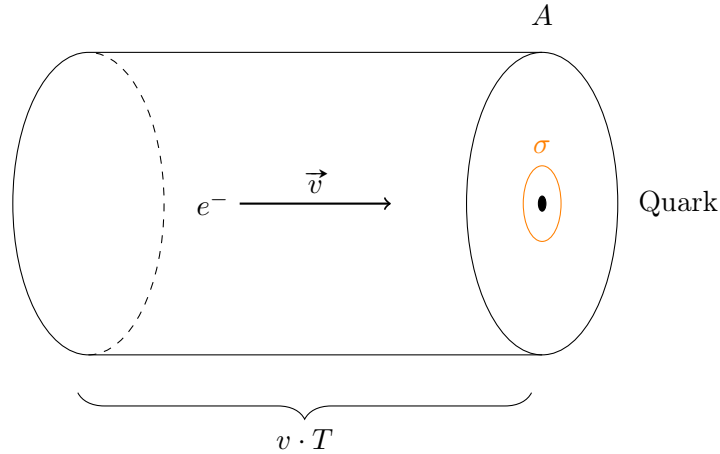


Abbildung 5.2.: Zusammenhang zum Wirkungsquerschnitt des Quarks

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:

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

$$\begin{aligned}
\sigma &= \frac{1}{vTV} \int \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6} \frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha_e, \alpha_q \\ \alpha'_e, \alpha'_q}} |M|^2 = \\
&= \frac{1}{v} \int \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6} I \frac{1}{16E_e E_{e'} E_q E_{q'}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) \\
&\quad v E_e E_q \stackrel{v_q=0}{=} (v_e + v_q) E_e E_q = (p_e E_q + p_q E_e) \\
d\sigma &= \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6} \frac{1}{16E_{e'} E_{q'} p_e E_q + p_q E_e} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) \cdot I \quad (5.7)
\end{aligned}$$

Diese Argumentation ist ein wenig „hand-waving“ und es bleibt das ungute Gefühl, dass irgendwo ein Fehler eingebaut wurde, weil plötzlich eine undefinierte Größe auftrat. In der Tat lag dies daran, dass M nur zusammen mit Integralen über p_i Sinn macht.

Wir betrachten hier den Fall zwei einlaufender Teilchen e und q . Diese haben jedoch keinen festen Impuls, sondern nur eine Impulsverteilung $\phi_e(\vec{k}_e)$ um einen mittleren Impuls \vec{p}_e beziehungsweise $\phi_q(\vec{k}_q)$ um \vec{p}_q . Der mittlere Impuls des Elektrons gebe die x_3 -Richtung vor und b_1, b_2 seien die Stoßparameter in x_1 - und x_2 -Richtung. Dann ist das auszuführende Integral:

$$\int \frac{d^3k_e}{(2\pi)^3} \frac{d^3k_q}{(2\pi)^3} \phi_e(\vec{k}_e) \phi_q(\vec{k}_q) e^{-i(b_1 k_{q,1} + b_2 k_{q,2})}$$

Den Exponentialfaktor könnte man auch mit ϕ_q zusammenfassen, aber es ist günstiger dies so zu zerlegen, sodass ϕ_e und ϕ_q kollinear sind, das heißt Stoßparameter $b_1 = b_2 = 0$ haben, um über b integrieren zu können. Mit der Definition $b_3 := 0$ kann man für den Exponenten kurz $-i\vec{b} \cdot \vec{k}_q$ schreiben. Der Wirkungsquerschnitt ist definiert als:

$$\sigma = \int d^2b P(b) \quad (5.8)$$

Dabei ist $P(b)$ die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung für einen Stoßparameter b .

$$P(b) = \int \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6} \left| \int \frac{d^3k_e d^3k_q}{(2\pi)^6} \phi_e(\vec{k}_e) \phi_q(\vec{k}_q) M(\vec{k}_e, \vec{k}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q) e^{i\vec{b} \cdot \vec{k}_q} \right|^2$$

Somit erhält man für den Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned}
d\sigma &:= \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6} \int d^2b \int \frac{d^3k_e d^3k_q d^3\tilde{k}_e d^3\tilde{k}_q}{(2\pi)^{12}} \phi_e(\vec{k}_e) \phi_e^*(\vec{\tilde{k}}_e) \phi_q(\vec{k}_q) \phi_q^*(\vec{\tilde{k}}_q) \cdot \\
&\quad \cdot M(\vec{k}_e, \vec{k}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q) M^*(\vec{\tilde{k}}_e, \vec{\tilde{k}}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q) e^{-i\vec{b} \cdot (\vec{p}_q - \vec{p}_e)} = \\
&= \frac{d^3p'_e d^3p'_q}{(2\pi)^6} \int \frac{d^3k_e d^3k_q d^3\tilde{k}_e d^3\tilde{k}_q}{(2\pi)^{12}} \phi_e(\vec{k}_e) \phi_e^*(\vec{\tilde{k}}_e) \phi_q(\vec{k}_q) \phi_q^*(\vec{\tilde{k}}_q) 2\pi \delta(k_{q,1} - \tilde{k}_{q,1}) \cdot \\
&\quad \cdot 2\pi \delta(k_{q,2} - \tilde{k}_{q,2}) \mathcal{M}(\vec{k}_e, \vec{k}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_e + k_q - p'_e - p'_q) \frac{1}{4\sqrt{E_e E'_e E_q E'_q}} \cdot \\
&\quad \cdot \mathcal{M}^*(\vec{\tilde{k}}_e, \vec{\tilde{k}}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\tilde{k}_e + \tilde{k}_q - p'_e - p'_q) \frac{1}{4\sqrt{\tilde{E}_e \tilde{E}'_e \tilde{E}_q \tilde{E}'_q}} =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{d^3 p'_e d^3 p'_q}{(2\pi)^6} \int \frac{d^3 k_e d^3 k_q d^3 \tilde{k}_q}{(2\pi)^2 \cdot 16 E'_e E'_q \sqrt{E_e \tilde{E}_e E_q \tilde{E}_q}} \phi_e(\vec{k}_e) \phi_e^*(\vec{p}'_e + \vec{p}'_q - \vec{k}_e) \phi_q(\vec{k}_q) \phi_q^*(\vec{k}_q) \cdot \\
&\quad \cdot \delta(k_{q,1} - \tilde{k}_{q,1}) \delta(k_{q,2} - \tilde{k}_{q,2}) \mathcal{M}(\vec{k}_e, \vec{k}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q) \delta^{(4)}(k_e + k_q - p'_e - p'_q) \cdot \\
&\quad \cdot \mathcal{M}^*(\vec{p}'_e + \vec{p}'_q - \vec{k}_q, \vec{k}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q) \delta(\tilde{E}_e + \tilde{E}_q - E'_e - E'_q)
\end{aligned}$$

Nun konzentrieren wir uns auf das Integral über \tilde{k}_q :

$$\begin{aligned}
&\int d^3 \tilde{k}_q f(\vec{k}_q) \delta(k_{q,1} - \tilde{k}_{q,1}) \delta(k_{q,2} - \tilde{k}_{q,2}) \delta(\tilde{E}_e + \tilde{E}_q(\vec{k}_q) - E'_e - E'_q) = \\
&= \int d\tilde{k}_{q,3} f(k_{q,1}, k_{q,2}, \tilde{k}_{q,3}) \delta(\tilde{E}_e + \tilde{E}_q(k_{q,1}, k_{q,2}, \tilde{k}_{q,3}) - E'_e - E'_q) = \\
&= \left| \frac{d(\tilde{E}_e + \tilde{E}_q)}{d\tilde{k}_{q,3}} \right|^{-1} f(k_{q,1}, k_{q,2}, \tilde{k}_{q,3}) \Big|_{\tilde{E}_e + \tilde{E}_q - E'_e - E'_q = 0}
\end{aligned}$$

Es gilt:

$$\frac{d(\tilde{E}_e + \tilde{E}_q)}{d\tilde{k}_{q,3}} = \frac{2\tilde{k}_{e,3} \cdot (-1)}{2\tilde{E}_e} + \frac{2\tilde{k}_{q,3}}{2\tilde{E}_q} = \frac{\tilde{k}_{q,3}\tilde{E}_e - \tilde{k}_{e,3}\tilde{E}_q}{\tilde{E}_e\tilde{E}_q}$$

Da nun alle Delta-Distributionen mit \tilde{k} aufintegriert wurden, kann man wieder zu der Näherung mit einem festen einlaufenden Impulsen übergehen:

$$\begin{aligned}
k_e &\rightarrow p_e & \int \frac{d^3 k_e}{(2\pi)^3} \phi_e^* \phi_e &\rightarrow 1 \\
k_q &\rightarrow p_q & \int \frac{d^3 k_q}{(2\pi)^3} \phi_q^* \phi_q &\rightarrow 1
\end{aligned}$$

Man erhält somit:

$$d\sigma = \frac{d^3 p'_e d^3 p'_q}{(2\pi)^6 \cdot 16 E'_e E'_q} \cdot \frac{|\mathcal{M}(\vec{p}_e, \vec{p}_q, \vec{p}'_e, \vec{p}'_q)|^2}{p_{q,3} E_e - p_{e,3} E_q} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) \quad (5.9)$$

Dieser Ausdruck ist nicht Lorentz-invariant, sondern nur invariant unter Boosts entlang der x_3 -Achse. Für den Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem, in dem der Stoß entlang der x^3 -Achse verläuft, kann man verwenden:

$$\|\vec{p}_q\| = p_{q,3} = -p_{e,3} = \|\vec{p}_e\|$$

Summiert man nun über die Endkanäle und mittelt über die Eingangskanäle, so ersetzt man einfach $|\mathcal{M}|^2$ durch I und erhält (vergleiche (5.7)):

$$d\sigma_{\text{cm}} = \frac{d^3 p'_e d^3 p'_q}{(2\pi)^6 \cdot 16 E'_e E'_q} \cdot \frac{I}{p_q E_e + p_e E_q} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q)$$

Außerdem gilt:

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

$$\begin{aligned}
&= 2 \|\vec{p}_e\| \|\vec{p}_q\| E_e E_q + \|\vec{p}_e\|^2 E_q^2 + \|\vec{p}_q\|^2 E_e^2 = \\
&= (\|\vec{p}_e\| E_q + \|\vec{p}_q\| E_e)^2
\end{aligned}$$

Also gilt:

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

Damit folgt:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{cm}} &= \int \frac{d^3 p'_e d^3 p'_q}{(2\pi)^6 \cdot 4E'_e E'_q} \cdot \frac{I}{4\sqrt{(p_e \cdot p_q)^2 - m_e^2 m_q^2}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_q - p'_e - p'_q) \\
&= \int \frac{d^3 p'_e}{(2\pi)^2 \cdot 4E'_e E'_q} \cdot \frac{I}{2\sqrt{(2p_e \cdot p_q)^2 - m_e^2 m_q^2}} \delta(E_e + E_q - E'_e - E'_q) \approx \\
&\stackrel{m \approx 0}{\approx} \int \frac{d^3 p'_e}{(4\pi)^2 \cdot 4E'_e E'_q} \cdot \frac{2I}{\sqrt{(2p_e \cdot p_q)^2}} \delta(E_e + E_q - E'_e - E'_q) = \\
&\stackrel{s = \sqrt{(2p_e \cdot p_q)^2}}{=} \int_{I = \frac{2q_e^4 Q_q^2}{t^2} (s^2 + u^2)} \frac{d^3 p'_e}{(4\pi)^2 \cdot 4E'_e E'_q} \cdot \frac{2}{s} \cdot \frac{2q_e^4 Q_q^2}{t^2} (s^2 + u^2) \delta(E_e + E_q - E'_e - E'_q) \\
&\stackrel{\alpha = \frac{q_e^2}{4\pi}}{=} 4\alpha^2 Q_q^2 \int \frac{d^3 p'_e}{(4\pi)^2 \cdot 4E'_e E'_q} \cdot \frac{(s^2 + u^2)}{st^2} \delta(E_e + E_q - E'_e - E'_q) \quad (5.10)
\end{aligned}$$

Dies ist ein Lorentz-invarianter Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt im Schwerpunkt-Bezugssystem.

Die allgemeine Formel für $2 \rightarrow n$ Streu-Prozesse lautet:

$$d\sigma_{\text{cm}} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \underbrace{(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - \dots - p_n) \prod_{j=3}^{n+2} \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 \cdot 2E_j}}_{\text{Lorentz-invariantes Phasenraumelement}} \quad (5.11)$$

Den Index cm für das Schwerpunkt-System lassen wir in Zukunft weg, da wir nur Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem berechnen.

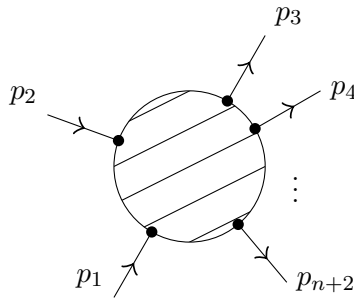


Abbildung 5.3.: Allgemeiner $2 \rightarrow n$ Prozess

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

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

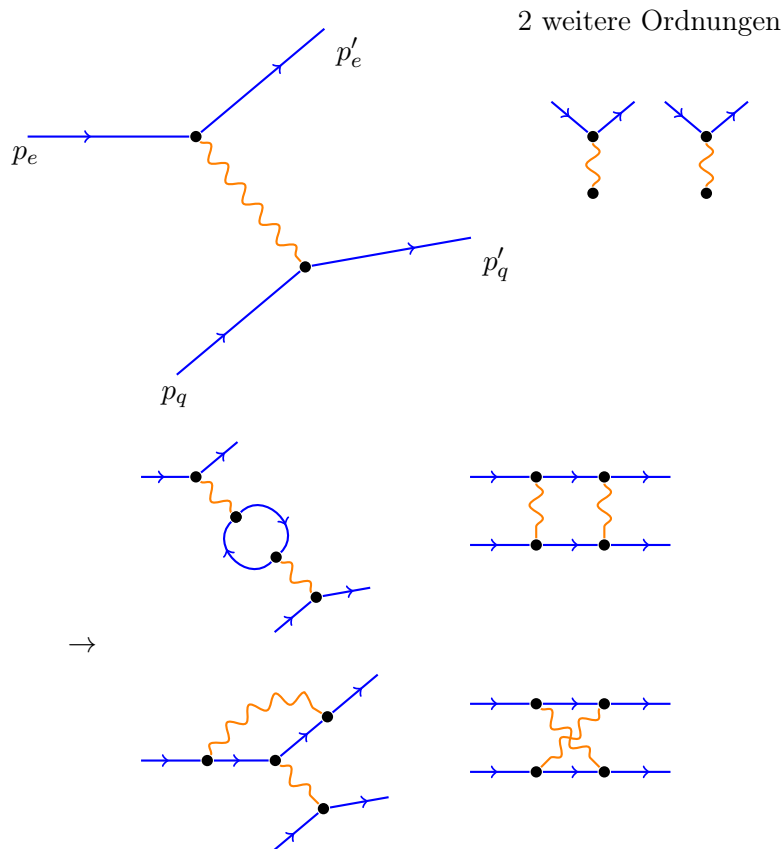


Abbildung 5.4.: Feynman-Diagramme der dritten Ordnung

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

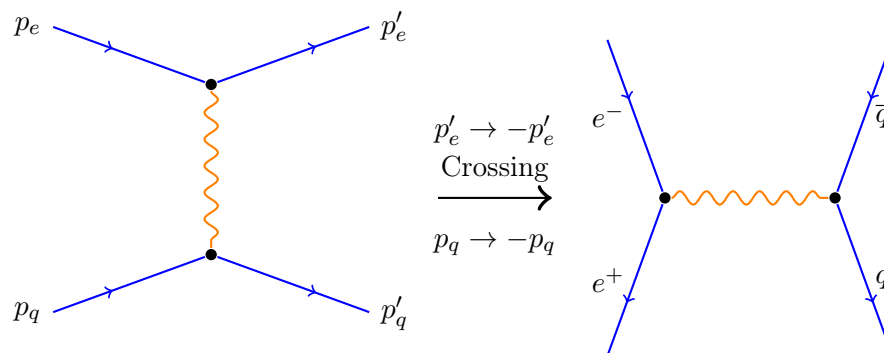


Abbildung 5.5.: Crossing

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).

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

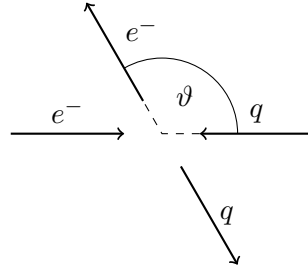


Abbildung 5.6.: Impulse im Schwerpunktsystem

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

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:

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dt} = 2\pi\alpha^2 Q_q^2 \frac{s^2 + u^2}{s^2 t^2}} \quad (5.12)$$

5.2. Compton-Streuung

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

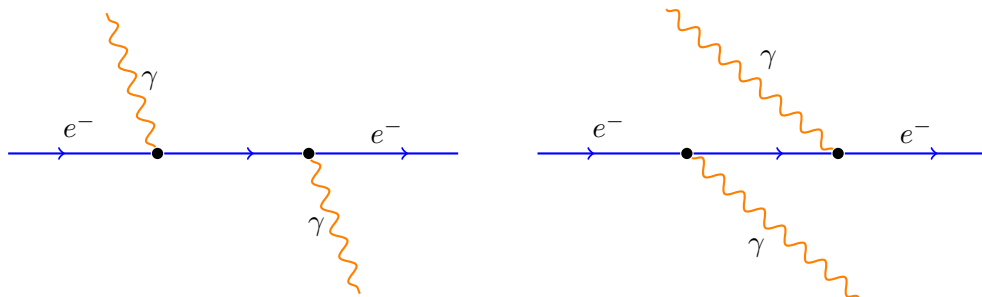


Abbildung 5.7.: Feynman-Diagramme für Compton-Streuung in zweiter Ordnung

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.

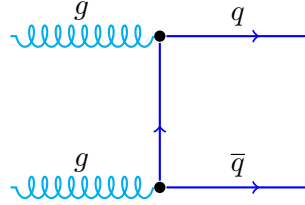


Abbildung 5.8.: Quark-Antiquark-Erzeugung aus Gluonen

Das verkürzte Matrixelement für diese zwei Feynman-Diagramme ist:

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \bar{u}(p'_e, s'_e) \left((-i q_e \not{\epsilon}') \frac{i (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e)}{(p_e + p_\gamma)^2 - m_e^2 + i\epsilon} (-i q_e \not{\epsilon}) + \right. \\ &\quad \left. + (-i q_e \not{\epsilon}) \frac{i (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e)}{(p_e - p'_\gamma)^2 - m_e^2 + i\epsilon} (-i q_e \not{\epsilon}') \right) u(p_e, s_e) \\ &= -i q_e^2 \bar{u}(p'_e, s'_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{(p_e + p_\gamma)^2 - m_e^2 + i\epsilon} + \frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{(p_e - p'_\gamma)^2 - m_e^2 + i\epsilon} \right) u(p_e, s_e) \end{aligned}$$

Die Polarisation der real ein- und auslaufenden Photonen steht senkrecht zum Impuls:

$$\epsilon \cdot p_\gamma = \epsilon' \cdot p'_\gamma = 0 \quad (5.13)$$

Außerdem sind die Polarisationsvektoren normiert:

$$\epsilon \cdot \epsilon = -1 = \epsilon' \cdot \epsilon' \quad (5.14)$$

Wie wir gleich zeigen, können auch ein Koordinatensystem und eine Eichung gewählt werden, sodass gilt:

$$\epsilon \cdot p_e = \epsilon' \cdot p_e = 0 \quad (5.15)$$

Für andere Prozesse wäre dies keine gute Idee, da der Photonen-Propagator dann sehr kompliziert aussieht, aber für die Compton-Streuung benötigen wir den Photonen-Propagator nicht und daher ist dies tatsächlich eine kluge Wahl. (Im Allgemeinen sollte man versuchen möglichst viele Terme zum Verschwinden zu bringen.)

Im Schwerpunktsystem gilt $\vec{p}_\gamma = -\vec{p}_e$. Wir wählen nun folgende Eichung:

$$\epsilon^0 = 0 \quad \vec{\epsilon} \cdot \vec{p}_\gamma = 0 \quad (5.16)$$

Dann gilt:

$$\epsilon \cdot p_e = -\vec{\epsilon} \cdot \vec{p}_e = \vec{\epsilon} \cdot \vec{p}_\gamma = 0 \quad (5.17)$$

Als nächstes führen wir eine Umeichung $\epsilon \rightarrow \tilde{\epsilon}$, $\epsilon' \rightarrow \tilde{\epsilon}'$ durch, die ϵ^μ und $\epsilon' \cdot \epsilon'$ nicht ändert, aber $\tilde{\epsilon} \cdot p_e = 0$ ergibt. Wegen $\epsilon^0 = 0$ ist dies nichts anderes als eine Rotation des Polarisationskoordinatensystems um den Vektor $\vec{\epsilon}$. Dazu definieren wir:

$$\begin{aligned}\epsilon_\mu &\rightarrow \tilde{\epsilon}_\mu = \epsilon_\mu - \frac{(p'_\gamma)_\mu p'_e{}^\nu}{p_e \cdot p'_\gamma} \epsilon_\nu = \epsilon_\mu - \frac{\overbrace{p_e \cdot \epsilon}^{=0}}{p_e \cdot p'_\gamma} (p'_\gamma)_\mu = \epsilon_\mu \\ \epsilon'_\mu &\rightarrow \tilde{\epsilon}'_\mu = \epsilon'_\mu - \frac{(p'_\gamma)_\mu p'_e{}^\nu}{p_e \cdot p'_\gamma} \epsilon'_\nu = \epsilon'_\mu - \frac{p_e \cdot \epsilon'}{p_e \cdot p'_\gamma} (p'_\gamma)_\mu\end{aligned}$$

Tatsächlich gilt für den neuen Polarisationsvektor $\tilde{\epsilon}'_\mu$ nun:

$$\begin{aligned}\tilde{\epsilon}' \cdot \tilde{\epsilon}' &= \left(\epsilon'_\mu - \frac{p_e \cdot \epsilon'}{p_e \cdot p'_\gamma} (p'_\gamma)_\mu \right) \left((\epsilon')^\mu - \frac{p_e \cdot \epsilon'}{p_e \cdot p'_\gamma} (p'_\gamma)^\mu \right) = \\ &= \epsilon' \cdot \epsilon' - 2 \frac{p_e \cdot \epsilon'}{p_e \cdot p'_\gamma} \underbrace{p'_\gamma \cdot \epsilon'}_{=0} + \frac{p_e \cdot \epsilon'}{p_e \cdot p'_\gamma} \underbrace{p'_\gamma \cdot p'_\gamma}_{=0} = \epsilon' \cdot \epsilon'\end{aligned}\quad (5.18)$$

$$\tilde{\epsilon}' \cdot p_e = \left(\epsilon'_\mu - \frac{p_e \cdot \epsilon'}{p_e \cdot p'_\gamma} (p'_\gamma)_\mu \right) p_e^\mu = \epsilon' \cdot p_e - \frac{p_e \cdot \epsilon'}{p_e \cdot p'_\gamma} p'_\gamma \cdot p_e = 0 \quad (5.19)$$

Im Folgenden schreiben wir wieder ϵ und ϵ' statt $\tilde{\epsilon}$ und $\tilde{\epsilon}'$. In den Nennern kann man den Limes $\varepsilon \rightarrow 0$ ausführen, da die anderen Terme im Nenner nicht verschwinden, zum Beispiel:

$$(p_e + p_\gamma)^2 - m_e^2 = (E_e + E_\gamma)^2 - \underbrace{(\vec{p}_e + \vec{p}_\gamma)^2}_{=0} - m_e^2 = \underbrace{E_e^2 - m_e^2}_{=\vec{p}_e^2} + 2E_e E_\gamma + E_\gamma^2 > 0$$

Vereinfache nun:

$$\begin{aligned}(p_e + p_\gamma)^2 - m_e^2 + i\varepsilon &= p_e^2 + p_\gamma^2 + 2p_e \cdot p_\gamma - m_e^2 = 2p_e \cdot p_\gamma \\ (p_e - p'_\gamma)^2 - m_e^2 + i\varepsilon &= p_e^2 + (p'_\gamma)^2 - 2p_e \cdot p'_\gamma - m_e^2 = -2p_e \cdot p'_\gamma\end{aligned}$$

Das Betragsquadrat des Matrixelements \mathcal{M} ist:

$$\begin{aligned}|\mathcal{M}|^2 &= q_e^4 \bar{u}(p'_e, s'_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right) u(p_e, s_e) \cdot \\ &\quad \cdot \left(\bar{u}(p'_e, s'_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right) u(p_e, s_e) \right)^\dagger \\ &= q_e^4 \bar{u}(p'_e, s'_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right) u(p_e, s_e) \cdot \\ &\quad \cdot \bar{u}(p_e, s_e) \left(\frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right) u(p'_e, s'_e) \\ &= q_e^4 \text{tr} \left(u(p'_e, s'_e) \bar{u}(p'_e, s'_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right).\end{aligned}$$

$$\cdot u(p_e, s_e) \bar{u}(p_e, s_e) \left(\frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right)$$

Mittelt man das Betragsquadrat $|\mathcal{M}|^2$ über die anfängliche Elektron-Polarisation und bildet die Summe über die End-Elektronen-Polarisation, so erhält man:

$$\begin{aligned} I &:= \frac{1}{2} \sum_{s_e, s'_e} |\mathcal{M}|^2 = \\ &= \frac{q_e^4}{2} \text{tr} \left(\underbrace{\sum_{s'_e} u(p'_e, s'_e) \bar{u}(p'_e, s'_e)}_{=\not{p}'_e + m_e} \left(\frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right. \\ &\quad \cdot \underbrace{\sum_{s_e} u(p_e, s_e) \bar{u}(p_e, s_e)}_{=\not{p}_e + m_e} \left. \left(\frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{-2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right) \\ &= \frac{q_e^4}{2} \text{tr} \left((\not{p}'_e + m_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} - \frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right. \\ &\quad \cdot (\not{p}_e + m_e) \left. \left(\frac{\not{\epsilon} (\not{p}_e + \not{p}_\gamma + m_e) \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} - \frac{\not{\epsilon}' (\not{p}_e - \not{p}'_\gamma + m_e) \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right) \end{aligned}$$

Mit

$$\not{a} \not{b} = 2b \cdot a - \not{b} \not{a}$$

vereinfacht sich dies wegen unserer Wahl von Eichung und Koordinatensystem drastisch:

$$\begin{aligned} (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon} (\not{p}_e + m_e) &= (\not{p}_e + m_e) (2p_e \cdot \epsilon - \not{p}_e + m_e) \not{\epsilon} = \\ &\stackrel{(5.15)}{=} (\not{p}_e + m_e) (-\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon} = (p_e^2 - m_e^2) \not{\epsilon} = 0 \\ (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon}' (\not{p}_e + m_e) &= (\not{p}_e + m_e) (2p_e \cdot \epsilon' - \not{p}_e + m_e) \not{\epsilon}' = \\ &\stackrel{(5.15)}{=} (\not{p}_e + m_e) (-\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon}' = (p_e^2 - m_e^2) \not{\epsilon}' = 0 \end{aligned}$$

Man erhält:

$$I = \frac{q_e^4}{2} \text{tr} \left((\not{p}'_e + m_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p'_\gamma} \right) (\not{p}_e + m_e) \left(\frac{\not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right)$$

Nun benutzen wir die Identitäten:

$$\begin{aligned} \not{p}_\gamma \not{\epsilon} (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon} \not{p}_\gamma &= \not{p}_\gamma \left((2\epsilon \cdot p_e - \not{p}_e \not{\epsilon}) + m_e \not{\epsilon} \right) \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \stackrel{(5.15)}{=} \not{p}_\gamma (-\not{p}_e + m_e) \underbrace{(\epsilon \cdot \epsilon)}_{=-1} \not{p}_\gamma = \\ &= \not{p}_\gamma (\not{p}_e - m_e) \not{p}_\gamma = p_\gamma^2 (-\not{p}_e - m_e) + 2(p_e \cdot p_\gamma) \not{p}_\gamma = 2(p_e \cdot p_\gamma) \not{p}_\gamma \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma &= \not{p}'_\gamma \left((2\epsilon' \cdot p_e - \not{p}_e \not{\epsilon}') + m_e \not{\epsilon}' \right) \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \stackrel{(5.15)}{=} \not{p}'_\gamma (-\not{p}_e + m_e) \underbrace{(\epsilon' \cdot \epsilon')}_{=-1} \not{p}'_\gamma = \\
&= \not{p}'_\gamma (\not{p}_e - m_e) \not{p}'_\gamma = (p'_\gamma)^2 (-\not{p}_e - m_e) + 2(p_e \cdot p'_\gamma) \not{p}'_\gamma = 2(p_e \cdot p'_\gamma) \not{p}'_\gamma
\end{aligned}$$

Außerdem verschwindet die Spur des Produkts einer ungeraden Anzahl von Gamma-Matrizen. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned}
I &= \frac{q_e^4}{2} \text{tr} \left((\not{p}'_e + m_e) \left(\frac{\not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} (\not{p}_e + m_e) \frac{\not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p'_\gamma} (\not{p}_e + m_e) \frac{\not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{\not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} (\not{p}_e + m_e) \frac{\not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p'_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p'_\gamma} (\not{p}_e + m_e) \frac{\not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right) = \\
&= \frac{q_e^4}{2} \text{tr} \left((\not{p}'_e + m_e) \left(\frac{\not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} (2p_e \cdot p_\gamma) \not{p}_\gamma \frac{\not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \frac{\not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p'_\gamma} (\not{p}_e + m_e) \frac{\not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}'}{2p_e \cdot p_\gamma} + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{\not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p_\gamma} (\not{p}_e + m_e) \frac{\not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}}{2p_e \cdot p'_\gamma} + \frac{\not{\epsilon}}{2p_e \cdot p'_\gamma} (2p_e \cdot p'_\gamma) \not{p}'_\gamma \frac{\not{\epsilon}}{2p_e \cdot p'_\gamma} \right) \right) = \\
&= \frac{q_e^4}{8(p_e \cdot p_\gamma)(p_e \cdot p'_\gamma)} \text{tr} \left((\not{p}'_e + m_e) \left(2(p_e \cdot p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + 2(p_e \cdot p_\gamma) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} \right) \right) = \\
&= \frac{q_e^4}{8(p_e \cdot p_\gamma)(p_e \cdot p'_\gamma)} \text{tr} \left(2(p_e \cdot p'_\gamma) \not{p}'_e \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \not{p}'_e \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \right. \\
&\quad \left. + \not{p}'_e \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + 2(p_e \cdot p_\gamma) \not{p}'_e \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + \right. \\
&\quad \left. + 2m_e(p_e \cdot p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + m_e \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \right. \\
&\quad \left. + m_e \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} (\not{p}_e + m_e) \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + 2m_e(p_e \cdot p_\gamma) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} \right) = \\
&= \frac{q_e^4}{8(p_e \cdot p_\gamma)(p_e \cdot p'_\gamma)} \text{tr} \left(2(p_e \cdot p'_\gamma) \not{p}'_e \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + 2(p_e \cdot p_\gamma) \not{p}'_e \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + \right. \\
&\quad \left. + m_e^2 \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + m_e^2 \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \not{p}'_e \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + \not{p}'_e \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' \right)
\end{aligned}$$

Weiter kann man p'_e wegen der Energieerhaltung durch die anderen Impulse ausdrücken und erhält für die Skalarprodukte:

$$p'_e \cdot \epsilon = (p_e + p_\gamma - p'_\gamma) \cdot \epsilon = -p'_\gamma \cdot \epsilon \quad (5.20)$$

$$p'_e \cdot \epsilon' = (p_e + p_\gamma - p'_\gamma) \cdot \epsilon' = p_\gamma \cdot \epsilon' \quad (5.21)$$

$$p'_e \cdot p_\gamma = -\frac{1}{2} (p'_e - p_\gamma)^2 + \frac{(p'_e)^2 + p_\gamma^2}{2} = -\frac{1}{2} (p_e - p'_\gamma)^2 + \frac{p_e^2 + (p'_\gamma)^2}{2} = p_e \cdot p'_\gamma \quad (5.22)$$

$$p'_e \cdot p'_\gamma = \frac{1}{2} (p'_e + p'_\gamma)^2 - \frac{(p'_e)^2 + (p'_\gamma)^2}{2} = \frac{1}{2} (p_e + p_\gamma)^2 - \frac{p_e^2 + p_\gamma^2}{2} = p_e \cdot p_\gamma \quad (5.23)$$

$$p'_e \cdot p_e = -\frac{1}{2} (p'_e - p_e)^2 + \frac{(p'_e)^2 + p_e^2}{2} = -\frac{1}{2} (p_\gamma - p'_\gamma)^2 + m_e^2 = p_\gamma \cdot p'_\gamma + m_e^2 \quad (5.24)$$

Nun benutzen wir die Regel

$$\text{tr}(\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}) = 4((a \cdot b)(c \cdot d) - (a \cdot c)(b \cdot d) + (a \cdot d)(b \cdot c)) \quad (5.25)$$

für die ersten beiden Terme, die vier Gamma-Matrizen enthalten, und für die Terme mit acht Gamma-Matrizen:

$$\begin{aligned} \text{tr}(\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) &= \text{tr}((2ab - \not{b}\not{a})\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) = 2ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - \text{tr}(\not{b}(2ac - \not{c}\not{a})\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) = \\ &= 2ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{ctr}(\not{b}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) + \text{tr}(\not{b}\not{c}(2ad - \not{d}\not{a})\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) = \\ &= 2ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{ctr}(\not{b}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) + 2ad\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - \\ &\quad - \text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}(2ae - \not{e}\not{a})\not{f}\not{g}\not{h}) = \\ &= 2ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{ctr}(\not{b}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) + 2ad\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{etr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{f}\not{g}\not{h}) + \\ &\quad + \text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}(2af - \not{f}\not{a})\not{g}\not{h}) = \\ &= 2ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{ctr}(\not{b}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) + 2ad\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{etr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{f}\not{g}\not{h}) + \\ &\quad + 2af\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{g}\not{h}) - \text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}(2ag - \not{g}\not{a})\not{h}) = \\ &= 2ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{ctr}(\not{b}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) + 2ad\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{etr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{f}\not{g}\not{h}) + \\ &\quad + 2af\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{g}\not{h}) - 2ag\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{h}) + \text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}(2ah - \not{h}\not{a})) = \\ &= 2ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{ctr}(\not{b}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) + 2ad\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - 2a\text{etr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{f}\not{g}\not{h}) + \\ &\quad + 2af\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{g}\not{h}) - 2ag\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{h}) + 2ah\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}) - \text{tr}(\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) \\ \text{tr}(\not{a}\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) &= ab\text{tr}(\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - a\text{ctr}(\not{b}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) + ad\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{e}\not{f}\not{g}\not{h}) - a\text{etr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{f}\not{g}\not{h}) + \\ &\quad + af\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{g}\not{h}) - ag\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{h}) + ah\text{tr}(\not{b}\not{c}\not{d}\not{e}\not{f}\not{g}) \end{aligned}$$

Damit erhält man:

$$\begin{aligned} I &= \frac{q_e^4}{8(p_e p_\gamma)(p_e p'_\gamma)} \left(8(p_e p'_\gamma) \left(\underbrace{(p'_e \epsilon')}_{(5.21) \text{ } p_\gamma \epsilon'} (p_\gamma \epsilon') - \underbrace{(p'_e p_\gamma)}_{(5.22) \text{ } p_e p'_\gamma} \underbrace{(\epsilon')^2}_{(5.14) -1} + \underbrace{(p'_e \epsilon')}_{(5.21) \text{ } p_\gamma \epsilon'} (\epsilon' p_\gamma) \right) + \right. \\ &\quad + 8(p_e p_\gamma) \left(\underbrace{(p'_e \epsilon)}_{(5.20) \text{ } -p'_\gamma \epsilon} (p'_\gamma \epsilon) - \underbrace{(p'_e p'_\gamma)}_{(5.23) \text{ } p_e p_\gamma} \underbrace{\epsilon^2}_{(5.14) -1} + \underbrace{(p'_e \epsilon)}_{(5.20) \text{ } -p'_\gamma \epsilon} (\epsilon p'_\gamma) \right) + \\ &\quad \left. + \text{tr} \left(m_e^2 \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + m_e^2 \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \not{p}'_e \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + \not{p}'_e \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' \right) \right) = \\ &= \frac{q_e^4}{8(p_e p_\gamma)(p_e p'_\gamma)} \left(8(p_e p'_\gamma) \left((p_\gamma \epsilon')^2 + (p_e p'_\gamma) + (p_\gamma \epsilon')^2 \right) + \right. \\ &\quad + 8(p_e p_\gamma) \left(-(p'_\gamma \epsilon)^2 + (p_e p_\gamma) - (p'_\gamma \epsilon)^2 \right) + \\ &\quad + \text{tr} \left(m_e^2 \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + m_e^2 \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \right. \\ &\quad + (p'_e \epsilon') \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - (p'_e p_\gamma) \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + (p'_e \epsilon) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - (p'_e p_e) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + \\ &\quad + (p'_e \epsilon') \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - (p'_e p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{\epsilon} + (p'_e \epsilon) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma + \\ &\quad + (p'_e \epsilon) \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - (p'_e p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + (p'_e \epsilon') \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - (p'_e p_e) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + \\ &\quad \left. + (p'_e \epsilon) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - (p'_e p_\gamma) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{\epsilon}' + (p'_e \epsilon') \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \right) \Big) = \\ &= \frac{q_e^4}{8(p_e p_\gamma)(p_e p'_\gamma)} \left(16(p_e p'_\gamma)(p_\gamma \epsilon')^2 + 8(p_e p'_\gamma)^2 - 16(p_e p_\gamma)(p'_\gamma \epsilon)^2 + 8(p_e p_\gamma)^2 + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \text{tr} \left(m_e^2 \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + m_e^2 \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + (p_\gamma \epsilon') \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - (p_e p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - \right. \\
& - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - (p_\gamma p'_\gamma + m_e^2) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - \\
& - (p_e p_\gamma) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{\epsilon} - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma - (p'_\gamma \epsilon) \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - \\
& - (p_e p_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - (p_\gamma p'_\gamma + m_e^2) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - \\
& \left. - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - (p_e p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{\epsilon}' + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \right) = \\
& = \frac{q_e^4}{8 (p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(16 (p_e p'_\gamma) (p_\gamma \epsilon')^2 + 8 (p_e p'_\gamma)^2 - 16 (p_e p_\gamma) (p'_\gamma \epsilon)^2 + 8 (p_e p_\gamma)^2 + \right. \\
& + \text{tr} \left((p_\gamma \epsilon') \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - (p_e p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - \right. \\
& - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - (p_\gamma p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{p}'_\gamma \not{\epsilon} - \\
& - (p_e p_\gamma) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{\epsilon} - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \not{p}_e \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma - (p'_\gamma \epsilon) \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - \\
& - (p_e p_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - (p_\gamma p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - \\
& \left. - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{p}_\gamma \not{\epsilon}' - (p_e p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{\epsilon}' + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \right) \Big)
\end{aligned}$$

Durch Ausnutzen der Zyklichkeit der Spur und durch Kommutieren bringen wir jetzt die $\not{\epsilon}$ und $\not{\epsilon}'$ an den Anfang, um $\not{\epsilon} \not{\epsilon} = \not{\epsilon}' \not{\epsilon}' = -1$ verwenden zu können. Danach werten wir die Terme mit nur noch vier Gamma-Matrizen gemäß der Regel (5.25) aus.

$$\begin{aligned}
I & = \frac{q_e^4}{8 (p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(16 (p_e p'_\gamma) (p_\gamma \epsilon')^2 + 8 (p_e p'_\gamma)^2 - 16 (p_e p_\gamma) (p'_\gamma \epsilon)^2 + 8 (p_e p_\gamma)^2 + \right. \\
& + \text{tr} \left((p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon} \underbrace{(2 p_\gamma \epsilon - \not{\epsilon} \not{p}_\gamma)}_{=0} \not{p}_e \underbrace{(2 \epsilon' p'_\gamma - \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}')}_{=0} - (p_e p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \underbrace{(2 p_e \epsilon' - \not{\epsilon}' \not{p}_e)}_{=0} \not{p}'_\gamma - \right. \\
& - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{p}_e \underbrace{(2 \epsilon' p'_\gamma - \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}')}_{=0} - (p_\gamma p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p_\gamma \epsilon - \not{\epsilon} \not{p}_\gamma)}_{=0} \underbrace{(2 \epsilon' p'_\gamma - \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}')}_{=0} + \\
& + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p_\gamma \epsilon - \not{\epsilon} \not{p}_\gamma)}_{=0} \not{p}_e \not{p}'_\gamma - (p_e p_\gamma) \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \underbrace{(2 \epsilon p_e - \not{p}_e \not{\epsilon})}_{=0} - \\
& - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p_\gamma \epsilon - \not{\epsilon} \not{p}_\gamma)}_{=0} \not{p}_e \underbrace{(2 \epsilon' p'_\gamma - \not{p}'_\gamma \not{\epsilon}')}_{=0} - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p'_\gamma \epsilon' - \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma)}_{=0} \not{p}_e \underbrace{(2 \epsilon p_\gamma - \not{p}_\gamma \not{\epsilon})}_{=0} - \\
& - (p_e p_\gamma) \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_e \underbrace{(2 \epsilon p_\gamma - \not{p}_\gamma \not{\epsilon})}_{=0} + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}'_\gamma \not{p}_e \underbrace{(2 \epsilon p_\gamma - \not{p}_\gamma \not{\epsilon})}_{=0} - \\
& - (p_\gamma p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p'_\gamma \epsilon' - \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma)}_{=0} \underbrace{(2 \epsilon p_\gamma - \not{p}_\gamma \not{\epsilon})}_{=0} - (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p'_\gamma \epsilon' - \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma)}_{=0} \not{p}_e \not{p}_\gamma - \\
& \left. - (p_e p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p'_\gamma \epsilon' - \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma)}_{=0} \not{p}_e + (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon}' \underbrace{(2 p'_\gamma \epsilon' - \not{\epsilon}' \not{p}'_\gamma)}_{=0} \not{p}_e \underbrace{(2 \epsilon p_\gamma - \not{p}_\gamma \not{\epsilon})}_{=0} \right) = \\
& = \frac{q_e^4}{8 (p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(16 (p_e p'_\gamma) (p_\gamma \epsilon')^2 + 8 (p_e p'_\gamma)^2 - 16 (p_e p_\gamma) (p'_\gamma \epsilon)^2 + 8 (p_e p_\gamma)^2 + \right. \\
& + \text{tr} \left(\underbrace{(p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{\epsilon}}_{=-1} \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{p}'_\gamma + (p_e p'_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_e \not{p}'_\gamma + (p'_\gamma \epsilon) \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{p}'_\gamma - \right. \\
& \left. - (p_\gamma p'_\gamma) \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{p}'_\gamma - (p_\gamma \epsilon') \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{p}'_\gamma + (p_e p_\gamma) \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{\epsilon} \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{p}_e - \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 8 (p_\gamma p'_\gamma)^2 - 16 (p_\gamma p'_\gamma) (\epsilon \epsilon') \left((\epsilon' \epsilon) (p_\gamma p'_\gamma) - (\epsilon' p_\gamma) (\epsilon p'_\gamma) + \underbrace{(\epsilon' p'_\gamma) (\epsilon p_\gamma)}_{=0} \right) + \\
& + 4 \text{tr} \left(((p'_\gamma \epsilon) - (p_\gamma \epsilon')) (\epsilon \epsilon') \not{\epsilon} \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{p}'_\gamma + ((p'_\gamma \epsilon) (\epsilon \epsilon') - (p_\gamma \epsilon')) \not{\epsilon}' \not{p}_\gamma \not{p}_e \not{p}'_\gamma \right) = \\
& = \frac{q_e^4}{8 (p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(16 \left((p_e p'_\gamma) (p_\gamma \epsilon')^2 - (p_e p_\gamma) (p'_\gamma \epsilon)^2 + \left((p_e p'_\gamma)^2 + (p_e p_\gamma)^2 \right) (\epsilon \epsilon')^2 \right) + \right. \\
& \quad + 8 (p_\gamma p'_\gamma)^2 + 16 (p_\gamma p'_\gamma) (\epsilon \epsilon') \left(-(\epsilon' \epsilon) (p_\gamma p'_\gamma) + (p_\gamma \epsilon') (p'_\gamma \epsilon) \right) + \\
& \quad + 16 \left((p'_\gamma \epsilon) - (p_\gamma \epsilon') \right) (\epsilon \epsilon') \left(\underbrace{(p_\gamma \epsilon) (p_e p'_\gamma)}_{=0} - \underbrace{(p_e \epsilon) (p_\gamma p'_\gamma)}_{=0} + (p'_\gamma \epsilon) (p_\gamma p_e) \right) \\
& \quad + 16 \left((p'_\gamma \epsilon) (\epsilon \epsilon') - (p_\gamma \epsilon') \right) \left((p_\gamma \epsilon') (p_e p'_\gamma) - \underbrace{(p_e \epsilon') (p_\gamma p'_\gamma)}_{=0} + \underbrace{(p'_\gamma \epsilon') (p_\gamma p_e)}_{=0} \right) \Big) = \\
& = \frac{q_e^4}{(p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(2 \left((p_e p'_\gamma) (p_\gamma \epsilon')^2 - (p_e p_\gamma) (p'_\gamma \epsilon)^2 + \left((p_e p'_\gamma)^2 + (p_e p_\gamma)^2 \right) (\epsilon \epsilon')^2 \right) + \right. \\
& \quad + 2 (p_\gamma \epsilon') (p'_\gamma \epsilon) (\epsilon \epsilon') \left((p_\gamma p'_\gamma) - (p_\gamma p_e) + (p_e p'_\gamma) \right) + \\
& \quad + (p_\gamma p'_\gamma)^2 \left(1 - 2 (\epsilon \epsilon')^2 \right) + 2 (p'_\gamma \epsilon)^2 (p_\gamma p_e) - 2 (p_\gamma \epsilon')^2 (p_e p'_\gamma) \Big) = \\
& = \frac{q_e^4}{(p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(2 \left((p_e p'_\gamma)^2 + (p_e p_\gamma)^2 \right) (\epsilon \epsilon')^2 + (p_\gamma p'_\gamma)^2 \left(1 - 2 (\epsilon \epsilon')^2 \right) + \right. \\
& \quad \left. + 2 (p_\gamma \epsilon') (p'_\gamma \epsilon) (\epsilon \epsilon') \left((p_\gamma p'_\gamma) - (p_\gamma p_e) + (p_e p'_\gamma) \right) \right)
\end{aligned}$$

Wegen der Energie-Impuls-Erhaltung gilt:

$$\begin{aligned}
p_\gamma p'_\gamma + p_e p'_\gamma - p_e p_\gamma &= (p'_\gamma + p'_e - p_e) p'_\gamma + p_e p'_\gamma - p_e p_\gamma = \\
&= p'_e p'_\gamma - p_e p_\gamma = 0 \\
(p_\gamma p'_\gamma)^2 &= ((p'_\gamma + p'_e - p_e) p'_\gamma)^2 = (p'_e p'_\gamma - p_e p'_\gamma)^2 = \\
&= (p_e p_\gamma - p_e p'_\gamma)^2 = (p_e p'_\gamma)^2 + (p_e p_\gamma)^2 - 2 (p_e p'_\gamma) (p_e p_\gamma)
\end{aligned}$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned}
I &= \frac{q_e^4}{(p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(2 \left((p_e p'_\gamma)^2 + (p_e p_\gamma)^2 \right) (\epsilon \epsilon')^2 + \right. \\
& \quad \left. + \left((p_e p'_\gamma)^2 + (p_e p_\gamma)^2 - 2 (p_e p'_\gamma) (p_e p_\gamma) \right) \left(1 - 2 (\epsilon \epsilon')^2 \right) \right) \\
&= \frac{q_e^4}{(p_e p_\gamma) (p_e p'_\gamma)} \left(4 (p_e p'_\gamma) (p_e p_\gamma) (\epsilon \epsilon')^2 + (p_e p'_\gamma)^2 + (p_e p_\gamma)^2 - 2 (p_e p'_\gamma) (p_e p_\gamma) \right) = \\
&= q_e^4 \left(\frac{p_e \cdot p'_\gamma}{p_e \cdot p_\gamma} + \frac{p_e \cdot p_\gamma}{p_e \cdot p'_\gamma} + 4 (\epsilon \cdot \epsilon')^2 - 2 \right)
\end{aligned}$$

Der Lorentz-invariante Ausdruck für den differentielle Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem ist somit:

$$d\sigma = \frac{d^3 p'_e d^3 p'_\gamma}{(2\pi)^6 \cdot 4 E'_e E'_\gamma} \cdot \frac{I}{4 \sqrt{(p_e \cdot p_\gamma)^2 - m_e^2 m_\gamma^2}} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_e + p_\gamma - p'_e - p'_\gamma) =$$

$$= \frac{q_e^4}{4(p_e \cdot p_\gamma)} \left(\frac{p_e \cdot p'_\gamma}{p_e \cdot p_\gamma} + \frac{p_e \cdot p_\gamma}{p_e \cdot p'_\gamma} + 4(\epsilon \cdot \epsilon')^2 - 2 \right) \delta^{(4)}(p_e + p_\gamma - p'_e - p'_\gamma) \frac{d^3 p'_e d^3 p'_\gamma}{16\pi^2 E'_e E'_\gamma} \quad (5.26)$$

Wir betrachten nun das Laborsystem, in dem die Elektronen in Ruhe sind. Aus dem Schwerpunktsystem gelangt man durch einen Boost entlang der Stoß-Achse in das Laborsystem, wobei der Wirkungsquerschnitt sich nicht ändert. Wir werden sehen, dass der Wirkungsquerschnitt in diesem Bezugssystem nur vom Streuwinkel θ des Photons ab.

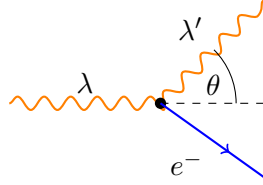


Abbildung 5.9.: Streuwinkel des Photons

Im Laborsystem gilt:

$$\begin{aligned} p_e \cdot p'_\gamma &= m_e E'_\gamma \\ p_e \cdot p_\gamma &= m_e E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \cdot (\vec{p}_\gamma)' &= E_\gamma E'_\gamma \cos \theta \\ (\vec{p}_e')^2 &= (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_\gamma')^2 = E_\gamma^2 + (E'_\gamma)^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos \theta \\ E'_e &= \sqrt{(\vec{p}_\gamma - \vec{p}_\gamma')^2 + m_e^2} \end{aligned}$$

Da wir das gestreute Elektron nicht detektieren, integrieren wir über \vec{p}_e' . Die verbleibende δ -Distribution liefert:

$$\begin{aligned} 0 &= E_e + E_\gamma - E'_e - E'_\gamma = \\ &= m_e + E_\gamma - E'_\gamma - \sqrt{E_\gamma^2 + (E'_\gamma)^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos(\theta)} + m_e^2 \\ E_\gamma^2 + (E'_\gamma)^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos(\theta) + m_e^2 &= m_e^2 + E_\gamma^2 + (E'_\gamma)^2 + 2m_e E_\gamma - 2m_e E'_\gamma - 2E_\gamma E'_\gamma \\ (2E_\gamma (1 - \cos(\theta)) + 2m_e) E'_\gamma &= 2m_e E_\gamma \\ E'_\gamma &= \frac{m_e E_\gamma}{E_\gamma (1 - \cos(\theta)) + m_e} \end{aligned}$$

Daher ist die Energie des gestreuten Photons durch den Streuwinkel θ und die anfängliche Photonenenergie E_γ bestimmt. Daher folgt:

$$\int d^3 p'_\gamma = 2\pi \int dE'_\gamma (E'_\gamma)^2 d(\cos(\theta))$$

Bei der Integration über dE'_γ tritt die Ableitung des Arguments der δ -Distribution auf:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial E'_\gamma} (m_e + E_\gamma - E'_\gamma - E'_e(E'_\gamma)) &= -1 - \frac{2E'_\gamma - 2E_\gamma \cos(\theta)}{2\sqrt{E_\gamma^2 + (E'_\gamma)^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cos(\theta)} + m_e^2} = \\ &= \frac{-E'_e - E'_\gamma + E_\gamma \cos(\theta)}{E'_e} = \frac{-m_e - E_\gamma + E_\gamma \cos(\theta)}{E'_e} = \\ &= -\frac{E_\gamma (1 - \cos(\theta)) + m_e}{E'_e} = -\frac{m_e E_\gamma}{E'_e E'_\gamma} \end{aligned}$$

Setzt man all dies zusammen, so erhält man:

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \int \frac{q_e^4}{4(p_e \cdot p_\gamma)} \left(\frac{p_e \cdot p'_\gamma}{p_e \cdot p_\gamma} + \frac{p_e \cdot p_\gamma}{p_e \cdot p'_\gamma} + 4(\epsilon \cdot \epsilon')^2 - 2 \right) \left| -\frac{m_e E_\gamma}{E'_e E'_\gamma} \right|^{-1} \frac{2\pi (E'_\gamma)^2 d(\cos(\theta))}{16\pi^2 E'_e E'_\gamma} = \\
 &= \int \frac{q_e^4}{4m_e E_\gamma} \left(\frac{m_e E'_\gamma}{m_e E_\gamma} + \frac{m_e E_\gamma}{m_e E'_\gamma} + 4(\epsilon \cdot \epsilon')^2 - 2 \right) \frac{E'_e E'_\gamma}{m_e E_\gamma} \frac{2\pi (E'_\gamma)^2 d(\cos(\theta))}{16\pi^2 E'_e E'_\gamma} = \\
 &= \frac{\pi}{2} \int \frac{q_e^4 (E'_\gamma)^2}{(4\pi)^2 m_e^2 E_\gamma^2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + 4(\epsilon \cdot \epsilon')^2 - 2 \right) d(\cos(\theta))
 \end{aligned}$$

Dies ergibt die Klein-Nishina-Gleichung (1929):

$$\frac{d\sigma}{d(\cos(\theta))} = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha^2 (E'_\gamma)^2}{m_e^2 E_\gamma^2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + 4(\epsilon \cdot \epsilon')^2 - 2 \right) \quad (5.27)$$

Für unpolarisierte Photonen kann man die Summe über die Polarisationen in folgender Weise ausführen: \vec{p}_γ und \vec{p}'_γ definieren die *Streuebene*. Die transversalen Polarisationsvektoren $\vec{\epsilon}(1)$ und $\vec{\epsilon}'(1)$ sind in dieser Ebene definiert, während die anderen transversalen Polarisationsvektoren $\vec{\epsilon}(2)$ und $\vec{\epsilon}'(2)$ senkrecht zu dieser Ebene sind (siehe Abbildung 5.10).

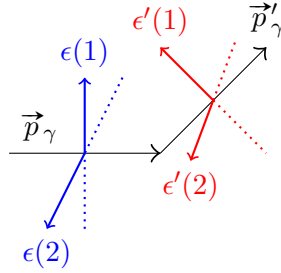


Abbildung 5.10.: Polarisationszustände für Compton-Streuung

Dann gilt:

$$\frac{1}{2} \sum_{i,j \in \{1,2\}} (\epsilon(i) \cdot \epsilon'(j))^2 = \frac{1}{2} (\cos^2(\theta) + 0 + 0 + 1)$$

Für alle anderen Terme ergibt das Summieren/Mitteln über die Polarisationen einen Faktor 2. Man erhält:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d(\cos(\theta))} &= \pi \frac{\alpha^2 (E'_\gamma)^2}{m_e^2 E_\gamma^2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + (1 + \cos^2(\theta)) - 2 \right) = \\
 &= \pi \alpha^2 \frac{(E'_\gamma)^2}{m_e^2 E_\gamma^2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - \sin^2(\theta) \right) = \\
 &= \pi \alpha^2 \frac{\frac{m_e}{E_\gamma(1-\cos(\theta))+m_e} + \frac{E_\gamma(1-\cos(\theta))+m_e}{m_e} - \sin^2(\theta)}{(E_\gamma(1-\cos(\theta)) + m_e)^2} = \\
 &\stackrel{K:=\frac{E_\gamma}{m_e}}{=} \underbrace{2\pi \alpha^2}_{=:A} \frac{\frac{1}{K(1-\cos(\theta))+1} + K(1-\cos(\theta)) + \cos^2(\theta)}{2(K(1-\cos(\theta)) + 1)^2}
 \end{aligned} \quad (5.28)$$

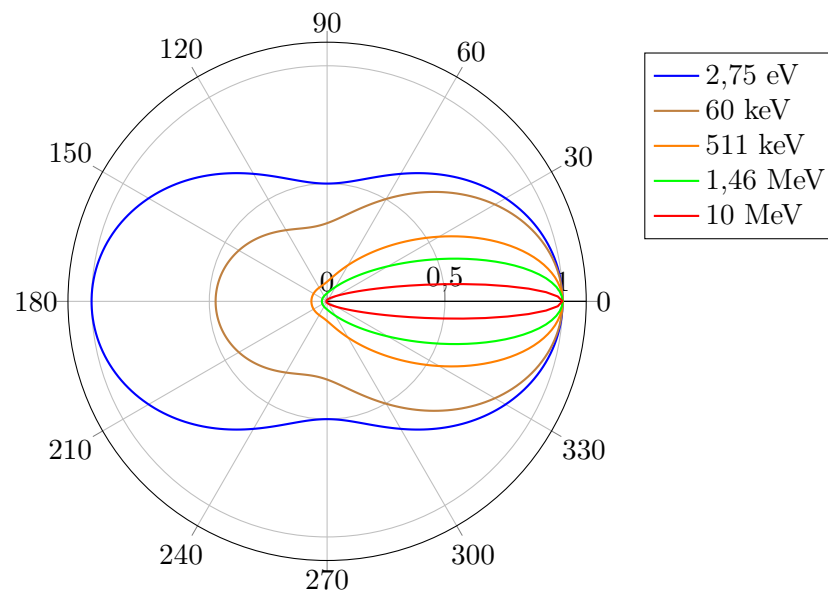


Abbildung 5.11.: Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt in Vielfachen von $A \approx 5 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$ als Funktion des Winkels θ

6 Divergenzen, Regularisierung, Renormierung

6.1. Vakuumpolarisation

Betrachte einen Vakuumpolarisations-Loop (auch Photon-Selbstenergie genannt) irgendwo in einem größeren Feynman-Diagramm.

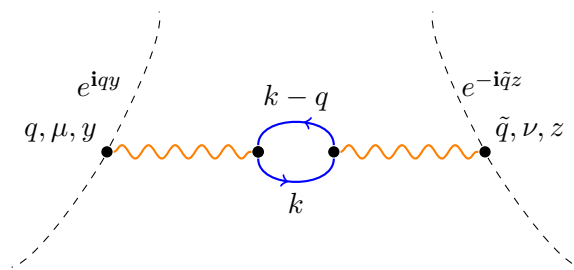


Abbildung 6.1.: Loop mit freiem Impuls k

Das Wicksche Theorem liefert in zweiter Ordnung:

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

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

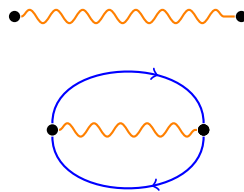


Abbildung 6.2.: Feynman-Diagramm eines irrelevanten Terms

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

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

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

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

Dies ist quadratisch divergent! Selbst der Term

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

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:

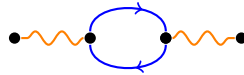


Abbildung 6.3.: quadratisch divergentes Feynman-Diagramm

Die quadratische Divergenz verschwindet, da sonst die Eichinvarianz verletzt wird. Es bleibt eine logarithmische Divergenz.

2. Linear divergent:

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

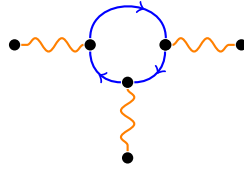


Abbildung 6.4.: linear divergentes Feynman-Diagramm

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

3. Logarithmisch divergent:

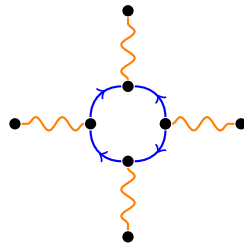


Abbildung 6.5.: logarithmisch divergentes Feynman-Diagramm

4. Logarithmisch divergent mit Bosonen:

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

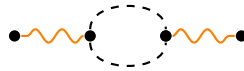


Abbildung 6.6.: logarithmisch divergentes Feynman-Diagramm

5. Logarithmisch divergent: Elektron-Selbstenergie

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

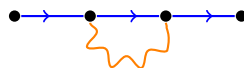


Abbildung 6.7.: logarithmisch divergentes Feynman-Diagramm

Dieses Integral scheint linear divergent zu sein, aber tatsächlich ist es nur logarithmisch divergent.

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:

$$V_{\text{G}} = G \frac{E_1 E_2}{r}$$

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

$$E_{\text{Pl}} = \frac{1}{\sqrt{G}} \stackrel{\hbar c \equiv 1}{=} \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \stackrel{\text{SI}}{=} 1,22 \cdot 10^{19} \text{GeV} \quad (6.1)$$

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 logarithmischen Divergenzen 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 $\Lambda = a^{-1}$.

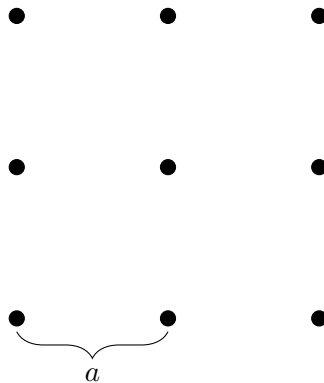


Abbildung 6.8.: Wellenfunktionen werden auf einem diskreten Gitter berechnet

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

In erster Ordnung Störungstheorie muss man zwei Diagramme addieren.

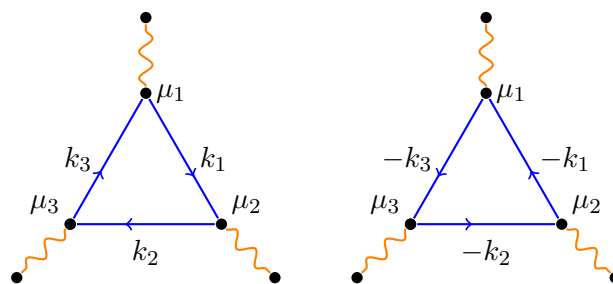


Abbildung 6.10.: Die beiden linear divergenten Feynman-Diagramme

Der Impuls sei entlang der Pfeile der Fermionenlinien definiert. Somit geht das zweite Diagramm durch Ladungskonjugation aus dem ersten hervor. Das erste Diagramm führt auf ein Integral über eine Spur der Form:

$$\begin{aligned} \text{tr}((\not{k}_3 + m) \gamma^{\mu_3} (\not{k}_2 + m) \gamma^{\mu_2} (\not{k}_1 + m) \gamma^{\mu_1}) = \\ = \text{tr}(\not{k}_3 \gamma^{\mu_3} \not{k}_2 \gamma^{\mu_2} \not{k}_1 \gamma^{\mu_1}) + \text{tr}(m \gamma^{\mu_3} m \gamma^{\mu_2} \not{k}_1 \gamma^{\mu_1}) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \text{tr}(m\gamma^{\mu_3} \not{k}_2 \gamma^{\mu_2} m\gamma^{\mu_1}) + \text{tr}(\not{k}_3 \gamma^{\mu_3} m\gamma^{\mu_2} m\gamma^{\mu_1}) = \\
& = \text{tr}(\not{k}_3 \gamma^{\mu_3} \not{k}_2 \gamma^{\mu_2} \not{k}_1 \gamma^{\mu_1}) + m^2 \text{tr}(\gamma^{\mu_3} \gamma^{\mu_2} \not{k}_1 \gamma^{\mu_1}) + \\
& + \text{tr}(\gamma^{\mu_3} \not{k}_2 \gamma^{\mu_2} \gamma^{\mu_1}) + \text{tr}(\not{k}_3 \gamma^{\mu_3} \gamma^{\mu_2} \gamma^{\mu_1})
\end{aligned}$$

Dabei wurde verwendet, dass die Spur einer ungeraden Anzahl von Dirac-Matrizen verschwindet. Ebenso liefert das zweite Diagramm, wenn man ebenfalls entgegen der Richtung der Fermionlinien auswertet:

$$\begin{aligned}
& \text{tr}(\gamma^{\mu_1} (-\not{k}_1 + m) \gamma^{\mu_2} (-\not{k}_2 + m) \gamma^{\mu_3} (-\not{k}_3 + m)) = \\
& = -\text{tr}(\gamma^{\mu_1} \not{k}_1 \gamma^{\mu_2} \not{k}_2 \gamma^{\mu_3} \not{k}_3) - m^2 \text{tr}(\gamma^{\mu_1} \not{k}_1 \gamma^{\mu_2} \gamma^{\mu_3}) + \\
& - m^2 \text{tr}(\gamma^{\mu_1} \gamma^{\mu_2} \not{k}_2 \gamma^{\mu_3}) - m^2 \text{tr}(\gamma^{\mu_1} \gamma^{\mu_2} \gamma^{\mu_3} \not{k}_3)
\end{aligned}$$

Damit sich die Terme der beiden Diagramme aufheben, müsste man die Reihenfolge in der Spur vertauschen können. Dass man dies tatsächlich darf, überlegt man sich mit Hilfe der Matrix $C := \gamma^2 \gamma^0$. Es gilt:

$$C^2 = \gamma^2 \gamma^0 \gamma^2 \gamma^0 = -\gamma^2 \gamma^2 \gamma^0 \gamma^0 = -(-\mathbb{1}) \cdot \mathbb{1} = \mathbb{1}$$

$$\begin{aligned}
C(\gamma^{\mu_i})^T C &= \gamma^2 \gamma^0 \left\{ \begin{array}{l} -\gamma^{\mu_i} \text{ falls } \mu_i \in \{1, 3\} \\ \gamma^{\mu_i} \text{ falls } \mu_i \in \{0, 2\} \end{array} \right\} \gamma^2 \gamma^0 = -\gamma^{\mu_i} \\
(\gamma^{\mu_i})^T &= -C \gamma^{\mu_i} C
\end{aligned} \tag{6.2}$$

Somit folgt für die Spur eines Produkts aus einer geraden Anzahl n an Dirac-Matrizen:

$$\begin{aligned}
\text{tr}(\gamma^{\mu_1} \dots \gamma^{\mu_n}) &= \text{tr}\left((\gamma^{\mu_1} \dots \gamma^{\mu_n})^T\right) = \text{tr}\left((\gamma^{\mu_n})^T \dots (\gamma^{\mu_1})^T\right) = \\
&= \underbrace{(-1)^n}_{=1} \text{tr}(C \gamma^{\mu_n} C \dots C \gamma^{\mu_1} C) = \text{tr}(C^2 \gamma^{\mu_n} \dots C^2 \gamma^{\mu_1}) = \text{tr}(\gamma^{\mu_n} \dots \gamma^{\mu_1}) \tag{6.3}
\end{aligned}$$

Also darf man für Dirac-Matrizen die Reihenfolge unter der Determinante vertauschen und somit heben sich die Beiträge der beiden Diagramme gerade auf.

In der schwachen Wechselwirkung tritt beim Vertex ein zusätzliches γ^5 auf und die beiden Diagramme heben sich nicht mehr vollständig auf. Dies nennt man chirale Anomalie der schwachen Wechselwirkung.

6.3. Explizite Berechnung der Vakuum-Polarisation

6.3.1. Pauli-Villars Regularisierung

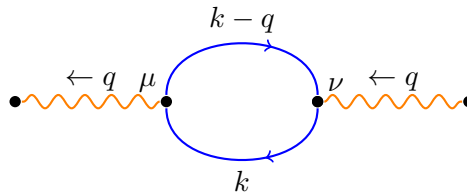


Abbildung 6.11.: Feynman-Diagramm der Vakuum-Polarisation

$$I_{\mu\nu} = -q_e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left(\frac{1}{\not{k} - m + i\varepsilon} \gamma_\nu \frac{1}{\not{k} - \not{q} - m + i\varepsilon} \gamma_\mu \right) \quad (6.4)$$

Die Eichinvarianz liefert:

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

Dies ist fundamental!

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

Die Variablentransformation $k_\mu \rightarrow k_\mu + q_\mu$ im ersten Summand, überführt das erste Integral in 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 divergente Integrale unterscheidet.

Das Problem existiert nicht für ein logarithmisches Integral:

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

$$I_{\mu\nu} = -q_e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left(\underbrace{\frac{1}{\not{k} - m + i\varepsilon} \gamma_\nu \frac{1}{\not{k} - \not{q} - m + i\varepsilon} \gamma_\mu}_{=: B_{\mu\nu}(m)} \right) - B_{\mu\nu}(M) \quad (6.5)$$

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

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

$$1. \text{ Variante} \quad \frac{i}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} = \int_0^\infty dz e^{iz(k^2 - m^2 + i\varepsilon)} \quad (6.6)$$

$$2. \text{ Variante} \quad \frac{1}{A_1 \cdot \dots \cdot A_n} = (n-1)! \int_0^1 dz_1 \dots \int_0^1 dz_n \frac{\delta(1 - z_1 - \dots - z_n)}{(A_1 z_1 + \dots + A_n z_n)^n} \quad (6.7)$$

Wir verwenden die 1. Variante:

$$\begin{aligned} I_{\mu\nu} &= 4q_e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^\infty dz_1 \int_0^\infty dz_2 e^{iz_1(k^2 - m^2 + i\varepsilon) + iz_2((k-q)^2 - m^2 + i\varepsilon)} \cdot \\ &\quad \cdot \left((k - q)_\mu k_\nu + (k - q)_\nu k_\mu - g_{\mu\nu} (k(k - q) - m^2) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}(M) \right) \end{aligned}$$

Aufgrund der Subtraktion von $B_{\mu\nu}(M)$ ist das Integral konvergent, da das Integral über $B_{\mu\nu}(m)$ nur logarithmisch divergiert. 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:

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

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 $g^{\mu\nu}$:

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

Also ist $c = \frac{1}{4} \cdot 0$

$$l_\mu l_\nu \rightsquigarrow \frac{1}{4} g_{\mu\nu} l^2 \quad (6.8)$$

Mit all diesen Tricks erhält man:

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

Diese Gaußschen Integrale kann man ausrechnen. Nach längerer Rechnung erhält man (siehe QED-Skript, Abschnitt 8.1):

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

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

Der Imaginärteil bedeutet, dass die Streumatrix nicht unitär ist, was daran liegt, dass aus dem Photon ein reelles Teilchen-Antiteilchen-Paar entstehen kann (Fermis Goldene Regel, siehe B). Die Bedingung der Eichinvarianz

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

ist hier erfüllt, da nur Terme proportional zu $q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu$ auftreten.

6.3.2. Renormierung

Jetzt kommen wir zur Renormierung:

$$\begin{aligned} & \left(\text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} + \dots \right) = \\ & = \text{diagram 1} \left(g_{\mu\lambda} + \left(-i \frac{\alpha}{3\pi} \right) \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) (q^2 g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu) \frac{-ig^\nu{}_\lambda}{q^2 + i\varepsilon} + \dots \right) \hat{=} \\ & \hat{=} \text{diagram 1} \left(g_{\mu\lambda} - \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) g_{\mu\lambda} + \dots \right) \end{aligned}$$

Abbildung 6.12.: Störungsrechnung für Photonenselbstenergie

Der Faktor mit $q_\mu q_\nu$ trägt nicht bei, da $q_\mu W^\mu = 0$ ist. Da der Faktor im Propagator auftritt, kann man ihn auf die beiden Vertizes aufteilen, wenn der Graph symmetrisch um die Vakuumfluktuation ist, und so den Faktor in die Definition der renormierten Ladung aufnehmen:

$$e \rightarrow e_R := e \sqrt{1 - \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) + \text{endlicher Anteil}} \approx \quad (6.9)$$

$$\begin{aligned} & = e \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) + \frac{1}{2} \text{endlicher Anteil} \right) \approx \\ & \approx e \underbrace{\left(1 - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{M^2}{m^2} \right) \right)}_{\bar{e}_R} \left(1 + \frac{1}{2} \text{endlicher Anteil} \right) \end{aligned} \quad (6.10)$$

Die physikalisch gemessene Ladung ist die renormierte Ladung e_R . Für ein- oder auslaufende Teilchen wird ein Faktor $\sqrt{1 - \frac{\alpha}{3\pi} \dots}$ in die Wellenfunktionsrenormierung absorbiert.

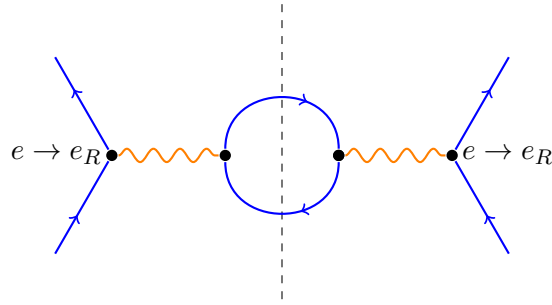


Abbildung 6.13.: Ladungsrenormalisierung

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: Die $s_{1/2}$ -Orbitale sind im Mittel näher am Kern als die $p_{1/2}$ -Orbitale und erfahren somit einen größeren Impulsübertrag $0 < -q^2(2p_{1/2}) < -q^2(2s_{1/2})$. Damit folgt für die Kopplungskonstanten $\alpha_R(2p_{1/2}) < \alpha_R(2s_{1/2})$, was zu einer Aufspaltung der Energieniveaus $E_{s_{1/2}} < E_{p_{1/2}}$ führt.

Zur Berechnung verwendet man die Dirac-Gleichung mit Elektronenladung $q_e(p)$ beziehungsweise $q_e(r)$.

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

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

Weitere Renormalisierungen

Vakuumfluktionen führen zu den Vertex-Korrekturen

$$-i q_e \gamma_\mu \rightarrow -i q_e \gamma_\mu + \frac{\alpha}{2\pi} \frac{q_e}{2m} \sigma_{\mu\nu} q^\nu$$

und ändern das magnetische Moment des Elektrons. Dies führt dazu, dass der Landé-Faktor g von 2 abweicht.

Die Elektronen-Selbstenergie führt neben einer Wellenfunktionenrenormalisierung von ψ zu einer renormalisierten Masse m_R und zu einer weiteren Renormalisierung der Ladung. Diese hebt sich jedoch mit der Renormalisierung der Ladung aufgrund der Vertex-Korrekturen auf, sodass für die Ladung nur die Renormierung aufgrund der Vakuumpolarisation bleibt. Dieses Aufheben ist nicht zufällig, sondern resultiert aus den Ward-Identitäten, also aus der Eichinvarianz.

6.4. Power-Counting

Hamilton-Dichten wie

$$\mathcal{H}_I = g \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x) \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x) \quad (6.11)$$

sind nicht möglich, da sie nicht renormierbar sind. Die Dimensionen kann man aus der freien Hamilton-Dichte ablesen:

$$\mathcal{H}_0 = \bar{\psi}(x) (\hat{p} - m) \psi(x)$$

$$\begin{aligned}
\dim(\mathcal{H}) &= \frac{1}{\text{Länge}^4} = \text{Energie}^4 \\
\Rightarrow \dim(\psi) &= \text{Energie}^{\frac{3}{2}} \\
\Rightarrow \dim(g) &= \text{Energie}^{-2}
\end{aligned} \tag{6.12}$$

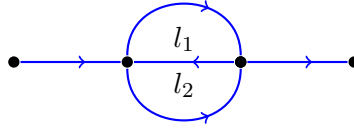


Abbildung 6.14.: Hypothetischer Vier-Fermion-Vertex

Für den Vier-Fermion-Vertex gilt:

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

Dies divergiert quartisch, da es die Dimension der quadrierten Kopplungskonstanten ausgleichen muss und $\dim(\Lambda) = \text{Energie}$ ist. Je höher die Ordnung in g , desto stärker ist die Divergenz in Λ^k und somit ist diese Theorie nicht zu renormieren: Man benötigt eine Ladung für den Vier-Fermion-Vertex, den Acht-Fermion-Vertex, den 16-Fermion-Vertex etc.. Daher hat man unendlich viele freie Parameter.

Skalare Teilchen:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_0^{\text{KG}} &= \phi (\hat{p}^2 - m^2 + i\varepsilon) \phi \\
\Rightarrow \dim(\phi) &= \text{Energie}
\end{aligned} \tag{6.13}$$

Bosonen:

$$\begin{aligned}
\dim\left(\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right) &= \text{Energie}^4 \\
F^{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \\
\dim(A_\mu) &= \text{Energie}
\end{aligned} \tag{6.14}$$

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:

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

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

6.5. Dimensionale Regularisierung

Wir führen das d -dimensionale Integral $\int d^d k_E$ ein. Der Index E steht für „Euklidische“ Koordinaten, Impulse, etc.. Diese erhält man durch eine *Wick-Rotation*.

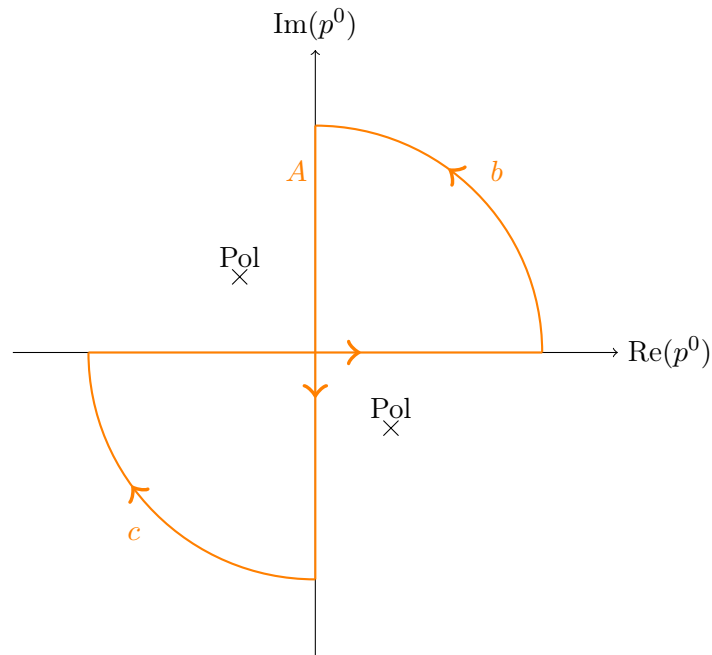


Abbildung 6.15.: Wick-Rotation

Nach dem Residuensatz verschwindet das Kurvenintegral entlang A , wenn im inneren der Kurve keine Pole liegen. Daher lässt sich das Integral entlang der reellen Achse, umschreiben in ein Integral entlang der imaginären Achse, wenn die Integrale über die Bögen b und c verschwinden. Dies ist der Fall, wenn der Integrand im Unendlichen genügend schnell abfällt.

Ohne Beweis (vgl. QCD-Skript, 5.3): Für beliebige n -Punkte-Greens-Funktionen, das heißt die Amplitude für einen Prozess mit n äußeren Linien, gibt es nur Pole (oder Schnitte) im zweiten und vierten Quadranten. Deshalb ist immer eine Wick-Rotation möglich.

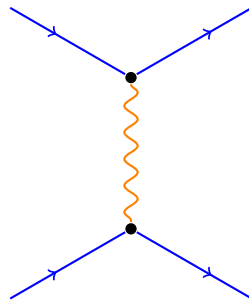


Abbildung 6.16.: Tree-Level der 4-Punkt-Greens-Funktion

Bei Integration über Funktionen, die im Unendlichen schnell genug abfallen, gilt:

$$\begin{aligned}
 0 &= \int_A dp^0 \dots = \int_{-\infty}^{\infty} dp^0 \dots + \int_{i\infty}^{-i\infty} dp^0 \dots + \underbrace{\int_b dp^0 \dots + \int_c dp^0 \dots}_{=0} \\
 \Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} dp^0 \dots &= \int_{-i\infty}^{i\infty} dp^0 \dots \stackrel{p^0 = ip_E^0}{=} i \int_{\infty}^{\infty} dp_E^0 \dots \Big|_{p^0 \rightarrow ip_E^0}
 \end{aligned}$$

Dies hilft wegen:

$$p^2 = (p^0)^2 - (\vec{p})^2 = (\mathbf{i}p_E^0)^2 - (\vec{p})^2 = -\left((p_E^0)^2 + (\vec{p})^2\right) = -p_E^\mu p_E^\nu \delta_{\mu\nu} =: -p_E^2 \quad (6.15)$$

Das d -dimensionale Integral ist nun eine Abbildung:

$$\begin{aligned} \int d^d k_E : \mathcal{F} &\rightarrow \mathbb{C} \\ f(k_E) &\mapsto \int d^d k_E f(k_E) \end{aligned}$$

Dabei ist \mathcal{F} ein geeigneter Funktionenraum. Die definierenden Eigenschaften sind:

1. Linearität für $a, b \in \mathbb{C}$, $f, g \in \mathcal{F}$:

$$\int d^d k_E (af(k_E) + bg(k_E)) = a \int d^d k_E f(k_E) + b \int d^d k_E g(k_E) \quad (6.16)$$

2. Translationsinvarianz für $p_E^\mu \in \mathbb{R}$:

$$\int d^d k_E f(k_E) = \int d^d k_E f(k_E + p_E) \quad (6.17)$$

3. Skalierungsgesetz für $\lambda \in \mathbb{R}_{>0}$:

$$\int d^d k_E f(\lambda k_E) = \lambda^{-d} \int d^d k_E f(k_E) \quad (6.18)$$

Wie definieren Gauß-Pakete

$$\phi_{A,p_\mu}(k_E) = e^{-A(k_E - p)^2}$$

und betrachten Funktionen, die sich in Gauß-Paketen entwickeln lassen:

$$f(k_E) = \sum_{A,p} c_{A,p_\mu} \phi_{A,p_\mu}(k_E)$$

Für ein Gaußsches Paket definieren wir in Analogie zu $d \in \mathbb{N}$ für allgemeines $d \in \mathbb{R}$:

$$\int d^d k_E \phi_{A,p_\mu}(k_E) := A^{-\frac{d}{2}} \pi^{\frac{d}{2}}$$

Damit folgt:

$$\int d^d k_E f(k_E) = \sum_{A,p} c_{A,p_\mu} \int d^d k_E \phi_{A,p_\mu}(k_E) = \sum_{A,p} c_{A,p_\mu} A^{-\frac{d}{2}} \pi^{\frac{d}{2}}$$

Die wichtigste Eigenschaft ist, dass das Integral über Potenzen k_E^{2N} für $d \neq -2N$ verschwindet:

$$\begin{aligned} \int d^d k_E (\lambda^2 k_E^2)^N &\stackrel{\text{Linearität}}{=} \lambda^{2N} \int d^d k_E (k_E^2)^N \\ &\stackrel{\text{Skalierung}}{=} \lambda^{-d} \int d^d k_E (k_E^2)^N \end{aligned}$$

Für $d \neq -2N$ folgt also:

$$\int d^d k_n (k_E^2)^N = 0$$

Nur für logarithmisch divergente Integrale gilt dies nicht.

6.5.1. Formel für das d -dimensionale Integral

Allgemeine Feynman-Parameter:

$$\frac{1}{A_1^{\alpha_1} \dots A_m^{\alpha_m}} = \frac{\Gamma(\alpha_1 + \dots + \alpha_m)}{\Gamma(\alpha_1) \dots \Gamma(\alpha_m)} \int_0^1 dx_1 \dots \int_0^{x_{m-2}} dx_{m-1} \cdot \frac{x_{m-1}^{\alpha_1-1} (x_{m-2} - x_{m-1})^{\alpha_2-1} \dots (1 - x_1)^{\alpha_m-1}}{(A_1 x_{m-1} + A_2 (x_{m-2} - x_{m-1}) + \dots + A_m (1 - x_1))^{\alpha_1 + \dots + \alpha_m}} \quad (6.19)$$

Für jeden Loop-Impuls k lässt sich der Nenner schreiben als:

$$A_i = k_i^2 + 2k_i \cdot Q + \dots + i\varepsilon$$

Bei der euklidischen Fortsetzung erhält man:

$$k^2 - m^2 + i\varepsilon \rightarrow -k_E^2 - m^2 + i\varepsilon = -(k_E^2 + m^2 - i\varepsilon)$$

Wegen der Translationsinvarianz kann man k_E verschieben zu $k_E - Q_E$. Nur gerade Potenzen bleiben übrig, da der Integrationsbereich symmetrisch ist. Fasst man alle übrigen Terme zu M^2 zusammen, so gilt folgende zentrale Beziehung:

$$\boxed{\int d^d k_E \frac{(k_E^2)^\alpha}{(k_E^2 + M^2 - i\eta)^\beta} \stackrel{!}{=} \pi^{\frac{d}{2}} (M^2)^{\alpha-\beta+\frac{d}{2}} \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2}) \Gamma(\beta - \alpha - \frac{d}{2})}{\Gamma(\frac{d}{2}) \Gamma(\beta)}} \quad (6.20)$$

Die Γ -Funktion ist definiert durch:

$$\Gamma(1) = 1 \qquad \Gamma(z+1) = z\Gamma(z) \quad (6.21)$$

Insbesondere folgt für $n \in \mathbb{N}$:

$$\Gamma(n+1) = n\Gamma(n) = n(n-1) \dots 2 \cdot 1 \cdot \Gamma(1) = n! \quad (6.22)$$

$$\Gamma(0) = \lim_{z \rightarrow 0} \frac{\Gamma(z+1)}{z} = \lim_{z \rightarrow 0} \frac{1}{z} = \infty$$

$$\Gamma\left(-\frac{1}{3}\right) = \frac{\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{-\frac{1}{3}} = \frac{\Gamma\left(\frac{5}{3}\right)}{\frac{2}{3}\left(-\frac{1}{3}\right)} = \frac{\Gamma\left(\frac{8}{3}\right)}{\frac{5}{3}\frac{2}{3}\left(-\frac{1}{3}\right)} \stackrel{\Gamma\left(\frac{8}{3}\right) \in (1!, 2!)}{\in} \left(-\frac{54}{10}, -\frac{27}{10}\right)$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Gamma(-2 + \varepsilon) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\Gamma(1 + \varepsilon)}{(-2 + \varepsilon)(-1 + \varepsilon)\varepsilon} = \frac{1}{2} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} + \frac{3}{4} + \frac{\Gamma'(1)}{2}$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Gamma(\varepsilon) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\Gamma(1 + \varepsilon)}{\varepsilon} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} + \Gamma'(1) \quad (6.23)$$

Da dies häufig vorkommt, definiert man die *Eulersche Konstante*:

$$\gamma := -\Gamma'(1) = 0,577 \dots \quad (6.24)$$

Um die Einheiten-Dimensionen nicht zu verändern, muss man mit einer willkürliche Konstante μ mit $[\mu] = [k_E] = \text{Energie}$ definieren:

$$\int d^4k \rightsquigarrow \int \frac{d^d k_E}{\mu^{d-4}}$$

Die Divergenz liefert mit $d = 4 - 2\varepsilon$ für $\varepsilon \ll 1$:

$$\frac{1}{\varepsilon} \mu^{2\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} e^{\varepsilon \ln(\mu^2)} \approx \frac{1}{\varepsilon} (1 + \varepsilon \ln(\mu^2)) = \frac{1}{\varepsilon} + \ln(\mu^2)$$

Für $D \in \mathbb{N}$ kann man sphärische Koordinaten einführen.

$$\int d^D k_E f(k_E^2) = \frac{2\pi^{\frac{D}{2}}}{\Gamma(\frac{D}{2})} \int_0^\infty dk_E f(k_E^2) k_E^{D-1}$$

Denn es gilt:

$$\begin{aligned} \sqrt{\pi} &= \int_{-\infty}^\infty e^{-x^2} dx \\ \Rightarrow \pi^{\frac{D}{2}} &= \left(\int_{-\infty}^\infty e^{-x^2} dx \right)^{\frac{D}{2}} = \int_{-\infty}^\infty dx_1 \dots \int_{-\infty}^\infty dx_D e^{-(x_1^2 + \dots + x_D^2)} = \\ &= \int d\Omega_D \int_0^\infty \frac{d(x^2)}{2} (x^2)^{\frac{D}{2}-1} e^{-x^2} = \frac{1}{2} \Gamma\left(\frac{D}{2}\right) \int d\Omega_D \end{aligned}$$

Nach der Winkelintegration kann man dies für $d \in \mathbb{C}$ analytisch fortsetzen.

Nun zeigen wir die Beziehung (6.20):

Man darf beliebige Potenzterme abziehen, da diese das d -dimensionale Integral nicht ändern.

$$\Rightarrow \int d^d k \frac{(k^2)^\alpha}{(k^2 + M^2 - i\varepsilon)^\beta} = \int d^d k \left(\frac{(k^2)^\alpha}{(k^2 + M^2 - i\varepsilon)^\beta} - \sum_n (k^2)^{\nu_n} c_n \right)$$

Dies macht man so, dass das verbleibende Integral höchstens logarithmisch divergent ist.

$$\begin{aligned} \int d^d k \frac{(k^2)^\alpha}{(k^2 + M^2 - i\varepsilon)^\beta} &= \frac{2\pi^{\frac{d}{2}}}{\Gamma(\frac{d}{2})} \int_0^\infty dk_E \frac{(k_E^2)^\alpha}{(k_E^2 + M^2 - i\varepsilon)^\beta} k_E^{d-1} = \\ &= \frac{2\pi^{\frac{d}{2}}}{\Gamma(\frac{d}{2})} \int_0^\infty \frac{d(k_E^2)}{2k_E} \frac{(k_E^2)^\alpha}{(k_E^2 + M^2 - i\varepsilon)^\beta} (k_E^2)^{\frac{d}{2}-1} = \\ &\stackrel{\tilde{k}^2 := \frac{k_E^2}{M^2}}{=} \frac{2\pi^{\frac{d}{2}}}{\Gamma(\frac{d}{2})} (M^2)^{\alpha-\beta+\frac{d}{2}} \underbrace{\int \frac{d(\tilde{k}^2)}{2} \frac{(\tilde{k}^2)^{\alpha+\frac{d}{2}-1}}{(\tilde{k}^2 + 1 - i\eta)^\beta}}_{=: \tilde{I}_{\alpha\beta}} \end{aligned}$$

Beim Integral $\tilde{I}_{\alpha\beta}$ kann man wieder alle nicht-logarithmischen Divergenzen vernachlässigen. Integriere nun partielle mit:

$$u(\tilde{k}^2) = (\tilde{k}^2)^{\alpha+\frac{d}{2}-1} \quad v(\tilde{k}^2) = \frac{1}{(\tilde{k}^2 + 1 - i\eta)^\beta}$$

Man erhält für $\alpha + \frac{d}{2} - 1 > 0$ und $\beta \neq 1$:

$$\tilde{I}_{\alpha,\beta} = \underbrace{\left[\frac{1}{2} (\tilde{k}^2)^{\alpha + \frac{d}{2} - 1} \left(\frac{(\tilde{k}^2 + 1)^{1-\beta}}{1-\beta} - \text{Gegenterme} \right) \right]_0^\infty}_{=0} - \frac{\frac{d}{2} + \alpha - 1}{1-\beta} \tilde{I}_{\alpha-1,\beta-1} \quad (6.25)$$

Diese Rekursionsbeziehung definiert $\tilde{I}_{\alpha\beta}$ bis auf eine multiplikative Konstante, ähnlich wie bei der Definition der Gamma-Funktion. Es folgt:

$$\tilde{I}_{\alpha,\beta} = \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2})}{\Gamma(\beta)} K(\alpha - \beta) = \frac{\alpha + \frac{d}{2} - 1}{\beta - 1} \underbrace{\frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2} - 1)}{\Gamma(\beta - 1)} \overbrace{K((\alpha - 1) - (\beta - 1))}^{=K(\alpha - \beta)}}_{=\tilde{I}_{\alpha-1,\beta-1}} \quad (6.26)$$

Nun gilt:

$$\frac{(\tilde{k}^2)^\alpha}{(\tilde{k}^2 + 1 - i\eta)^\beta} = \frac{(\tilde{k}^2)^\alpha}{(\tilde{k}^2 + 1 - i\eta)^\beta} \left((\tilde{k}^2 + 1) - \tilde{k}^2 \right) = \frac{(\tilde{k}^2)^\alpha}{(\tilde{k}^2 + 1 - i\eta)^{\beta-1}} - \frac{(\tilde{k}^2)^{\alpha+1}}{(\tilde{k}^2 + 1 - i\eta)^{\beta-1}}$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{\alpha,\beta} &= \tilde{I}_{\alpha,\beta-1} - \tilde{I}_{\alpha+1,\beta} \\ \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2})}{\Gamma(\beta)} K(\alpha - \beta) &= \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2})}{\Gamma(\beta - 1)} K(\alpha - \beta + 1) - \frac{\Gamma(\alpha + 1 + \frac{d}{2})}{\Gamma(\beta)} K(\alpha + 1 - \beta) = \\ &= \left((\beta - 1) \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2})}{\Gamma(\beta)} - \left(\alpha + \frac{d}{2} \right) \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2})}{\Gamma(\beta)} \right) K(\alpha - \beta + 1) = \\ &= \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2})}{\Gamma(\beta)} \left(\beta - 1 - \alpha - \frac{d}{2} \right) K(\alpha - \beta + 1) \\ \Rightarrow \quad K(\alpha - \beta) &= \left(\beta - \alpha - 1 - \frac{d}{2} \right) K(\alpha - \beta + 1) \end{aligned}$$

Mit demselben Argument wie oben folgt mit $C \in \mathbb{C}$:

$$\begin{aligned} K(\alpha - \beta) &= C \cdot \Gamma\left(-(\alpha - \beta) - \frac{d}{2}\right) = \\ &= C \cdot \left(\beta - \alpha - 1 - \frac{d}{2}\right) \Gamma\left(-(\alpha - \beta + 1) - \frac{d}{2}\right) \end{aligned} \quad (6.27)$$

Die Konstante C kann man für einen einfachen Spezialfall berechnen:

$$\alpha = 1 - \frac{d}{2} \qquad \beta = 2$$

$$\tilde{I}_{1-\frac{d}{2},2} = \int_0^\infty \frac{d(\tilde{k}^2)}{2} \frac{(\tilde{k}^2)^{1-\frac{d}{2}+\frac{d}{2}-1}}{(\tilde{k}^2 + 1 - i\eta)^2} = \frac{1}{2} \int_0^\infty d(\tilde{k}^2) \frac{1}{(\tilde{k}^2 + 1)^2} =$$

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{-1}{\tilde{k}^2 + 1} \right]_0^\infty = \frac{1}{2} \stackrel{!}{=} \underbrace{\frac{\Gamma(1 - \frac{d}{2} + \frac{d}{2})}{\Gamma(2)}}_{=1} C \cdot \underbrace{\Gamma\left(-\left(1 - \frac{d}{2} - 2\right) - \frac{d}{2}\right)}_{=1} = C$$

Damit folgt $C = \frac{1}{2}$ und:

$$\tilde{I}_{\alpha,\beta} = \frac{\Gamma(\alpha + \frac{d}{2})}{2\Gamma(\beta)} \cdot \Gamma\left(-(\alpha - \beta) - \frac{d}{2}\right)$$

Es ergibt sich Gleichung (6.20).

6.5.2. Beispiel: Vakuum-Polarisation

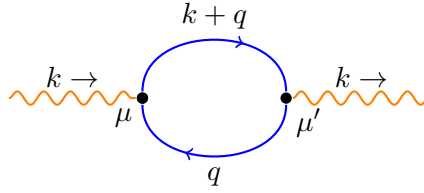


Abbildung 6.17.: Diagramm der Vakuum-Polarisation

Im Folgenden wird die Elektronenmasse m_e vernachlässigt und wir betrachten nur den divergenten Term.

$$I_{\mu\mu'} = - \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \text{tr} \left((-i q_e \gamma_{\mu'}) \mathbf{i} \frac{\not{q} + \not{k}}{(q+k)^2 + i\eta} (-i q_e \gamma_{\mu}) \mathbf{i} \frac{\not{q}}{q^2 + i\epsilon} \right)$$

Das Minus vor dem Integral kommt daher, dass es sich um einen geschlossenen Fermionen-Loop handelt. Wähle Feynman-Parameter:

$$\begin{aligned} \frac{1}{q^2 + i\epsilon} \frac{1}{(q+k)^2 + i\eta} &= \int_0^1 dz \int_0^1 dw \frac{\delta(1-z-w)}{(z(q+k)^2 + wq^2 + i\eta)^2} = \\ &= \int_0^1 dz \frac{1}{(z(q^2 + 2kq + k^2) + (1-z)q^2 + i\eta)^2} = \\ &= \int_0^1 dz \frac{1}{(q^2 + 2q \cdot kz + zk^2 + i\eta)^2} = \\ &= \int_0^1 dz \frac{1}{((q + zk)^2 - z^2 k^2 + zk^2 + i\eta)^2} = \\ &= \int_0^1 dz \frac{1}{((q + zk)^2 + z(1-z)k^2 + i\eta)^2} \end{aligned}$$

Die Substitution $q_\nu \rightarrow q_\nu - zk_\nu$ liefert:

$$I_{\mu\mu'} = -q_e^2 \int_0^1 dz \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\text{tr}(\gamma_{\mu'} (\not{q} + \not{k}(1-z)) \gamma_{\mu} (\not{q} - z\not{k}))}{(q^2 + z(1-z)k^2 + i\eta)^2} =$$

$$\begin{aligned}
&= -4q_e^2 \int_0^1 dz \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{1}{(q^2 + z(1-z)k^2 + i\eta)^2} \cdot ((q + (1-z)k)_{\mu'} (q - zk)_{\mu} + \\
&\quad + (q + (1-z)k)_{\mu} (q - zk)_{\mu'} - g_{\mu\mu'} (q + (1-z)k) (q - zk)) = \\
&\stackrel{q_{\mu} q_{\mu'} \leadsto \frac{1}{4} g_{\mu\mu'} q^2}{\text{linear in } q_{\mu} \leadsto 0} -4q_e^2 \int_0^1 dz \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\frac{2}{4} g_{\mu\mu'} q^2 - 2z(1-z)k_{\mu} k_{\mu'} - g_{\mu\mu'} (q^2 - z(1-z)k^2)}{(q^2 + z(1-z)k^2 + i\eta)^2}
\end{aligned}$$

Führe nun die Wick-Rotation durch:

$$I_{\mu\mu'} = -i \frac{2q_e^2}{(2\pi)^4} \int_0^1 dz \int d^4 q_E \frac{g_{\mu\mu'} q_E^2 - 2z(1-z)(2k_{\mu} k_{\mu'} - g_{\mu\mu'} k^2)}{(q_E^2 - z(1-z)k^2 - i\eta)^2}$$

Setze das Integral in d -Dimensionen fort, wobei $\tilde{\mu}$ eine Konstante mit Einheit Energie ist:

$$\begin{aligned}
I_{\mu\mu'} &= -i \frac{2q_e^2}{(2\pi)^4} \int_0^1 dz \int \frac{d^d q_E}{\tilde{\mu}^{d-4}} \frac{g_{\mu\mu'} q_E^2 - 2z(1-z)(k_{\mu} k_{\mu'} - g_{\mu\mu'} k^2)}{(q_E^2 - z(1-z)k^2 - i\eta)^2} = \\
&= -i \frac{2q_e^2}{(2\pi)^4} \int_0^1 dz \frac{1}{\tilde{\mu}^{d-4}} \frac{\pi^{\frac{d}{2}}}{\Gamma(\frac{d}{2}) \Gamma(2)} \left((-z(1-z)k^2)^{1-2+\frac{d}{2}} g_{\mu\mu'} \Gamma\left(1+\frac{d}{2}\right) \Gamma\left(2-1-\frac{d}{2}\right) - \right. \\
&\quad \left. - 2z(1-z)(2k_{\mu} k_{\mu'} - g_{\mu\mu'} k^2) (-z(1-z)k^2)^{0-2+\frac{d}{2}} \Gamma\left(0+\frac{d}{2}\right) \Gamma\left(2-0-\frac{d}{2}\right) \right)
\end{aligned}$$

Mit $d = 4 - 2\varepsilon$ folgt:

$$\begin{aligned}
I_{\mu\mu'} &= -i \frac{q_e^2 \pi^{-\varepsilon}}{8\pi^2 \tilde{\mu}^{-2\varepsilon}} \int_0^1 dz \left((-z(1-z)k^2)^{1-\varepsilon} g_{\mu\mu'} \frac{(2-\varepsilon) \Gamma(2-\varepsilon)}{\Gamma(2-\varepsilon)} \Gamma(-1+\varepsilon) - \right. \\
&\quad \left. - 2z(1-z)(2k_{\mu} k_{\mu'} - g_{\mu\mu'} k^2) (-z(1-z)k^2)^{-\varepsilon} \frac{\Gamma(2-\varepsilon)}{\Gamma(2-\varepsilon)} \Gamma(\varepsilon) \right)
\end{aligned}$$

Nun gilt

$$\begin{aligned}
\Gamma(\varepsilon) &= \frac{1}{\varepsilon} \Gamma(1+\varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon} + \Gamma'(1) + \mathcal{O}(\varepsilon) \\
\Gamma(-1+\varepsilon) &= \frac{1}{-1+\varepsilon} \Gamma(\varepsilon) = -(1+\varepsilon) \Gamma(\varepsilon) + \mathcal{O}(\varepsilon) = -\frac{1}{\varepsilon} - \Gamma'(1) - 1 + \mathcal{O}_0(\varepsilon)
\end{aligned}$$

und:

$$\int_0^1 dz z^a (1-z)^b = \frac{\Gamma(a+1) \Gamma(b+1)}{\Gamma(2+a+b)}$$

Beispiel:

$$\begin{aligned}
\int_0^1 dz (z(1-z))^{1-\varepsilon} &= \frac{\Gamma(2-\varepsilon) \Gamma(2-\varepsilon)}{\Gamma(4-2\varepsilon)} = \frac{(1-\varepsilon \Gamma'(2))^2}{(3! - 2\varepsilon \Gamma'(4))} = \frac{1}{6} + \mathcal{O}_0(\varepsilon) \\
\left(\frac{\tilde{\mu}^2}{-k^2 \pi} \right)^{\varepsilon} &= e^{\varepsilon \ln\left(-\frac{\tilde{\mu}^2}{k^2 \pi}\right)} = 1 + \varepsilon \ln\left(-\frac{\tilde{\mu}^2}{k^2 \pi}\right) + \mathcal{O}_0(\varepsilon) \\
I_{\mu\mu'} &= -i \frac{q_e^2}{8\pi^2} \left(\frac{\tilde{\mu}^2}{-k^2 \pi} \right)^{\varepsilon} \frac{1}{6} \underbrace{(2k^2 g_{\mu\mu'} - 4k_{\mu} k_{\mu'} + 2k^2 g_{\mu\mu'})}_{=4(k^2 g_{\mu\mu'} - k_{\mu} k_{\mu'})} \frac{1}{\varepsilon} + \mathcal{O}_0(\varepsilon^0) = \\
&= -i \frac{\alpha}{3\pi} (k^2 g_{\mu\mu'} - k_{\mu} k_{\mu'}) \left(\frac{1}{\varepsilon} + \ln\left(-\frac{\tilde{\mu}^2}{k^2 \pi}\right) \right) + \mathcal{O}_0(\varepsilon^0)
\end{aligned}$$

Dies entspricht der Pauli-Villars-Regularisierung.

$$I_{\mu\mu'}(k_1^2) - I_{\mu\mu'}(k_2^2) = -i \frac{\alpha}{3\pi} (k^2 g_{\mu\mu'} - k_{\mu} k_{\mu'}) \ln\left(\frac{k_2^2}{k_1^2}\right)$$

7 Quantenchromodynamik ($SU(N)$ Eichgruppen)

Eichprinzip: Die Transformationen

$$\psi(x) \rightarrow \underbrace{e^{ig\Theta^c(x)\frac{\lambda^c}{2}}}_{=:U} \psi(x)$$

mit $c \in \{1, 2, \dots, 8\}$ lassen die Physik invariant. Die λ^c sind hermitesche 3×3 Matrizen und $\frac{\lambda^c}{2}$ sind Elemente der Algebra $su(3)$, die Generatoren der $SU(3)$. U ist dann ein Element der Gruppe $SU(3)$.

$$A = e^B$$

$$\det(A) = e^{\text{tr}(B)}$$

Notation:

$$t_c = t^c := \frac{\lambda^c}{2} = \frac{\lambda_c}{2}$$

Ob c oben oder unten steht, macht keinen Unterschied. Definiere nun:

$$[t_a, t_b] =: if_{abc} t_c$$

Dies ist möglich, da $[t_a, t_b]$ antisymmetrisch

$$(t_a t_b - t_b t_a)^\dagger = t_b t_a - t_a t_b = -[t_a, t_b]$$

und spurfrei

$$\text{tr}(t_a t_b - t_b t_a) = 0$$

ist und die t_c diese Algebra erzeugen.

Dies erinnert an die Drehimpulsalgebra $su(2)$:

$$[\hat{J}_a, \hat{J}_b] = i\epsilon_{abc} \hat{J}_c$$

Beispiel:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\mathbf{i} \\ 0 & \mathbf{i} & 0 \end{pmatrix}$$

Man wählt λ_8 so, dass gilt:

$$\text{tr}(\lambda_a \lambda_b) = 2\delta_{ab}$$

Beispiel:

$$\lambda_1 \lambda_2 = \begin{pmatrix} \mathbf{i} & 0 & 0 \\ 0 & -\mathbf{i} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 \lambda_1 = \begin{pmatrix} -\mathbf{i} & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{i} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Außerdem muss λ_8 eine Diagonalmatrix sein. Dies ergibt:

$$\lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Bemerkung:

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 4[t_a, t_b] = 4\mathbf{i}f_{abc}t_c = 2\mathbf{i}f_{abc}\lambda_c$$

Die Strukturkonstanten f_{abc} sind total antisymmetrisch. Für $su(2)$ schreibt man $\epsilon_{abc} := f_{abc}$ und es gilt:

a	b	c	ϵ_{abc}
1	2	3	1

Darstellung sind zum Beispiel Singlett [1], Duplett [2], Triplett [3] und so weiter, allgemein $[2J+1]$.

Für $su(3)$ gilt:

a	b	c	f_{abc}
1	2	3	1
1	4	7	$\frac{1}{2}$
1	5	6	$-\frac{1}{2}$
2	4	6	$\frac{1}{2}$
2	5	7	$\frac{1}{2}$
3	4	5	$\frac{1}{2}$
3	6	7	$-\frac{1}{2}$
4	5	8	$\frac{\sqrt{3}}{2}$
6	7	8	$\frac{\sqrt{3}}{2}$

Darstellungen: [1], [3], [6], [8], [10], ...

Für die QCD wichtig sind die triviale Darstellung [1], die fundamentale Darstellung [3] und die reguläre (adjungierte) Darstellung [8].

Die fundamental Spin-Darstellung ist:

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \hat{=} \left| s = \frac{1}{2}, s_z = \frac{1}{2} \right\rangle \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \hat{=} \left| s = \frac{1}{2}, s_z = -\frac{1}{2} \right\rangle$$

Jede Darstellung lässt sich aus Kopplung fundamentaler Darstellungen bekommen.

TODO: Abb59

Die Symmetrieeigenschaften gehören eindeutig zur Spin-Darstellung.

Zu [3] gehört die reguläre (adjungierte) Darstellung.

$$(t_a)_{bc} = -i\epsilon_{abc}$$

$$[t_a, t_d]_{bf} = -\epsilon_{abc}\epsilon_{dcf} + \epsilon_{dbc}\epsilon_{acf} \stackrel{!}{=} \underset{\text{Jacobi-Identität}}{\epsilon_{adc}\epsilon_{cbf}}$$

Dies folgt aus der Vertauschungsrelation der t_a :

$$([t_a, t_d])_{bf} = i\epsilon_{adc} (t_c)_{bf}$$

$$t_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}$$

Die Dimension der regulären Darstellung für $SU(3)$ ist 8×8 . Für $SU(N)$ ist dies $(N^2 - 1) \times (N^2 - 1)$, denn es gibt immer N^2 Elemente einer hermiteschen Matrix und die Spurbedingung reduziert einen Freiheitsgrad.

Für Wechselwirkungen koppelt man zweimal die fundamentale Darstellung und somit erhält man die reguläre und die triviale Darstellung. Die Elemente der regulären Darstellung entsprechen den Austauscheteilchen. In der QCD gibt es also 8 Gluonen.

Für $su(3)$ ist die fundamentale Darstellung:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

TODO: Abb60; Farbe r, b, g

In der $SU(3)$ gibt es zwei Generatoren, die gleichzeitig diagonalisiert werden können.

Ohne Beweis: In der $SU(N)$ gibt es $N - 1$ Casimir-Operatoren, also Operatoren, die mit allen Generatoren vertauschen, zum Beispiel \vec{J}^2 in der $SU(2)$. Außerdem gibt es $N - 1$ gleichzeitig diagonalisierbare Generatoren.

In der $SU(3)$ gibt es auch Anti-Teilchen.

TODO: Abb61; Antifarbe $\bar{r}, \bar{b}, \bar{g}$

Kopplung des Triplets und des Anti-Triplets ergibt $[3] \times [\bar{3}]$.

TODO: Abb62

Genauer siehe QCD-Skript.

Wir behandeln die *fundamentale* Farb-Symmetrie der QCD. (Die Eichfelder sind die Gluonen, dies ist eine renormierbare Quantenfeldtheorie.) Dies ist etwas gänzlich anderes als die „Flavour $SU(2)$, $SU(3)$, ...“!

Flavour $SU(2)$: Die Massen der Up- und Down-Quarks sind wesentlich kleiner als alle für die starke Wechselwirkung relevanten Skalen: $m_u, m_d \ll m_N$ etc.

Dies ergibt näherungsweise Teilchenmultipletts:

$$\begin{aligned} \pi^+ (u\bar{d}), \pi^0 \left(\frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) \right), \pi^- (d\bar{u}) \\ \neq \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \end{aligned}$$

Physikalisch unterscheiden sich Zustände unterschiedlicher Symmetrie. Die Symmetrie lässt sich eindeutig charakterisieren durch einen abstrakten „Isospin“.

$$\begin{aligned} \pi^+, \pi^0, \pi^- &\hat{=} I = 1; I_3 = +1, 0, -1 \\ &I = 0; I_3 = 0 \end{aligned}$$

Falls man die Masse des Strange-Quarks $m_s \ll m_N$ vernachlässigen könnte, wäre dies eine $SU(3)$ Symmetrie. Tatsächlich ist aber $m_s \approx 100 \text{ MeV}$ und somit hat man nur noch eine gebrochene effektive Symmetrie. \mathcal{H}_0 ist symmetrisch unter Flavour $SU(3)_f$. Der wechselwirkungsterm \mathcal{H}_I verletzt die $SU(3)_f$ Symmetrie.

$SU(3)$ -Eichtransformation mit Kopplungskonstanten g :

$$\begin{pmatrix} \psi(\text{red}) \\ \psi(\text{green}) \\ \psi(\text{blue}) \end{pmatrix} \rightsquigarrow e^{ig\vartheta^a(x)\frac{\lambda^a}{2}} \begin{pmatrix} \psi(\text{red}) \\ \psi(\text{green}) \\ \psi(\text{blue}) \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Quark}}(x) = \sum_{\text{Quark } j} \bar{\psi}_j(x) (\not{p} - m_j) \bar{\psi}_j(x) \rightsquigarrow \sum_j \bar{\psi}_j(x) \underbrace{\left(i\gamma_\mu \partial^\mu + g\gamma_\mu A^{a\mu} \frac{\lambda^a}{2} \right)}_{=: i\gamma_\mu D^\mu} \psi_j(x)$$

7.1. Ward-Identitäten

$$S_F^{-1}(p+k) - S_F^{-1}(p) = k^\mu \Gamma_\mu(p, p+k; k)$$

TODO: Abb63 ; Drei-Punkt-Funktion

Dies folgt allgemein (in allen Ordnungen) aus der Eichinvarianz, wie wir später sehen werden. Daher gilt es für die renormierte Theorie wie für die nicht renormierte Theorie.

In niedrigster Ordnung:

$$(\not{p} + \not{k} - m) - (\not{p} - m) = \not{k} \stackrel{!}{=} k^\mu \gamma_\mu$$

Renormiert:

$$Z_1(\not{p} + \not{k} - m_R) - Z_1(\not{p} - m_R) = k^\mu \Gamma_\mu Z_2$$

Der Renormierungsfaktor der Drei-Punkt-Funktion folgt also aus dem der Zwei-Punkt-Funktion.

$$Z_2 = Z_1$$

Solche Beziehungen existieren auch für die n -Punkt-Funktionen und somit folgen Renormierungsfaktor aus den Renormierungsfaktoren der fundamentalen Diagramme.

7.2. Lagrangedichte der QCD

Die Lagrangedichte der Gluonen ergibt sich wieder aus dem Kommutator der kovarianten Ableitung.

$$\mathcal{L}_{\text{Gluon}} \sim \text{tr}([D_\mu, D_\nu][D^\mu, D^\nu])$$

Dies hat die richtige Dimension, ist kein Ableitungs-Operator mehr. Außerdem ist es eichinvariant, denn die Transformation von D_μ muss die Transformation von $\bar{\psi}$ und ψ aufheben:

$$D_\mu \rightsquigarrow e^{ig\vartheta^b(x)\frac{\lambda^b}{2}} D_\mu e^{-ig\vartheta^a(x)\frac{\lambda^a}{2}}$$

$$\begin{aligned} D_\alpha D_\beta D_\gamma &\rightsquigarrow e^{ig\vartheta^b(x)\frac{\lambda^b}{2}} D_\alpha D_\beta D_\gamma e^{-ig\vartheta^a(x)\frac{\lambda^a}{2}} \\ \text{tr}(D_\alpha D_\beta D_\gamma) &\rightsquigarrow \text{tr}\left(e^{ig\vartheta^b(x)\frac{\lambda^b}{2}} D_\alpha D_\beta D_\gamma e^{-ig\vartheta^a(x)\frac{\lambda^a}{2}}\right) = \\ &= \text{tr}\left(D_\alpha D_\beta D_\gamma e^{-ig\vartheta^a(x)\frac{\lambda^a}{2}} e^{ig\vartheta^b(x)\frac{\lambda^b}{2}}\right) = \text{tr}(D_\alpha D_\beta D_\gamma) \end{aligned}$$

Nun gilt:

$$\begin{aligned} [D_\mu, D_\nu] &= \left(\partial_\mu - igA_\mu^a(x)\frac{\lambda^a}{2}\right) \left(\partial_\nu - igA_\nu^b(x)\frac{\lambda^b}{2}\right) - \left(\partial_\nu - igA_\nu^b(x)\frac{\lambda^b}{2}\right) \left(\partial_\mu - igA_\mu^a(x)\frac{\lambda^a}{2}\right) = \\ &= \left(-ig\left(\partial_\mu A_\nu^b(x)\right)\frac{\lambda^b}{2} - \underbrace{igA_\nu^b(x)\frac{\lambda^b}{2}\partial_\mu}_{\rightarrow} - \underbrace{igA_\mu^a(x)\frac{\lambda^a}{2}\partial_\nu}_{\rightarrow} - g^2 A_\mu^a(x) A_\nu^b(x) \frac{\lambda^a}{2} \frac{\lambda^b}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \left(ig\left(\partial_\nu A_\mu^a(x)\right)\frac{\lambda^a}{2} + \underbrace{igA_\mu^a(x)\frac{\lambda^a}{2}\partial_\nu}_{\rightarrow} + \underbrace{igA_\nu^b(x)\frac{\lambda^b}{2}\partial_\mu}_{\rightarrow} + g^2 A_\nu^b(x) A_\mu^a(x) \frac{\lambda^b}{2} \frac{\lambda^a}{2}\right) \right) = \\ &= -ig\frac{\lambda^c}{2} \underbrace{\left(\partial_\mu A_\nu^c - \partial_\nu A_\mu^c + gf_{abc}A_\mu^a(x)A_\nu^b(x)\right)}_{=: F_{\mu\nu}^c} \end{aligned}$$

Also folgt mit üblicher Wahl des Vorfaktors:

$$\mathcal{L}_{\text{Gluon}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^c(x) F^{c\mu\nu}(x)$$

Die Lagrangedichte der Quantenchromodynamik ist daher:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}(x) = \sum_j \bar{\psi}_j(x) \left(\mathbf{i}\not{\partial} + g\not{A}(x)\frac{\lambda^a}{2} - m_j \right) \psi_j(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^c(x) F^{c\mu\nu}(x)$$

TODO: Abb64

Da Gluonen zerfallen können, ist die longitudinale Polarisation vorher nicht mehr dieselbe wie bei den auslaufenden. Also müsste man wieder kompliziert mit Dreibeinen rechnen.

Aus der Funktionalquantisierung (siehe später)

$$\int \mathcal{D}(A_\mu^a) \underbrace{\left(\prod_x \delta(\mathcal{F}(A_\mu^a(x))) \right)}_{\text{Eichbedingung}} e^{i \int d^4x \mathcal{L}(x)}$$

folgt, dass die Eichbedingung einen Zusatzbeitrag zur Lagrangedichte liefert. Also können alle unphysikalischen Freiheitsgrade durch abstrakte Zusatzteilchen, Fadeyev-Popov-Geister genannt, aufgehoben werden. Für die Eichung

$$-\frac{c}{2}(\partial_\mu A^{a\mu}(x))(\partial_\nu A^{a\nu}(x)) - \bar{\xi}^a(x)\partial^\mu\partial_\mu\xi^a(x) + gf_{abc}\bar{\xi}^a(x)\partial^\mu\left(A_\mu^c(x)\xi^b(x)\right)$$

TODO: Abb65; Zusammen liefern beide Diagramme nur den Beitrag der physikalischen Freiheitsgrade.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass sie explizit Lorentz-invariant ist.

7.3. Geometrische Interpretation von lokalen Eichtheorien

TODO: Abb66

In erster Ordnung gilt:

$$\begin{aligned}\psi(x+dx) &= (1+dx^\mu D_\mu)\psi(x) = \psi(x) + \left(dx^\mu\partial_\mu + dx^\mu\left(-igA_\mu^a\frac{\lambda^a}{2}\right)\right)\psi(x) = \\ &= (1+dx^\mu\partial_\mu)\underbrace{\left(1-dx^\nu igA_\nu^a\frac{\lambda^a}{2}\right)}_{=:U(x+dx,x)}\psi(x) + \mathcal{O}((dx)^2) = \\ &= (1+dx^\mu\partial_\mu)U(x+dx,x)\psi(x)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}U(x+dx+dy, x+dx)U(x+dx, x) - U(x+dx+dy, x+dy)U(x+dy, x) = \\ = iF_{\mu\nu}^a\frac{\lambda^a}{2}dx^\mu dx^\nu\end{aligned}$$

Dies erinnert an den Aharonov-Bohm-Effekt.

TODO: Abb Aharonov-Bohm-Effekt; Dies ist ein Paralleltransport.

Interessanter Bezug zur Gravitation:

TODO: Abb67

Die kovariante Ableitung ist:

$$A_{\parallel\kappa}^\mu = \frac{\partial A^\mu(x)}{\partial x^\kappa} + \Gamma_{\kappa\lambda}^\mu(x)A^\lambda(x)$$

$$\Gamma_{\kappa\lambda}^\mu(x) = \frac{g^{\mu\varrho}(x)}{2}\left(\frac{\partial g_{\lambda\varrho}(x)}{\partial x^\kappa} + \frac{\partial g_{\kappa\varrho}(x)}{\partial x^\lambda} - \frac{\partial g_{\kappa\lambda}(x)}{\partial x^\varrho}\right)$$

Auf der geometrischen Ebene kann man das zusammenfassen. Der Wechselwirkungsterm ist:

$$g^{\mu\nu}\bar{\psi}(x)\partial_{\{\mu}\gamma_{\nu\}}\psi(x)$$

Dies funktioniert für eine gekrümmte aber nicht dynamische Metrik. Für eine dynamische Metrik erhält man:

$$\left(\eta_{\mu\nu} + \frac{1}{M_{\text{Pl}}}\underbrace{h_{\mu\nu}(x)}_{\text{dim}=E}\right)\underbrace{\bar{\psi}(x)\partial_{\{\mu}\gamma_{\nu\}}\psi(x)}_{\text{dim}=E^4}$$

$h_{\mu\nu}$ hat Dimension Energie, da die Lagrangedichte ist:

$$\mathcal{L}_h = -h^{\mu\nu} \square h_{\mu\nu} + \dots$$

Daher ist diese Theorie nicht renormierbar!

Nun wollen wir aus der Lagrangedichte

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QCD}}(x) = & \sum_j \overline{\psi}_j(x) \left(\mathbf{i} \not{\partial} + g A^a(x) \frac{\lambda^a}{2} - m_j \right) \psi_j(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^c(x) F^{c\mu\nu}(x) - \\ & - \frac{c}{2} (\partial_\mu A^{a\mu}(x)) (\partial_\nu A^{a\nu}(x)) - \overline{\xi}^a(x) \partial^\mu \partial_\mu \xi^a(x) + \\ & + g f_{abc} \overline{\xi}^a(x) \partial_\mu \left(A^{c\mu}(x) \xi^b(x) \right) \end{aligned}$$

(mit Geist-Teilchen) die Feynman-Regeln ablesen.

TODO: Abb68

Ward-Identitäten:

$$p^\mu \Gamma_{\mu\nu\lambda} = q^\nu \Gamma_{\mu\nu\lambda} = r^\lambda \Gamma_{\mu\nu\lambda} \stackrel{?}{=} 0$$

Naives Ausrechnen zeigt, dass dies nicht gilt, da durch die Lorentz-invariante Formulierung die Eichinvarianz verletzt wird. Man könnte mit begleitenden Dreibeinen rechnen und nur die transversalen Komponenten betrachten. Da dies recht aufwendig ist, ist es einfacher mit Geist-Teilchen zu rechnen, die die Verletzung der Eichinvarianz aufheben.

Alle Terme, die zwei Felder erhalten, gehen in die Propagatoren (unterstrichen).

$$F_{\mu\nu}^c(x) = \underline{\partial_\mu A_\nu^c(x) - \partial_\nu A_\mu^c(x)} + g f_{abc} A_\mu^a(x) A_\nu^b(x)$$

Wechselwirkungen:

$$\begin{aligned} & \overline{\psi}_j(x) g A^a(x) \frac{\lambda^a}{2} \psi_j(x) \\ & g f_{abc} \overline{\xi}^a(x) \partial_\mu \left(A^{c\mu}(x) \xi^b(x) \right) \end{aligned}$$

$\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^c(x) F^{c\mu\nu}(x)$ enthält auch den Drei- und Vier-Gluon-Vertex. Es gibt also in der QCD vier Vertizes und nicht nur einen wie in der QED. Für den Drei-Gluon-Vertex ist die relevante Lagrange-Dichte:

$$\mathcal{L}_{3g}(x) = -\frac{2g}{4} f_{def} A_\alpha^e A_\beta^f \left(\partial^\alpha A^{d\beta} - \partial^\beta A^{d\alpha} \right)$$

Fourier-Transformation

$$f(x) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ipx} f(p)$$

ergibt:

$$\begin{aligned} & -\frac{g}{2} f_{def} A_\alpha^e(k_1) A_\beta^f(k_2) \left(-\mathbf{i} k_3^\alpha A^{d\beta}(k_3) - \left(-\mathbf{i} k_3^\beta A^{d\beta}(k_3) \right) \right) = \\ & \stackrel{f \text{ antisym.}}{=} g f_{def} A_\alpha^e(k_1) A_\beta^f(k_2) \mathbf{i} k_3^\alpha A^{d\beta}(k_3) \end{aligned}$$

Wicksches Theorem:

$$\left\langle 0 \left| T \left\{ \hat{A}_\nu^b(q) \hat{A}_\mu^a(p) \hat{A}_\lambda^c(r) (-i) \int d^4z \hat{\mathcal{L}}_{3g}(x) \right\} \right| 0 \right\rangle$$

Feynman-Eichung:

$$\left\langle 0 \left| T \left\{ \hat{A}_\nu^b(q) \hat{A}_\alpha^e(k_1) \right\} \right| 0 \right\rangle \sim \delta_{be} g_{\nu\alpha} \delta^4(q - k_1)$$

Da der Propagator diagonal in Farbe, Lorentz-Index und Impuls ist, kann man, um den Vertex zu erhalten, einfach ein Faktor A weglassen und überall sonst die entsprechenden Indizes und Impulse ersetzen.

1. Schritt: Identifikation mit $A^{b\nu}(q)$: $e \rightsquigarrow b$, $\alpha \rightsquigarrow \nu$; $f \rightsquigarrow b$, $\beta \rightsquigarrow \nu$; $d \rightsquigarrow b$, $\beta \rightsquigarrow \nu$, $k_3 \rightsquigarrow q$

$$g \left(f_{dbf} A_\beta^f(k_2) k_{3\nu} A^{d\beta}(k_3) + f_{deb} A_\alpha^e(k_1) k_3^\alpha A^{d\nu}(k_3) + f_{bef} A_\alpha^e(k_1) A^{f\nu}(k_2) q^\alpha \right)$$

2. Schritt: Identifikation mit $A^{c\lambda}(r)$

$$g \left(f_{abc} k_3^\nu A^{d\lambda}(k_3) + f_{cbf} A^{f\lambda}(k_2) r^\nu + f_{dcb} k_3^\lambda A^{d\nu}(k_3) + \right. \\ \left. + f_{ceb} A_\alpha^e(k_1) r^\alpha g^{\nu\lambda} + f_{bcf} A^{f\nu}(k_2) q^\lambda + f_{bec} A_\alpha^e(k_1) q^\alpha g^{\nu\lambda} \right)$$

3. Schritt: Identifikation mit $A^{a\mu}(p)$:

$$g \left(f_{abc} p^\nu g^{\lambda\mu} + f_{cbq} r^\nu g^{\lambda\mu} + f_{acb} p^\lambda g^{\nu\mu} + \right. \\ \left. + f_{cab} r^\mu g^{\nu\lambda} + f_{bca} q^\lambda g^{\nu\mu} + f_{bac} q^\mu g^{\nu\lambda} \right) = \\ = g f_{abc} \left(g^{\nu\lambda} (r^\mu - q^\mu) + g^{\mu\lambda} (p^\nu - r^\nu) + g^{\nu\mu} (q^\lambda - p^\lambda) \right)$$

Feynman-Regeln der QCD:

- Quark-Propagator:

$$iS_F = i \frac{\not{p} + m_q}{p^2 - m_q^2 + i\varepsilon}$$

TODO: Abb69 a)

- Geist-Propagator:

$$iD_F^{ab} = i\delta_{ab} \frac{1}{k^2 + i\varepsilon}$$

$a, b \in \{1, \dots, 8\}$

TODO: Abb69 b)

- Gluon-Propagator:

$$iG_{\mu\mu'}^{aa'} = -i\delta_{aa'} \frac{g_{\mu\mu'} + \frac{1-c}{c} \frac{q_\mu q_{\mu'}}{q^2}}{q^2 + i\varepsilon}$$

Feynman-Eichung: $c = 1$

TODO: Abb69 c)

- Gluon-Quark-Quark-Vertex:

$$ig\gamma_\mu \left(\frac{\lambda^c}{2} \right)_{BA}$$

$A, B \in \{1, 2, 3\}$

TODO: Abb69 d)

- Geist-Geist-Gluon:

$$gf_{abc}k^\mu$$

TODO: Abb70 a)

- Drei-Gluon-Verte

$$gf_{abc} \left(g^{\nu\lambda} (r^\mu - q^\mu) + g^{\mu\lambda} (p^\nu - r^\nu) + g^{\nu\mu} (q^\lambda - p^\lambda) \right)$$

TODO: Abb Drei-Gluon-Vertex

- Vier-Gluon-Vertex:

$$-ig^2 \left(f_{abe}f_{cde} (g_{\nu\sigma}g_{\varrho\mu} - g_{\mu\sigma}g_{\varrho\nu}) + f_{ace}f_{bed} (g_{\mu\sigma}g_{\varrho\nu} - g_{\mu\nu}g_{\sigma\varrho}) + \right. \\ \left. + f_{ade}f_{bce} (g_{\mu\nu}g_{\sigma\varrho} - g_{\mu\varrho}g_{\sigma\nu}) \right)$$

TODO: Abb70 b)

8 Tiefinelastische Streuung

Mit einem hochenergetischen Elektronenmikroskop kann man die (nahezu) freien Quarks in einem Proton sehen:

$e + p \rightarrow e' + X$	inklusiv
$e + p \rightarrow e' + h + X$	semi-inklusiv/semi-exklusiv
$e + p \rightarrow e' + h_1 + h_2$	exklusiv

X sind beliebige Teilchen, die nicht gemessen werden und h steht für ein Hadron.

Inklusive Messung:

TODO: Abb71

Exklusive Messung zum Beispiel:

TODO: Abb72

Man kann hier die räumliche Quarkverteilung und J_q messen.

Wir betrachten hier nur den inklusiven Fall.

8.1. Minimale Parametrisierung

Die minimale Parametrisierung führt auf die Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$.

TODO: Abb 73

Häufige Darstellung:

TODO: Abb74

Analog zum optischen Theorem.

$$\frac{1}{p^2 - m^2 + i\epsilon} = \mathcal{P} \left(\frac{1}{p^2 - m^2} \right) - \pi i \delta(p^2 - m^2)$$

Da $L_{\mu\nu}$ symmetrisch ist, muss man nur den symmetrischen Anteil von $W^{\mu\nu}$ betrachten. Allgemeiner Ansatz:

$$W^{\mu\nu} = A(q^2, P_i \cdot q) P_i^\mu P_i^\nu + B(q^2, P_i \cdot q) (P_i^\mu q^\nu + P_i^\nu q^\mu) + C(q^2, P_i \cdot q) q^\mu q^\nu + D(q^2, P_i \cdot q) g^{\mu\nu}$$

Die Konstanten können nur von Lorentz-Skalaren abhängen, nämlich q^2 , $P_i \cdot q$ und $P_i^2 = M_p^2$.

Wegen der Eichinvarianz fordern wir:

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$$

$$0 = q_\mu W^{\mu\nu} = Aq \cdot P_i P_i^\nu + B(q P_i q^\nu + q^2 P_i^\nu) + Cq^2 q^\nu + Dq^\nu =$$

$$= \underbrace{(AqP_i + Bq^2)}_{=0} P_i^\nu + \underbrace{(BqP_i + Cq^2 + D)}_{=0} q^\nu$$

Es folgt:

$$B = -A \frac{qP_i}{q^2} \qquad C = -D \frac{1}{q^2} + A \frac{(qP_i)^2}{(q^2)^2}$$

Man erhält:

$$W^{\mu\nu} = A \left(P_i^\mu - q^\mu \frac{q \cdot P_i}{q^2} \right) \left(P_i^\nu - q^\nu \frac{q \cdot P_i}{q^2} \right) + D \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right)$$

Definitionen:

$$P_i \cdot q =: \nu \text{ (oder } \nu M_N)$$

$$Q := \sqrt{-q^2} > 0$$

$$x := \frac{Q^2}{2\nu} \text{ (bzw. } \frac{Q^2}{2M_N\nu})$$

$$F_1(x, Q^2) := -D(q \cdot P_i, q^2)$$

$$F_2(x, Q^2) := \nu A(q \cdot P_i, q^2)$$

Dies sind die unpolarisierten Strukturfunktionen.

TODO: Rest

9 DGLAP-Gleichung

Parton-Modell:

$$\int_0^1 x (u_p(x) + \overline{u}_p(x) + d_p(x) + \overline{d}_p(x) + \dots) dx \approx 0,5$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \Theta(k^0) \delta((p+q-k)^2) \Theta(p^0+q^0-k^0) \cdot \\ &\cdot \frac{1}{6} \sum_s \sum_{i,j=1}^3 \sum_{a=1}^8 Q_q^2 q_e^2 g^2 \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{ij} \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{ji} \cdot \\ &\cdot \left(\overline{u}(p,s) \gamma_{\mu'} \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\epsilon} \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\epsilon} \gamma_\mu u(p,s) + \right. \\ &+ \overline{u}(p,s) \gamma^\nu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\epsilon} \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\epsilon} \gamma_\nu u(p,s) + \\ &+ \overline{u}(p,s) \gamma^\nu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\epsilon} \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\epsilon} \gamma_\mu u(p,s) + \\ &\left. + \overline{u}(p,s) \gamma_{\mu'} \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\epsilon} \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\epsilon} \gamma_\nu u(p,s) \right) \end{aligned}$$

Kombinatorischer Faktor: Wir entwickeln in zweiter Ordnung, also:

$$\frac{1}{2!} (\mathcal{H}_{\text{em}}^I + \mathcal{H}_{\text{QCD}}^I)^2 \rightarrow \frac{2}{2!} \mathcal{H}_{\text{em}}^I \cdot \mathcal{H}_{\text{QCD}}^I$$

Also ist der kombinatorische Faktor hier 1.

$$\frac{1}{3} \sum_a \text{tr} \left(\frac{\lambda^a}{2} \frac{\lambda^a}{2} \right) = \frac{1}{12} \sum_a 2 = \frac{8}{6} = \frac{4}{3} =: C_F$$

Es folgt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \Theta(k^0) \delta((p+q-k)^2) \Theta(p^0+q^0-k^0) \frac{1}{2} \sum_s Q_q^2 q_e^2 g^2 \frac{4}{3} \cdot \\ &\cdot \left(\overline{u}(p,s) \gamma_{\mu'} \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\epsilon} \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\epsilon} \gamma_\mu u(p,s) + \right. \\ &+ \overline{u}(p,s) \gamma^\nu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\epsilon} \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\epsilon} \gamma_\nu u(p,s) + \\ &\left. + \overline{u}(p,s) \gamma^\nu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\epsilon} \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\epsilon} \gamma_\mu u(p,s) + \right. \end{aligned}$$

$$+ \bar{u}(p, s) \gamma_{\mu'} \frac{\not{p} + \not{q}}{(p+q)^2 + i\varepsilon} \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k}}{(p-k)^2 + i\varepsilon} \gamma_\nu u(p, s) \Big)$$

Mandelstamm-Variablen:

$$s = (p+q)^2 = (p+q-k+k)^2 = \underbrace{(p+q-k)^2}_{=0} + \underbrace{k^2}_{=0} + 2k(p+q-k) = 2k(p+q)$$

$$t = (p-k)^2 = -2pk$$

Nehme zunächst $t \neq 0$ an.

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \frac{1}{2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \Theta(k^0) \delta((p+q-k)^2) \Theta(p^0+q^0-k^0) \frac{1}{2} \sum_s Q_q^2 q_e^2 g^2 \frac{4}{3} \cdot \\ &\quad \cdot \left(\bar{u}(p, s) \gamma_{\mu'} \frac{\not{p} + \not{q}}{s} \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu \frac{\not{p} + \not{q}}{s} \gamma_\mu u(p, s) + \right. \\ &\quad + \bar{u}(p, s) \gamma_\nu \frac{\not{p} - \not{k}}{t} \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k}}{t} \gamma_\nu u(p, s) + \\ &\quad + \bar{u}(p, s) \gamma_\nu \frac{\not{p} - \not{k}}{t} \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu \frac{\not{p} + \not{q}}{s} \gamma_\mu u(p, s) + \\ &\quad \left. + \bar{u}(p, s) \gamma_{\mu'} \frac{\not{p} + \not{q}}{s} \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu \frac{\not{p} - \not{k}}{t} \gamma_\nu u(p, s) \right) = \\ &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \Theta(k^0) \delta((p+q-k)^2) \Theta(p^0+q^0-k^0) \frac{1}{3} Q_q^2 q_e^2 g^2 \cdot \\ &\quad \cdot \left(\text{tr}(\gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q}) \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu (\not{p} + \not{q}) \gamma_\mu \not{p}) \frac{1}{s^2} + \right. \\ &\quad + \text{tr}(\gamma^\nu (\not{p} - \not{k}) \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu (\not{p} - \not{k}) \gamma_\nu \not{p}) \frac{1}{t^2} + \\ &\quad + \text{tr}(\gamma^\nu (\not{p} - \not{k}) \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu (\not{p} + \not{q}) \gamma_\mu \not{p}) \frac{1}{ts} + \\ &\quad \left. + \text{tr}(\gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q}) \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu (\not{p} - \not{k}) \gamma_\nu \not{p}) \frac{1}{ts} \right) = \\ &=? \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \Theta(k^0) \delta((p+q-k)^2) \Theta(p^0+q^0-k^0) \frac{1}{3} Q_q^2 q_e^2 g^2 \cdot \\ &\quad \cdot (-2) \left(\text{tr}(\gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q}) \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu (\not{p} + \not{q}) \gamma_\mu \not{p}) \frac{1}{s^2} + \right. \\ &\quad + \text{tr}((\not{p} - \not{k}) \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu (\not{p} - \not{k}) \gamma_\nu \not{p}) \frac{1}{t^2} + \\ &\quad + \text{tr}(\gamma^\nu (\not{p} - \not{k}) \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\nu (\not{p} + \not{q}) \gamma_\mu \not{p}) \frac{1}{ts} + \\ &\quad \left. + \text{tr}(\gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q}) \gamma^\nu (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu (\not{p} - \not{k}) \gamma_\nu \not{p}) \frac{1}{ts} \right) = \\ &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \Theta(k^0) \delta((p+q-k)^2) \Theta(p^0+q^0-k^0) \frac{1}{3} Q_q^2 q_e^2 g^2 \cdot \\ &\quad \cdot (-2) \left(\text{tr}(\gamma_{\mu'} \not{k} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \not{k} \gamma_\mu \not{p}) \frac{1}{s^2} + \right. \\ &\quad \left. + \text{tr}(\not{k} \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \gamma_\mu \not{k} \not{p}) \frac{1}{t^2} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \text{tr} \left((\not{p} - \not{k}) \gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \not{p} \gamma_{\mu} (\not{p} + \not{q}) \right) \frac{1}{ts} + \\
& + \text{tr} \left(\gamma_{\mu'} (\not{p} + \not{q}) (\not{p} - \not{k}) \gamma_{\mu} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \not{p} \right) \frac{1}{ts} \Big) = \\
& =: \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(k^2) \Theta(k^0) \delta((p+q-k)^2) \Theta(p^0+q^0-k^0) \frac{1}{3} Q_q^2 q_e^2 g^2 \cdot S_{\mu\mu'}
\end{aligned}$$

Wir brauchen nur zwei linear unabhängige Linearkombinationen, um die Korrekturen zu $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ zu berechnen.

1. Linearkombination:

$$\begin{aligned}
p^\mu p^{\mu'} S_{\mu\mu'} & \stackrel{p^2=0}{=} 4 \text{tr} (\not{k} \not{p} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \not{p} \not{k} \not{p}) \frac{1}{t^2} = \\
& = 4 \text{tr} \left(\underbrace{\not{p} \not{k}}_{=2kp - \not{k} \not{p}} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \underbrace{\not{p} \not{k}}_{=2kp - \not{k} \not{p}} \right) \frac{1}{t^2} = \\
& = 4 (2kp)^2 \text{tr} (\not{p} (\not{q} - \not{k})) \frac{1}{t^2} = 4 \underbrace{\frac{(2kp)^2}{t^2}}_{=1} (p(q-k)) = 4(p(q-k)) =: 4u
\end{aligned}$$

2. Linearkombination:

$$\begin{aligned}
g^{\mu\mu'} S_{\mu\mu'} & = -2 \text{tr} (\not{p} \not{k} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \not{k}) \frac{1}{s^2} - \\
& - 2 \text{tr} (\not{p} \not{k} (\not{p} + \not{q} - \not{k}) \not{k}) \frac{1}{t^2} + \\
& + 4(p+q)(p-k) \text{tr} (\not{p} (\not{q} - \not{k})) \frac{1}{st} = \\
& = -8 \frac{t}{s} - 8 \frac{s}{t} + 16 \frac{Q^2 u}{st}
\end{aligned}$$

Im Folgenden unterscheiden wir zwischen

$$\frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} \rightarrow \Delta F_{1,2}^{\text{quark}}$$

von der Änderung auf dem Nukleonenniveau F_s^N .

$$x = \frac{Q^2}{2p_i q}$$

Das Bjorken x ist:

$$x_{\text{Bj}} = \frac{Q^2}{2P_i q} = \frac{Q^2}{2p_i q} \xi_q = x \xi_q$$

ξ_q ist der Impulsanteil des Quarks.

Auslaufendes Quark hat Impuls $p_i + q$.

$$0 = (p_i + q)^2 = p_i^2 + 2p_i q + q^2 = 2p_i q - Q^2$$

Da nun der auslaufende Zustand aus zwei Teilchen besteht, gilt diese Gleichung nicht mehr und somit ist $\xi_q \neq 1$.

$$\Delta F_2^{eN}(x_{\text{Bj}}, Q^2) = \sum_q \int d\xi_q f_q(\xi_q) \int_0^1 dx \xi_q \delta(x_{\text{Bj}} - x\xi_q) \Delta F_2^{\text{quark},q}(x, Q^2)$$

Lineare Unabhängigkeit:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \left(-g_{\mu\mu'} + \frac{q_\mu q_{\mu'}}{q^2} \right) \Delta F_1^{\text{qu}}(x, Q^2) + \\ &+ \frac{1}{\nu} \left(p_\mu - q_\mu \frac{pq}{q^2} \right) \left(p_{\mu'} - q_{\mu'} \frac{pq}{q^2} \right) \Delta F_2^{\text{qu}}(x, Q^2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p^\mu p^{\mu'} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \dots = \frac{\nu^3}{\alpha^4} (\Delta F_2^{\text{qu}}(x, Q^2) - 2x \Delta F_1^{\text{qu}}(x, Q^2)) \\ g^{\mu\mu'} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \dots = -3 \Delta F_1^{\text{qu}}(x, Q^2) + \frac{\nu}{Q^2} F_2^{\text{qu}}(x, Q^2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p^\mu p^{\mu'} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \dots = -\frac{2\alpha_s \alpha Q_q^2}{3\pi} \frac{\pi}{4\nu} \int_{-2\nu}^0 dt S_{\mu\mu'} p^\mu p^{\mu'} \\ g^{\mu\mu'} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= \dots = -\frac{2\alpha_s \alpha Q_q^2}{3\pi} \frac{\pi}{4\nu} \int_{-2\nu}^0 dt \underbrace{S_{\mu\mu'} g^{\mu\mu'}}_{\sim \frac{t}{s} + \frac{s}{t} + 2Q^2 \frac{2\nu+t}{st}} \end{aligned}$$

Das Integral divergiert also logarithmisch! Woher kommen die Beiträge für $t \rightarrow 0$?

Im Breit-Bezugssystem gilt:

TODO: Abb75; Breit-Bezugssystem

$$\begin{aligned} (q^\mu) &= (0, 0, 0, Q) \\ (p^\mu) &= (p, 0, 0, -p) \\ (k^\mu) &= (k, k_1, k_2, k \cos(\vartheta)) \\ k &:= \left\| \vec{k} \right\| \end{aligned}$$

$$t = -2pk = p \left\| \vec{k} \right\| (1 + \cos(\vartheta))$$

Dies verschwindet in zwei Fällen:

1. Soft Gluon Limes: $\left\| \vec{k} \right\| \rightarrow 0$

Strahlungskorrektur muss berücksichtigt werden.

TODO: Abb77!!!

Bloch-Nordsiek-Theorem (streng bewiesen für QED):

Alle Infrarot-Divergenzen heben sich exakt weg.

TODO: Abb79!!! unendlich viele Photonen mit unendlich geringer Energie $P(\omega) \sim \frac{1}{\omega}$

2. Kollinearer Limes: $\cos(\vartheta) \rightarrow -1$

TODO: Abb76

Hierbei handelt es sich um echte Physik!

Füge eine Cutoff ein:

$$\begin{aligned} g^{\mu\mu'} \frac{1}{4\pi} w_{\mu\mu'} &= -\frac{2\alpha_s \alpha Q_q^2}{3\pi} \frac{\pi}{4\nu} \int_{-2\nu}^{-\lambda^2} dt S_{\mu\mu'} g^{\mu\mu'} = \dots = \\ &= \frac{4\alpha_s \alpha Q_q^2}{3} \left(2 \frac{1+x^2}{1-x} \ln \left(\frac{\lambda^2}{Q^2} x \right) - \frac{1}{1-x} + \frac{4x}{1-x} \right) \end{aligned}$$

$$\Delta \left(\frac{1}{2x} F_2^{\text{qu}} - 3F_1^{\text{qu}} \right) = \frac{4\alpha_s \alpha Q_q^2}{3} \left(2 \frac{1+x^2}{1-x} \ln \left(\frac{\lambda^2}{Q^2} x \right) - \frac{1}{1-x} + \frac{4x}{1-x} \right)$$

$$\Delta (F_2^{\text{qu}} - 2xF_1^{\text{qu}}) = \frac{16\alpha_s \alpha Q_q^2}{3} x^2$$

$$\begin{aligned} F_2^{\text{qu}}(x, Q^2) - F_2^{\text{qu}}(x, Q_0^2) &= \Delta F_2^{\text{qu}}(x, Q^2) - \Delta F_2^{\text{qu}}(x, Q_0^2) = \\ &= -\frac{4\alpha_s \alpha Q_q^2}{3} 2x \frac{1+x^2}{1-x} \ln \left(\frac{Q_0^2}{Q^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_2^{eN}(x_{\text{Bj}}, Q^2)}{\partial \ln(Q^2)} &= \sum_q \int_{x_{\text{Bj}}}^1 d\xi_q f_q(\xi_q) \frac{\partial F_2^{\text{qu}}(x, Q^2)}{\partial \ln(Q^2)} = \\ &= \sum_q \int_{x_{\text{Bj}}}^1 d\xi_q f_q(\xi_q) \frac{8\alpha_s \alpha Q_q^2}{3} \frac{x_{\text{Bj}}}{\xi_q} \frac{1 + \left(\frac{x_{\text{Bj}}}{\xi_q} \right)^2}{1 - \frac{x_{\text{Bj}}}{\xi_q}} = \\ &\stackrel{!}{=} \sum_q Q_q^2 q_e^2 x_{\text{Bj}} \frac{\partial \tilde{f}_q(x_{\text{Bj}}, Q^2)}{\partial (\ln(Q^2))} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \tilde{f}_q(x_{\text{Bj}}, Q^2)}{\partial (\ln(Q^2))} := \int_{x_{\text{Bj}}}^1 \frac{d\xi_q}{\xi_q} \underbrace{\frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{4}{3} \frac{1 + \left(\frac{x_{\text{Bj}}}{\xi_q} \right)^2}{1 - \frac{x_{\text{Bj}}}{\xi_q}}}_{=: P_{qq}} f_q(\xi_q, Q^2)$$

Dies ist die DGLAP-Gleichung.

TODO: Abb78

P_{qq} heißt Quark-Quark-Splitting-Funktion.

TODO: Abb80

Mit Zusatzbeitrag:

$$\frac{\partial \tilde{f}_q(x_{\text{Bj}}, Q^2)}{\partial (\ln(Q^2))} := \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{x_{\text{Bj}}}^1 \frac{d\xi_q}{\xi_q} \frac{4}{3} \frac{1 + \left(\frac{x_{\text{Bj}}}{\xi_q} \right)^2}{1 - \frac{x_{\text{Bj}}}{\xi_q}} (f_q(\xi_q, Q^2) - f_q(x_{\text{Bj}}, Q^2))$$

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \rightsquigarrow \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right)_+$$

Die $(\dots)_+$ -Vorschrift besagt:

$$\int_{x_{Bj}}^1 \frac{dy}{y} (\dots)_+ f(y) := \int_{x_{Bj}}^1 \frac{dy}{y} (\dots) (f(y) - f(x_{Bj}))$$

TODO: Abb81

$$P_{Gq}(z) = P_{qq}(1-z) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z}$$

Weitere Splitting-Funktionen:

TODO: Abb82

$$P_{qG} = \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2)$$

TODO: Abb83

$$P_{GG}(z) = \dots$$

Singlett-Verteilung:

$$\Sigma(x, \ln(Q^2)) = \sum_{q \in \{u, d, s, \dots\}} (f_q(x, Q^2) + f_{\bar{q}}(x, Q^2))$$

Non-Singlett-Verteilung ($i \neq j \in \{u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots\}$):

$$\Delta_{ij}(x, \ln(Q^2)) := f_{qi}(x, Q^2) - f_{qj}(x, Q^2)$$

Mit der Definition $t := \ln(Q^2)$ und der Flavour-Zahl N_f sind die DGLAP-Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta_{ij}(x, t)}{\partial t} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \Delta_{ij}(y, t) \\ \frac{\partial \Sigma(x, t)}{\partial t} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \Sigma(y, t) + 2N_f P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, t) \right) \\ \frac{\partial G(x, t)}{\partial t} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right) \Sigma(y, t) + P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, t) \right) \end{aligned}$$

TODO: Abb84

$\alpha_s(t)$ beschreibt das Laufen der Kopplungskonstanten.

Man definiert *Momente der Verteilungsfunktion* für $n \in \mathbb{N}_{\geq 1}$:

$$\int_0^1 dx \cdot x^{n-1} \Delta_{ij}(x, \ln(Q^2))$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial (\ln(Q^2))} \int_0^1 dx \cdot x^{n-1} \Delta_{ij}(x, \ln(Q^2)) &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \underbrace{\int_0^1 dx \int_x^1 dy \frac{x^{n-1}}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)}_{=\int_0^1 dy \int_0^y dx} \Delta_{ij}(y, \ln(Q^2)) = \\ &\stackrel{x=yz}{\stackrel{dx=ydz}{=}} \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_0^1 dy \cdot y^{n-1} \Delta_{ij}(y, \ln(Q^2)) \int_0^1 dz z^{n-1} P_{qq}(z) \end{aligned}$$

Man erhält durch Ableiten nach $\ln(Q^2)$ einer Potenz die Dimension:

$$\frac{\partial}{\partial \ln(Q^2)} Q^d = \frac{Q}{2} dQ^{d-1} = \frac{d}{2} Q^d$$

Daher definiert man

$$\frac{\alpha_s}{2\pi} \int_0^1 dz z^{n-1} P_{qq}(z) =: -\frac{g^2}{2} \gamma_{0n}^{qq}$$

und nennt γ_{0n}^{qq} die anomale Dimension.

TODO: Plot Koch-Kurve 1. drei Schritte; Dimension $\frac{\ln(4)}{\ln(3)} > 1$

TODO: Abb85

Die anomalen Dimensionen sind die Hausdorff-Dimensionen der Splitting-Funktionen.

Universalität der Verteilungsfunktion: Die Abhängigkeit von Q^2 ist für jeden Prozess gleich.

10 Die laufende Kopplungskonstante $\alpha_S(Q^2)$

TODO: Abb86

TODO: Abb87

b_4 -Graph:

$$\int d^d q \frac{1}{q^2 + i\varepsilon} \quad \begin{array}{l} \text{dimensionale} \\ \text{Regularisierung} \end{array} 0$$

b_2 -Graph:

TODO: Abb88

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\mu'}^{aa'}(b_2) = & \underbrace{\frac{1}{2}}_{\text{komb. Faktor}} g^2 \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left(f_{abc} \left(g_{\mu\lambda} (k-q)_\nu + g_{\nu\mu} (-q-2k)_\lambda + g_{\nu\lambda} (2q+k)_\mu \right) \right) \cdot \\ & \left(f_{a'cb} \left(g_{\mu'\lambda} (k-q)^\nu + g_{\mu'\nu} (-q-2k)^\lambda + g^{\nu\lambda} (2q+k)_{\mu'} \right) \right) \frac{-i}{(q+k)^2 + i\varepsilon} \frac{-i}{q^2 + i\varepsilon} \end{aligned}$$

Kombinatorische Faktoren:

TODO: Abb89

Jedes $g_{\mu\lambda} k_\nu$ entspricht einer Möglichkeit. Wir haben schon $6 \cdot 6$ Möglichkeiten hingeschrieben, es bleibt also noch $\frac{36}{2} \cdot \frac{1}{36} = \frac{1}{2}$.

TODO: Abb90; Anderes Beispiel

TODO: Abb91; weiteres Beispiel

Feynman-Parameter:

$$\begin{aligned} \frac{1}{(q+k)^2 + i\varepsilon} \frac{1}{q^2 + i\varepsilon} &= \int_0^1 dz \frac{1}{\left(z(q+k)^2 + (1-z)q^2 + i\varepsilon \right)^2} = \\ &= \int_0^1 dz \frac{1}{(q^2 + 2zqk + zk^2 + i\varepsilon)^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z(q+k)^2 + (1-z)q^2 + i\varepsilon &= q^2 + 2zqk + zk^2 + i\varepsilon = \\ &= (q + zk)^2 - z^2 k^2 + zk^2 + i\varepsilon = \\ &= (q + zk)^2 + z(1-z)k^2 + i\varepsilon \end{aligned}$$

Substitution $q_\mu \rightarrow q_\mu - zk_\mu$:

$$\int_0^1 dz \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{aq_\mu q_{\mu'} + b_{\mu'} q_\mu + b_\mu q_{\mu'} + c_{\mu\mu'}}{(q^2 - z(1-z)k^2 + i\varepsilon)^2}$$

Der lineare Term kann gestrichen werden und nach einer Wickrotation geht $q_\mu q_{\mu'}$ in $\frac{1}{4}g_{\mu\mu'}q_E^2$ über:

$$-\mathbf{i} \int_0^1 dz \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\frac{a}{4}g_{\mu\mu'}q_E^2 + c_{\mu\mu'}}{(-q_E^2 - z(1-z)k^2 + \mathbf{i}\varepsilon)^2}$$

Löse mit Masterformel.

$$\int_0^1 dz z^\alpha (1-z)^\beta = \frac{\Gamma(\alpha+1)\Gamma(\beta+1)}{\Gamma(2+\alpha+\beta)}$$

Man erhält:

$$\Pi_{\mu\mu'}^{aa'}(b_2) = -\mathbf{i} \frac{g^2}{16\pi^2} \delta^{aa'} \frac{N}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} + \ln \left(\frac{\mu^2}{-k^2} \right) \right) (-19g_{\mu\mu'}k^2 + 22k_\mu k_{\mu'})$$

TODO: Kapitel 6.2 des QCD-Skriptes

11 Das Funktionalintegral

Das Funktionalintegral $\int \mathcal{D}[q]$ ist ein Integral über alle möglichen (beliebig unstetigen) Funktionen $q(t), q(x^\mu)$.

Bemerkung: In der kanonischen Quantisierung sind die Kommutatoren zur gleichen Zeit proportional zu $\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y})$. Dies entspricht dem Funktionenraum aller, auch beliebig unstetiger Funktionen.

Zur Berechnung des Funktionalintegrals betrachten wir eine Entwicklung nach einem Basissystem des Funktionenraums aus Stufenfunktionen.

TODO: Abb92

$$q(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k u_k(t)$$

$$q_n(t) := \sum_{k=1}^n \alpha_k u_k(t)$$

Im Allgemeinen ist diese Basis überabzählbar, aber diesen Fall betrachten wir nicht. Zum Beispiel für Funktionen auf dem Intervall $[0, 1]$ kann man wie folgt eine abzählbare Basis wählen:

TODO: Abb93

Definition:

$$\int \mathcal{D}[q] F[q] := \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha_n F(\alpha_1, \dots, \alpha_n) \cdot \mathcal{M}_n$$

Das Integrationsmaß \mathcal{M}_n muss so gewählt werden, dass das Funktionalintegral endliche Werte liefert. Wir brauchen nur die Annahme, dass \mathcal{M}_n existiert.

11.1. Beispiel: ϕ^4 -Theorie

Behauptung: Für

$$F[j] := D \int \mathcal{D}[\phi] e^{i \int d^4x (\mathcal{L}(\phi(x)) + j(x)\phi(x))}$$

gilt:

$$\frac{1}{F(0)} \frac{\delta^2 F[j]}{\delta j(y_1) \delta j(y_2)} \Big|_{j=0} \stackrel{!}{=} \left\langle 0 \left| T \left\{ \hat{\phi}(y_1) \hat{\phi}(y_2) e^{-i \int d^4x \frac{\lambda}{4!} (\hat{\phi}(x))^4} \right\} \right| 0 \right\rangle$$

Beweis:

1. Schritt: Trennung des freien und Wechselwirkungsanteils in $\mathcal{L}(x)$:

$$F[j] = D \int \mathcal{D}[\phi] e^{-i \frac{\lambda}{4!} \int d^4x (\phi(x))^4} e^{-i \int d^4y (\frac{1}{2} \phi(y)(\square + m^2) \phi(y) - j(y) \phi(y))}$$

$$\frac{\delta}{\delta j(x)} e^{i \int d^4y' j(y') \phi(y')} = i \int d^4y'' \delta^{(4)}(x - y'') \phi(y'') e^{i \int d^4y' j(y') \phi(y')} =$$

$$= i \phi(x) e^{i \int d^4y' j(y') \phi(y')}$$

Damit kann man schreiben:

$$F[j] = D \int \mathcal{D}[\phi] e^{-i \frac{\lambda}{4!} \int d^4x \left(\frac{\delta}{\delta j(x)} \right)^4} e^{-i \int d^4y (\frac{1}{2} \phi(y)(\square + m^2) \phi(y) - j(y) \phi(y))} =$$

$$= D e^{-i \frac{\lambda}{4!} \int d^4x \left(\frac{\delta}{\delta j(x)} \right)^4} \int \mathcal{D}[\phi] e^{-i \int d^4y (\frac{1}{2} \phi(y)(\square + m^2) \phi(y) - j(y) \phi(y))}$$

(Dabei gehen wir davon aus, dass man das Funktionalintegral und die Funktionalableitungen vertauschen darf.)

„Quadratische Ergänzung“: Bei der Subtraktion eines konstanten Terms ändert sich das Funktionalintegral nicht.

$$\phi(y) \rightarrow \phi(y) - \int d^4y' \Delta_F(y - y') j(y')$$

Nun gilt:

$$(\square_y + m^2) \Delta_F(y - y') = -\delta^{(4)}(y - y')$$

Es folgt:

$$\int d^4y \left(\frac{1}{2} \phi(y) (\square + m^2) \phi(y) - j(y) \phi(y) \right)$$

$$\rightarrow \int d^4y \frac{1}{2} \left(\phi(y) - \int d^4y' \Delta_F(y - y') j(y') \right) (\square + m^2) \left(\phi(y) - \int d^4y' \Delta_F(y - y') j(y') \right)$$

$$- j(y) \left(\phi(y) - \int d^4y' \Delta_F(y - y') j(y') \right) =$$

$$= \int d^4y \frac{1}{2} \phi(y) (\square + m^2) \phi(y) - \underbrace{\frac{1}{2} \phi(y) (\square_y + m^2) \int d^4y' \Delta_F(y - y') j(y')}_{=-j(y)} -$$

$$- \frac{1}{2} \int d^4y' \Delta_F(y - y') j(y') \left(\underbrace{\square_y + m^2}_{2 \text{ part.Int.}} \phi(y) + \right)$$

$$+ \frac{1}{2} \int d^4y' d^4y'' \Delta_F(y - y') j(y') (\square_y + m^2) \Delta_F(y - y'') j(y'') - j(y) \phi(y) =$$

$$= \int d^4y \frac{1}{2} \phi(y) (\square + m^2) \phi(y) + \frac{1}{2} \int d^4y' d^4y'' \Delta_F(y - y') j(y') (\square_y + m^2) \Delta_F(y - y'') j(y'')$$

$$F[j] = e^{-i \frac{\lambda}{4!} \int d^4x \left(\frac{\delta}{\delta j(x)} \right)^4} \cdot e^{-\frac{i}{2} \int d^4y d^4y' j(y) \Delta_F(y - y') j(y')} \underbrace{D \int \mathcal{D}[\phi] e^{-\frac{i}{2} \int d^4y \phi(y) (\square + m^2) \phi(y)}}_{=: C = \text{konst.}}$$

Wir wählen nun D so, dass $C = 1$ ist. (Dabei nehmen wir an, dass das Funktionalintegral nicht divergiert und nicht gegen Null konvergiert.)

Beispiel:

Ordnung λ^0 :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta^2 F[j]}{\delta j(y_1) \delta j(y_2)} \right|_{j=0} &= \frac{1}{\delta j(y_1)} \left(-\frac{\mathbf{i}}{2} \cdot 2 \right) \int d^4 y j(y) \Delta_F(y - y_2) e^{-\frac{\mathbf{i}}{2} \int d^4 y d^4 y' j(y) \Delta_F(y - y') j(y')} \Big|_{j=0} = \\ &= -\mathbf{i} \int d^4 y \delta^{(4)}(y - y_1) \Delta_F(y - y_2) e^{-\frac{\mathbf{i}}{2} \int d^4 y d^4 y' j(y) \Delta_F(y - y') j(y')} \Big|_{j=0} = \\ &= -\mathbf{i} \Delta_F(y_1 - y_2) \end{aligned}$$

Ordnung λ^1 :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta^2 F[j]}{\delta j(y_1) \delta j(y_2)} \right|_{j=0} &= -\mathbf{i} \frac{\lambda}{4!} \int d^4 x \left(\frac{\delta}{\delta j(x)} \right)^4 \left(-\mathbf{i} \Delta_F(y_1 - y_2) - \int d^4 y j(y) \Delta_F(y - y_2) \int d^4 y' j(y') \Delta_F(y' - y_1) \right. \\ &\quad \left. \cdot e^{-\frac{\mathbf{i}}{2} \int d^4 z d^4 z' j(z) \Delta_F(z - z') j(z')} \right) \Big|_{j=0} = \\ &= -\mathbf{i} \Delta_F(y_1 - y_2) \left(-\frac{\mathbf{i}}{2} \lambda \right) \left(\frac{1}{2} \Delta_F(x - x) \right)^2 - \mathbf{i} \frac{\lambda}{2} \int d^4 x \Delta_F(x - y_2) \Delta_F(x - y_1) \Delta_F(x - x) \\ &\equiv \left\langle 0 \left| T \left\{ \hat{\phi}(y_1) \hat{\phi}(y_2) e^{-\mathbf{i} \int d^4 x \frac{\lambda}{4!} (\hat{\phi}(x))^4} \right\} \right| 0 \right\rangle \end{aligned}$$

TODO: Abb94

In Ordnung λ^n hat man:

$$\begin{aligned} \text{Funktionalintegral:} & \quad \left(\frac{\delta^4}{(\delta j)^4} \right)^n \frac{\delta^2}{\delta j(y_1) \delta j(y_2)} \\ \text{Kanonische Quantisierung:} & \quad \left(\hat{\phi}^4 \right)^n \hat{\phi}(y_1) \hat{\phi}(y_2) \end{aligned}$$

Bei der kanonischen Quantisierung verwendet man das Wicksche Theorem und wandelt Paare von $\hat{\phi}$ in Propagatoren um.

Beim Funktionalintegral bleiben wegen der Auswertung an $j = 0$ nur solche Beiträge, wo eine Ableitung auf die Exponentialfunktion wirkt und einen Faktor j produziert und eine weitere Ableitung dieses j wieder vernichtet. Daher muss man Paare von Ableitungen bilden und erhält Propagatoren.

Die Bildungsgesetze, das heißt die Kombinationen beziehungsweise Permutationen und kombinatorischen Faktoren sind identisch. Also sind beide Verfahren äquivalent im störungstheoretischen Sinne.

11.2. Die Behandlung von Fermionen

Fermionen erfüllen das Pauli-Prinzip, weswegen die beschreibenden Felder antikommutieren müssen. In der Kanonischen Quantisierung wird dies durch die Antikommutatoren der Feldoperatoren beschrieben. Für die Funktionalintegralquantisierung benötigt man nun antikommutierende Zahlen, eine sogenannte *Grassmann-Algebra*.

Definition: Seien c_i, c_j Grassmann-Zahlen und $\cdot \cdot \cdot$ die „Multiplikation“, so gelte:

$$c_i \cdot c_j = -c_j \cdot c_i$$

Insbesondere folgt:

$$\begin{aligned} c_i \cdot c_i &= -c_i \cdot c_i \\ 2c_i \cdot c_i &= 0 \\ (c_i)^2 &= 0 \end{aligned}$$

Die allgemeinste Funktion ist daher:

$$\begin{aligned} f(c_i) &= f_i + g_i c_i \\ F(c_1, \dots, c_n) &= \prod_{i=1}^n (f_i + g_i c_i) \end{aligned}$$

Definition der Integralrechnung:

$$\int dc_i 1 := 0 \qquad \int dc_i \cdot c_i := 1$$

Definition der Ableitung:

$$\frac{\partial 1}{\partial c_j} := 0 \qquad \frac{\partial c_i}{\partial c_j} = \delta_{ij} \qquad \frac{\partial}{\partial c_j} \frac{\partial}{\partial c_i} = -\frac{\partial}{\partial c_i} \frac{\partial}{\partial c_j}$$

Es gilt:

$$\int da_1 db_1 \dots da_N db_N e^{-\sum_{i,j=1}^N a_i Q_{ij} b_j} = \det(Q)$$

$$\int d\bar{\psi}(x_1) d\psi(x_1) d\bar{\psi}(x_2) d\psi(x_2) \dots d\bar{\psi}(x_N) d\psi(x_N) e^{-\sum_{i,j} \bar{\psi}(x_i) \hat{D}_{ij} \psi(x_j)} = \det(\hat{D}_{ij})$$

\hat{D}_{ij} hängt nur von den Eichfeldern A_μ ab.

Beweis

$$I = \int da_1 db_1 \dots da_N db_N e^{-\sum_{i,j=1}^N a_i Q_{ij} b_j}$$

Wegen $\int da_j 1 = 0$ und $\int da_j a_j = 1$ verschwinden alle Integrale außer über Produkte von N Faktoren $a_i b_j$, weswegen nur der N -te Term der Entwicklung beiträgt:

$$\begin{aligned} I &= \frac{(-1)^N}{N!} \int da_1 db_1 \dots da_N db_N \left(\sum_{i,j=1}^N a_i Q_{ij} b_j \right)^N = \\ &= \frac{(-1)^N}{N!} \int da_1 db_1 \dots da_N db_N \sum_{\sigma \in \mathfrak{S}(N)} N! a_1 Q_{1\sigma(1)} b_{\sigma(1)} \dots a_N Q_{N\sigma(N)} b_{\sigma(N)} = \\ &= (-1)^N \int da_1 db_1 \dots \underbrace{da_N (-a_N)}_{=-1} db_N b_{\sigma(N)} \sum_{\sigma \in \mathfrak{S}(N)} a_1 Q_{1\sigma(1)} b_{\sigma(1)} \dots Q_{N\sigma(N)} = \\ &= (-1)^N (-1)^N \sum_{\sigma \in \mathfrak{S}(N)} \text{sign}(\sigma) Q_{1\sigma(1)} \dots Q_{N\sigma(N)} = \det(Q) \end{aligned}$$

□

Diese Aussage macht wieder eigentlich nur Sinn für diskretisierte Räume (Gitter), da zum Beispiel die Determinante des Ableitungsoperators nicht sinnvoll definiert ist.

Erweiterung auf Felder a_j an Orten x_k :

$$\begin{aligned} c_i &\rightarrow a_j(x_k) \\ i &\rightarrow (j, k) \end{aligned}$$

$$\begin{array}{ccc} \underbrace{(1, 1)}_{i=1} & \underbrace{(1, 2)}_{i=2} & \underbrace{(1, 3)}_{i=4} \dots \\ \underbrace{(2, 1)}_{i=3} & \underbrace{(2, 2)}_{i=5} & (2, 3) \dots \\ \underbrace{(3, 1)}_{i=6} & (3, 2) & (3, 3) \dots \\ & & \vdots \end{array}$$

Es folgt:

$$a_{j_1}(x_{k_1}) a_{j_2}(x_{k_2}) = -a_{j_2}(x_{k_2}) a_{j_1}(x_{k_1})$$

$$\int d(a_j(x_i)) a_{j'}(x_{i'}) = \delta_{jj'} \delta_{ii'}$$

Definition:

$$\int \mathcal{D}[a] F[a] := \lim_{N \rightarrow \infty} \int da_1(x_1) \dots da_1(x_N) da_2(x_1) \dots da_2(x_N) \dots da_k(x_N) F(a_i(x_j))$$

Kontinuuumslimes:

$$\frac{\delta a_i(x)}{\delta a_j(x')} = \delta_{ij} \delta^{(4)}(x - x')$$

Das *Erzeugende Funktional* für Dirac-Felder sieht genauso aus wie das für ϕ -Felder:

$$F[\bar{\zeta}, \zeta] := D \int \mathcal{D}[\bar{\psi}, \psi] e^{i \int d^4x (\mathcal{L}_{\text{Dirac}}(x) + \bar{\zeta}(x) \psi(x) + \bar{\psi}(x) \zeta(x))}$$

Dabei sind ζ und $\bar{\zeta}$ Grassman-wertige Hilfsfelder.

$$\begin{aligned} \psi(x) \psi(y) &= -\psi(y) \psi(x) \\ \bar{\psi}_i(x) \psi_j(y) &= -\psi_j(y) \bar{\psi}_i(x) \\ \zeta(x) \psi(y) &= -\psi(y) \zeta(x) \end{aligned}$$

„Quadratische Ergänzung“ (Dies ist immer möglich, da der freie Anteil immer quadratisch ist, weil ein Feld rein und eines wieder raus geht.):

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow \psi(x) - \int d^4y' S_F(x - y') \zeta(y') \\ \bar{\psi}(x) &\rightarrow \bar{\psi}(x) - \int d^4y' \bar{\zeta}(y') S_F(x - y') \end{aligned}$$

Damit erhält man:

$$\begin{aligned} F[\bar{\zeta}, \zeta] &= D \int \mathcal{D}[\bar{\psi}, \psi] e^{\mathbf{i} \int d^4x \bar{\psi}(x)(\hat{p}-m)\psi(x) - \mathbf{i} \int d^4y d^4y' \bar{\zeta}(y) S_F(y-y') \zeta(y')} = \\ &= F[0, 0] \cdot e^{-\mathbf{i} \int d^4y d^4y' \bar{\zeta}(y) S_F(y-y') \zeta(y')} \end{aligned}$$

$$\frac{1}{F[0, 0]} \frac{\delta^2 F}{\delta \bar{\zeta}(y) \delta \zeta(z)} \Big|_{\zeta=\bar{\zeta}=0} = (-\mathbf{i}) (-1) S_F(y-z)$$

Der Faktor (-1) kommt daher, dass die Ableitung $\frac{\delta}{\delta \zeta(z)}$ mit $\bar{\zeta}$ vertauscht werden muss und beide Grassman-wertig sind.

Der Wechselwirkungs-Term der QED:

$$\begin{aligned} \int \mathcal{D}[\bar{\psi}, \psi, A_\mu] e^{\mathbf{i} \int d^4x [\mathcal{L}_0(x) - q_e \bar{\psi}_j(x) (\mathcal{A}(x))_{jk} \psi_k(x) + \bar{\zeta} \psi + \bar{\psi} \zeta + A^\mu J_\mu]} = \\ = e^{-\mathbf{i} q_e \int d^4x \left(-\mathbf{i} (\gamma_\mu)_{jk} \frac{\delta}{\delta \zeta_j(x)} \frac{\delta}{\delta \bar{\zeta}_j(x)} \frac{\delta}{\delta J_\mu(x)} \right)} \cdot \int \mathcal{D}[\bar{\psi}, \psi, A^\mu] e^{\mathbf{i} \int d^4x (\mathcal{L}_0 + \bar{\zeta} \psi + \bar{\psi} \zeta + A^\mu J_\mu)} \end{aligned}$$

11.3. Amputierte, Irreduzible n -Punkte-Greens-Funktion

Für die ϕ^4 -Theorie gilt:

$$\begin{aligned} F[j] &= D \int \mathcal{D}[\phi] e^{\mathbf{i} \int d^4x (\mathcal{L}(\phi(x)) + j(x)\phi(x))} \\ G_N(x_1, \dots, x_N) &= \frac{\delta^N F}{\delta j(x_1) \dots \delta j(x_N)} \Big|_{j=0} \hat{=} \langle 0 | T \left\{ \hat{\phi}(x_1) \dots \hat{\phi}(x_N) e^{\mathbf{i} \int d^4x \mathcal{L}_{\text{int}}(\phi(x))} \right\} | 0 \rangle \end{aligned}$$

TODO: Abb95

Zweipunktfunktion:

TODO: Abb96

1. Schritt: Betrachte $\frac{F[j]}{F[0]}$, denn $F[0]$ entspricht einem Normierungsfaktor, weil es bei allen Termen vorkommt. Man muss also keine Vakuumgraphen berechnen.
2. Schritt:

$$\begin{aligned} Z^{\text{con}}[j] &:= -\mathbf{i} \ln \left(\frac{F[j]}{F[0]} \right) \\ \frac{F[j]}{F[0]} &= e^{\mathbf{i} Z^{\text{con}}[j]} \end{aligned}$$

Nun liefert

$$\frac{\delta^N Z^{\text{con}}}{\delta j(x_1) \dots \delta j(x_N)} \Big|_{j=0}$$

alle zusammenhängenden N -Punkte-Funktionen, zum Beispiel die 4-Punkt-Funktion:

TODO: Abb97

3. Schritt: Zerlegung in zwei Graphen durch zerschneiden einer Linie.

TODO: Abb98

Ein Graph heißt irreduzibel, wenn man ihn nicht durch zerschneiden einer Linie in Untergraphen zerlegen kann.

Ein amputierter Graph ist ein Graph von dem die äußeren Propagatoren entfernt wurden. Die amputierten irreduziblen Graphen bilden den minimalen Satz, der zur Kenntnis aller Graphen benötigt wird.

Das erzeugende Funktional

$$\Gamma[\tilde{\phi}] := Z^{\text{con}}[j] - \int d^4x j(x) \tilde{\phi}(x, j)$$

generiert die amputierten irreduziblen Green'schen Funktionen. (Vergleiche Legendre-Transformation.) Die amputierte irreduzible 2-Punkte-Funktion ist:

$$\left. \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta \tilde{\phi}(z, j) \delta \tilde{\phi}(x, j)} \right|_{\tilde{\phi}=0}$$

Bemerkung:

$$\frac{\delta Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x)} =: \tilde{\phi}(x, j)$$

Durch

$$\frac{\delta \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(x, j)} = -j(x)$$

wird implizit Γ definiert. Diese beiden Gleichungen werden in obiger Definition von Γ zusammengefasst. Es folgt:

$$\begin{aligned} \int d^4z \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(x_1) \delta j(z)} \left. \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta \tilde{\phi}(z, j) \delta \tilde{\phi}(x_2, j)} \right|_{j \text{ fest}} &= \int d^4z \frac{\delta \tilde{\phi}(z, j)}{\delta j(x_1)} \left(-\frac{\delta j(x_2)}{\tilde{\phi}(z, j)} \right) = \int d^4z \frac{\delta \tilde{\phi}(z, j)}{\delta j(x_1)} \left(-\frac{\tilde{\phi}(z, j)}{\delta j(x_2)} \right)^{-1} \\ &= -\frac{\delta j(x_2)}{\delta j(x_1)} = -\delta(x_1 - x_2) \end{aligned}$$

Die amputierte irreduzible Greensfunktion ist:

$$(\square_x + m^2) \frac{\delta Z^{\text{con}}}{\delta j(x) \delta j(y)} (\overleftarrow{\square}_y + m^2)$$

In niedrigster Ordnung:

TODO: Abb99

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\delta^2}{\delta j(x_2) \delta j(x_3)} \int d^4z_1 \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x_1) \delta j(z_1)} \left. \frac{\delta^2 \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(z_4, j) \delta \tilde{\phi}(z_1, j)} \right|_{j, \tilde{\phi}=0} = \\ &= \frac{\delta}{\delta j(x_2)} \left(\int d^4z_1 \frac{\delta^3 Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x_1) \delta j(z_1) \delta j(x_3)} \frac{\delta^2 \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(z_4, j) \delta \tilde{\phi}(z_1, j)} + \right. \\ &\quad \left. + \int d^4z_1 \int d^4z_3 \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x_1) \delta j(z_1)} \frac{\delta^3 \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(z_4, j) \delta \tilde{\phi}(z_1, j) \delta \tilde{\phi}(z_3, j)} \underbrace{\frac{\delta \tilde{\phi}(z_3)}{\delta j(x_3)}}_{= \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_3) \delta j(x_3)}} \right) \Big|_{j, \tilde{\phi}=0} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int d^4 z_1 \frac{\delta^4 Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x_1) \delta j(z_1) \delta j(x_3) \delta j(x_2)} \frac{\delta^2 \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(z_4, j) \delta \tilde{\phi}(z_1, j)} + \\
&\quad + \int d^4 z_1 d^4 z_2 d^4 z_3 \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x_1) \delta j(z_1)} \frac{\delta^4 \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(z_1, j) \delta \tilde{\phi}(z_2, j) \delta \tilde{\phi}(z_3, j) \delta \tilde{\phi}(z_4, j)} \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_2) \delta j(x_2)} \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_3) \delta j(x_3)} \Big|_{j, \tilde{\phi}=0}
\end{aligned}$$

Die ϕ^4 -Theorie hat keine n -Punkt-Funktionen mit ungeradem n , weswegen entsprechende Terme weggelassen wurden. Multipliziere mit $\frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_4) \delta j(x_4)}$ und integriere über z_4 .

$$\int d^4 z_4 \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_4) \delta j(x_4)} \frac{\delta^2 \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(z_4, j) \delta \tilde{\phi}(z_1, j)} = -\delta^{(4)}(x_4 - z_1)$$

Man erhält:

$$\begin{aligned}
\frac{\delta^4 Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x_1) \delta j(x_2) \delta j(x_3) \delta j(x_4)} \Big|_{j=0} &= \int d^4 z_1 d^4 z_2 d^4 z_3 d^4 z_4 \frac{\delta^4 \Gamma[\tilde{\phi}]}{\delta \tilde{\phi}(z_1, j) \delta \tilde{\phi}(z_2, j) \delta \tilde{\phi}(z_3, j) \delta \tilde{\phi}(z_4, j)} \Big|_{\tilde{\phi}=0} \cdot \\
&\quad \cdot \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}[j]}{\delta j(x_1) \delta j(z_1)} \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_2) \delta j(x_2)} \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_3) \delta j(x_3)} \frac{\delta^2 Z^{\text{con}}}{\delta j(z_4) \delta j(x_4)} \Big|_{j=0}
\end{aligned}$$

TODO: Abb100

TODO: Abb101

11.4. Die Ward-Identität der QED

$$F[J_\mu, \bar{\zeta}, \zeta] = D \int \left(\prod_\mu \mathcal{D}[A_\mu] \right) \mathcal{D}[\psi] \mathcal{D}[\bar{\psi}] \cdot \exp \left(i \int d^4 x (\mathcal{L}_{\text{QED}}(x) + J_\mu(x) A^\mu(x) + \bar{\zeta}(x) \psi(x) + \bar{\psi}(x) \zeta(x)) \right)$$

Eich-Transformation:

$$\begin{aligned}
A_\mu(x) &\rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu \Lambda(x) \\
\psi(x) &\rightarrow e^{-iq_e \Lambda(x)} \psi(x) \\
\bar{\psi}(x) &\rightarrow \bar{\psi}(x) e^{iq_e \Lambda(x)}
\end{aligned}$$

$\mathcal{D}[\psi] \mathcal{D}[\bar{\psi}]$ ist invariant, da die Faktoren $e^{-iq_e \Lambda(x)}$ und $e^{iq_e \Lambda(x)}$ sich aufheben. A_μ wird nur verschoben, was das Funktionalintegral nicht ändert. Da \mathcal{L}_{QED} auch eichinvariant ist, ändern sich nur die übrigen Terme im Exponenten:

$$F[J_\mu, \bar{\zeta}, \zeta] \rightarrow D \int \mathcal{D}[A_\mu, \psi, \bar{\psi}] e^{i \int d^4 x' (\mathcal{L}_{\text{QED}} + J_\mu A^\mu + J_\mu \partial^\mu \Lambda + \bar{\zeta} e^{-iq_e \Lambda} \psi + \bar{\psi} e^{iq_e \Lambda} \zeta)}$$

Eichinvarianz von F bedeutet:

$$\begin{aligned}
0 &= \frac{\delta F}{\delta \Lambda(x)} \Big|_{\Lambda=0} = D \int \mathcal{D}[A_\mu, \psi, \bar{\psi}] (-i \partial^\mu J_\mu(x) + q_e \bar{\zeta}(x) \psi(x) - q_e \bar{\psi}(x) \zeta(x)) e^{i \int d^4 x' (\mathcal{L}_{\text{QED}} + J_\mu A^\mu + \bar{\zeta} \psi + \bar{\psi} \zeta)} = \\
&= \left(-i \partial^\mu J_\mu(x) - i q_e \bar{\zeta}(x) \frac{\delta}{\delta \bar{\zeta}(x)} + i q_e \zeta(x) \frac{\delta}{\delta \zeta(x)} \right) F[J_\mu, \zeta, \bar{\zeta}] =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \left(-\mathbf{i}\partial^\mu J_\mu(x) - \mathbf{i}q_e\bar{\zeta}(x) \frac{\delta}{\delta\bar{\zeta}(x)} + \mathbf{i}q_e\zeta(x) \frac{\delta}{\delta\zeta(x)} \right) F[0,0,0] e^{\mathbf{i}Z^{\text{con}}[J_\mu,\bar{\zeta},\zeta]} = \\
&= \left(-\mathbf{i}\partial^\mu J_\mu(x) + q_e\bar{\zeta}(x) \frac{\delta Z^{\text{con}}}{\delta\bar{\zeta}(x)} - q_e\zeta(x) \frac{\delta Z^{\text{con}}}{\delta\zeta(x)} \right) F[0,0,0] e^{\mathbf{i}Z^{\text{con}}[J_\mu,\bar{\zeta},\zeta]}
\end{aligned}$$

Dies schreiben wir nun auf amputierte, irreduzible Greensfunktionen um:

$$\Gamma[\tilde{A}_\mu, \tilde{\psi}, \tilde{\bar{\psi}}] = Z^{\text{con}}[J_\mu, \bar{\zeta}, \zeta] - \int d^4x \left(J_\mu(x) \tilde{A}^\mu(x) + \bar{\zeta}(x) \tilde{\psi}(x) + \tilde{\bar{\psi}}(x) \zeta(x) \right)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\delta Z^{\text{con}}}{\delta J_\mu(x)} &= \tilde{A}^\mu(x, J_\lambda) & \frac{\delta Z^{\text{con}}}{\delta \bar{\zeta}(x)} &= \tilde{\psi}(x, \bar{\zeta}) & \frac{\delta Z^{\text{con}}}{\delta \zeta(x)} &= -\tilde{\bar{\psi}}(x, \bar{\zeta}) \\
\frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{A}_\mu(x, J_\lambda)} &= -J_\mu(x) & \frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{\psi}(x, J_\lambda)} &= \bar{\zeta}(x) & \frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{\bar{\psi}}(x, J_\lambda)} &= -\zeta(x)
\end{aligned}$$

$$0 = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{A}_\mu(x, J_\lambda)} + q_e \frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{\psi}(x, J_\lambda)} \tilde{\psi}(x, \bar{\zeta}) - q_e \frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{\bar{\psi}}(x, J_\lambda)} \tilde{\bar{\psi}}(x, \bar{\zeta})$$

Hieraus folgt zum Beispiel:

$$\begin{aligned}
0 &= \frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{\bar{\psi}}(z)} \frac{\delta}{\delta \tilde{\psi}(y)} 0 \Big|_{\tilde{\bar{\psi}}, \tilde{\psi}, \tilde{A}_\mu=0} = \\
&= \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\delta^3 \Gamma}{\delta \tilde{A}_\mu(x) \delta \tilde{\bar{\psi}}(z) \delta \tilde{\psi}(y)} - q_e \underbrace{\frac{\delta^2 \Gamma}{\delta \tilde{\bar{\psi}}(z) \delta \tilde{\psi}(x)} \delta^{(4)}(x-y)}_1 - q_e \frac{\delta \Gamma}{\delta \tilde{\psi}(y) \delta \tilde{\bar{\psi}}(x)} \delta^{(4)}(x-z)
\end{aligned}$$

Fourier-Transformation mit Impuls-Erhaltung:

$$\int d^4x d^4y d^4z e^{\mathbf{i}(p_x x + p_y y + p_z z)} \delta^{(4)}(p_x + p_y + p_z)$$

Für 1 gilt:

$$\begin{aligned}
&\int d^4x d^4y d^4z e^{\mathbf{i}(p_x x - (p_x + p_y)y + p_z z)} \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta \tilde{\bar{\psi}}(z) \delta \tilde{\psi}(x)} \delta^{(4)}(p_x + p_y + p_z) \delta^{(4)}(x-y) = \\
&= \delta^{(4)}(p_x + p_y + p_z) \underbrace{\int d^4x d^4z e^{\mathbf{i}p_z(z-x)} \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta \tilde{\bar{\psi}}(z) \delta \tilde{\psi}(x)}}_{=: \Gamma_{0|1|1}(p_z)} = \\
&=: \delta^{(4)}(p_x + p_y + p_z) \Gamma_{0|1|1}(-p_x - p_y)
\end{aligned}$$

Die Indizes bei Γ stehen für Ableitungen nach A^μ , $\tilde{\bar{\psi}}$ beziehungsweise $\tilde{\psi}$. Insgesamt folgt:

$$0 = \left(-p_{x\mu} \Gamma_{1|1|1}^\mu(p_x, p_y) - q_e \Gamma_{0|1|1}(-p_x - p_y) + q_e \Gamma_{0|1|1}(-p_y) \right) \delta^{(4)}(p_x + p_y + p_z)$$

In niedrigster Ordnung gilt:

TODO: Abb102

$$\Gamma_{1|1|1}^\mu(p_x, p_y) = q_e \gamma^\mu$$

$$\Gamma_{0|1|1}^\mu(p) = S_F^{-1}(p) = \not{p} - m$$

Damit erhalten wir:

$$\left(-p_{x\mu} q_e \gamma^\mu - q_e \left(-\not{p}_x - \not{p}_y - m \right) + q_e \left(-\not{p}_y - m \right) \right) = 0$$

Dies gilt sowohl für die renormierte als auch für die nicht-renormierte Theorie. Renormiert:

$$\left(-p_{x\mu} Z_{1|1|1} \Gamma_{1|1|1}^\mu(p_x, p_y) - q_e Z_{0|1|1} \Gamma_{0|1|1}(-p_x - p_y) + q_e Z_{0|1|1} \Gamma_{0|1|1}(-p_y) \right) = 0$$

Im engeren Sinne ist die Ward-Identität:

$$Z_{1|1|1} = Z_{0|1|1}$$

TODO: Abb103

Deshalb trägt in der QED nur die Vakuum-Polarisation zur Renormierung der Ladung bei.

11.5. Erzeugendes Funktional für Eichfelder

Problem: In $\int \mathcal{D}[A_\mu]$ integriert man über unendlich viele äquivalente Eichkopien. Das Ziel ist nur jeweils über einen Vertreter zu integrieren. Dazu wird eine Eichung festgelegt.

Bemerkung:

- Ist dies eindeutig möglich? Für nicht-abelsche Eichtheorien ist dies das Gribov-Problem ($\partial^\mu A \sim \frac{1}{g}$).
- Dies ist kein Problem für Gitter-QCD, da es nur endlich viele Feldkonfigurationen gibt.

Zunächst betrachten wir nur endlich viele Variablen und das Integral

$$\int dx_1 \dots dx_N F(x_1, \dots, x_N)$$

mit L Nebenbedingungen $f_l(x_j) = 0$ für $l \in \{1, \dots, L\}$.

1. Methode: Auflösen nach $x_N(x_1, \dots, x_{N-L}), \dots, x_{N-L+1}(x_1, \dots, x_{N-L})$

$$\int dx_1 \dots dx_{N-L} F(x_1, \dots, x_{N-L}, x_{N-L+1}(x_1, \dots, x_{N-L}), \dots, x_N(x_1, \dots, x_{N-L}))$$

2. Methode:

$$\int dx_1 \dots dx_N \prod_{l=1}^L \delta(f_l(x_1, \dots, x_N)) \frac{\partial(f_1 \dots f_L)}{\partial(x_{N-L+1} \dots x_N)} F(x_1, \dots, x_N)$$

Der Grenzfall der 2. Methode für $N \rightarrow \infty$, das heißt für eine kontinuierliche Variable x ist:

$$\int \mathcal{D}[A_\mu^a] \prod_{x,a} \delta(\mathcal{F}^a[A_\mu^b, x]) \left[\det \left(\frac{\delta \mathcal{F}^a[A_\mu^{gc}, x]}{\delta \Theta^b(y)} \right) \right]_{\Theta^b=0} F[A_\mu^b]$$

Das unendliche Produkt der δ -Distributionen ist zu verstehen als Grenzwert eines immer feineren Gitters von Raum-Zeit-Punkten. Dabei ist g eine beliebige infinitesimale Eichtransformation

mit den Eichwinkeln Θ^b . Das gerade diese Determinante auftritt ist nicht offensichtlich und wird daher noch gezeigt.

Wir wollen nun die Determinante in eine Exponentialfunktion umwandeln, sodass man den Exponent einfach als zusätzlichen Term in der Lagrangedichte interpretieren kann.

$$\left[\det \left(\frac{\delta \mathcal{F}^a[A_\mu^{gc}, x]}{\delta \Theta^b(y)} \right) \right]_{\Theta^b=0} \rightarrow \int \mathcal{D} [\bar{\eta}^a, \eta^b] e^{-i \int d^4x d^4y \bar{\eta}^a(x) \frac{\delta \mathcal{F}^a[A_\mu^{gc}, x]}{\delta \Theta^b(y)} \Big|_{\Theta^b=0} \eta^b(y)}$$

Diese Terme beschreiben die Geist-Felder mit denen man einfach rechnen kann.

Der zweite mathematische Trick erlaubt auch das Produkt der δ -Distributionen

$$\prod_{x,a} \delta \left(\mathcal{F}^a[A_\mu^b, x] \right)$$

als Exponentialfunktion zu schreiben. Es sei $D \in \mathbb{R}_{>0}$ so gewählt, dass das Gaußsche Integral normiert ist:

$$D \int \mathcal{D} [B^b(x)] e^{-\frac{i}{2\alpha} \int dx B^b(x) B^b(x)} = 1$$

Wenn $\mathcal{F}^a = 0$ eine Eichung ist, ist auch $\mathcal{F}^a[A_\mu^b, x] = B^a(x)$ eine Eichung.

$$\begin{aligned} \prod_{x,a} \delta \left(\mathcal{F}^a[A_\mu^b, x] \right) &\rightarrow D \int \mathcal{D} [B^a(x)] \left(\prod_{x,a} \delta \left(\mathcal{F}^a[A_\mu^b, x] - B^a(x) \right) \right) e^{-\frac{i}{2\alpha} \int dx B^a(x) B^a(x)} = \\ &= D e^{-\frac{i}{2\alpha} \int dx \mathcal{F}^a[A_\mu^b, x] \mathcal{F}^a[A_\mu^b, x]} \end{aligned}$$

Dabei ist die Funktionaldeterminante gleich Eins, da die Konstante B^b nicht von Θ^b abhängt.

Wir leiten nun die Determinante in obiger Formel her. Zerlege dazu das Funktionalintegral:

$$\int \mathcal{D} [A_\mu^a] = \int \underbrace{\mathcal{D} [A_\mu^{a'}]}_{\text{keine Eichkopien}} \underbrace{\mathcal{D} [g]}_{\text{Eichungen}}$$

Wir schreiben daher für ein beliebiges Funktionalintegral mit einer beliebigen (eichinvarianten) Funktion.

$$\begin{aligned} \int \mathcal{D} [A_\mu^a] f(A_\mu^a) e^{iS - i \int d^4x J_\mu^a(x) A^{a\mu}(x)} \left(\prod_{a,x} \delta(\mathcal{F}^a(x)) \right) \cdot \Delta = \\ = \underbrace{\int \mathcal{D} [A_\mu^{a'}] \int \mathcal{D} [g] \left(\prod_{a,x} \delta(\mathcal{F}^a[A_\mu^{gb'}, x]) \right)}_{\stackrel{!}{=} 1} \cdot \Delta \cdot f(A_\mu^a) e^{iS - i \int d^4x J_\mu^a(x) A^{a\mu}(x)} \end{aligned}$$

$$\Delta^{-1} [A_\mu^{b'}] = \int \mathcal{D} [g] \left(\prod_{a,x} \delta(\mathcal{F}^a[A_\mu^{gb'}, x]) \right)$$

Bemerkung: Die Wirkung $S[A_\mu^{b'}]$ ist eichunabhängig, ebenso wie physikalische Größen f . Der Term mit dem Strom $J_\mu^a(x) A^{a\mu}(x)$ hängt zwar von der Eichung ab, aber in der neuen Eichung definiert man einen neuen Strom, sodass es physikalisch keine Rolle spielt.

Man muss nur infinitesimale Eichungen betrachten, da sonst $\delta(\mathcal{F}^a)$ Null liefert.

$$\begin{aligned} \int \mathcal{D}[g] &\rightarrow \int \prod_{a=1}^8 \mathcal{D}[\Theta^a] \prod_{a,x} \delta(\mathcal{F}[A_\mu^{gb'}, x]) = \\ &= \int \prod_{a=1}^8 \mathcal{D}[\Theta^a] \left(\prod_{a,x} \delta(\Theta^a(x)) \right) \left[\det \left(\frac{\delta \mathcal{F}[A_\mu^{gb'}, x]}{\delta \Theta^b(y)} \right) \Big|_{\Theta^b=0} \right]^{-1} = \\ &= \left[\det \left(\frac{\delta \mathcal{F}[A_\mu^{gb'}, x]}{\delta \Theta^b(y)} \right) \Big|_{\Theta^b=0} \right]^{-1} = \Delta^{-1} \end{aligned}$$

1. Beispiel: Die transversale Eichung

$$\mathcal{F}^a(x) = \partial^\mu A_\mu^a(x) = 0$$

Infinitesimale Eich-Transformation:

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \underbrace{e^{-ig\Theta^a(x)\frac{\lambda^a}{2}}}_{=:U(x)} \psi(x) = \left(1 - ig\Theta^a(x)\frac{\lambda^a}{2} \right) \psi(x) \\ gA^b(x)\frac{\lambda^b}{2} &\rightarrow U(x)gA^c\frac{\lambda^c}{2}U^{-1}(x) - g\left(\partial_\mu\Theta^b\right)\frac{\lambda^b}{2} = \\ &= gA^c\frac{\lambda^c}{2} + ig^2A^c \underbrace{\left[\frac{\lambda^c}{2}, \frac{\lambda^a}{2}\right]}_{=:f_{cab}\frac{\lambda^b}{2} = -if_{acb}\frac{\lambda^b}{2}} \Theta^a(x) - g\left(\partial_\mu\Theta^b\right)\frac{\lambda^b}{2} \\ A_\mu^{gb}(x) &= A_\mu^b(x) + gf_{acb}\Theta^a(x)A_\mu^c(x) - \partial_\mu\Theta^b(x) \\ \mathcal{F}^b[A_\mu^{gc}] &= 0 + gf_{acb}(\partial^\mu\Theta^a(x))A_{\mu(x)}^c + 0 - \partial^\mu\partial_\mu\Theta^b(x) \\ \frac{\delta \mathcal{F}^b[A_\mu^{gc}, x]}{\delta \Theta^d(y)} &= \delta^{(4)}(x-y) \underbrace{\left(-\partial^\mu gf_{dcb}A_\mu^c(x) - \delta^{db}\partial^\mu\partial_\mu\right)}_{=: \mathcal{M}^{db}(x,y)} \end{aligned}$$

Die Ableitungsoperatoren in dieser Zeile wirken auf alles was von rechts multipliziert wird. (Partielle Integration)

$$\det(\mathcal{M}^{db}(x,y)) = \int \mathcal{D}[\bar{\zeta}^d, \zeta^b] e^{-i \int d^4x d^4y \bar{\zeta}^d(x) \mathcal{M}^{db}(x,y) \zeta^b(y)}$$

$$\int d^4x d^4y \bar{\zeta}^d(x) \mathcal{M}^{db}(x,y) \zeta^b(y) = - \int d^4x \left(\bar{\zeta}^d(x) \partial^\mu \partial_\mu \zeta^d(y) + g \bar{\zeta}^d(x) \partial^\mu \left(f_{dcb} A_\mu^c(x) \zeta^b(x) \right) \right)$$

Ghost-Feynman-Regeln:

- Propagator:
TODO: Abb104

$$\frac{i\delta_{db}}{k^2 + i\varepsilon} = iD_F(k)$$

- Gluon-Geist-Vertex:
TODO: Abb105

$$gf_{dbc}k_f^\mu = gf_{dbc}(k_i + q)^\mu$$

2. Beispiel: Die axiale Eichung

Für einen Lorentz-Vektor $\eta^\mu \neq 0$ gelte:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}^a[A] &= \eta^\mu A_\mu^a = 0 \\ \mathcal{F}^a[A_\mu^{gb}] &= 0 + 0 - \eta^\mu \partial_\mu \Theta^a(x) \\ \frac{\delta \eta^\mu \partial_\mu \Theta^a(x)}{\delta \Theta^b(y)} &= \delta_{ab} \delta^4(x-y) (-\eta^\mu \partial_\mu)\end{aligned}$$

Beitrag zu \mathcal{L} :

$$- \int d^4x \bar{\zeta}^a(x) \eta^\mu \partial_\mu \zeta^a(x)$$

Es gibt keinen Ghost-Vertex! Daher kann man das Integral in die Normierung stecken. In der axialen Eichung kann man also ohne Geistfelder rechnen. Warum rechnet man selten in dieser Eichung?

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{2\alpha} (n_\mu A^{a\mu}) (n_\nu A^{a\nu})$$

(Dieses α ist eine beliebige Zahl, nicht die Feinstrukturkonstante.) Der Gluonpropagator ist daher:

$$-i\delta_{ab} \frac{g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu n_\nu + k_\nu n_\mu}{k \cdot n} + \frac{n^2}{(n \cdot k)^2} n_\mu n_\nu}{}$$

Dieser Propagator ist relativ kompliziert im Vergleich zur transversalen Eichung.

12 Standardmodell der Teilchenphysik

12.1. Die Spontane Symmetriebrechung (SSB)

Die schwache Wechselwirkung verursacht Zerfälle wie:

TODO: Abb106

Versuch einer Lagrange-Dichte:

$$\mathcal{L} = \frac{G_{\Gamma^-}}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_p(x) \Gamma_\mu \psi_n(x) \bar{\psi}_e(x) \Gamma^\mu \psi_\nu(x)$$

Diese Lagrange-Dichte ist aber nicht renormalisierbar, weshalb man zunächst verbot höhere Ordnungen auszurechnen.

TODO: Abb107

Mit einem neuen Teilchen W^- kann man eine bessere Lagrange-Dichte aufstellen:

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{4} (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) (\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu) + \frac{1}{2} m_W^2 W_\mu W^\mu$$

Die Euler-Lagrange-Gleichung ist:

$$\partial_\mu \partial^\mu W_\nu - \partial^\mu \partial_\nu W_\mu + m_W^2 W_\nu = 0$$

Im Impulsraum ist das:

$$q_\mu q^\nu W_\nu - q^\mu q_\nu W_\mu - m_W^2 W_\mu = 0$$

Propagator:

$$(q_\mu q^\mu g_{\lambda\nu} - q_\lambda q_\nu - m_W^2 g_{\lambda\nu}) iG^{\lambda\lambda'}(q) = g_\nu^{\lambda'}$$

Der allgemeinste Ansatz ist:

$$G^{\lambda\lambda'}(q) = a(q^2) q^\lambda q^{\lambda'} + b(q^2) g^{\lambda\lambda'}$$

Damit folgt:

$$i \left(\underbrace{q^2 a(q^2) q_\nu q^{\lambda'}}_{r} - \underbrace{a(q^2) q^2 q_\nu q^{\lambda'}}_{y} - \underbrace{m_W^2 a(q^2) q_\nu q^{\lambda'}}_{r} + \underbrace{b(q^2) q^2 g_\nu^{\lambda'}}_{y} - \underbrace{b(q^2) q_\nu q^{\lambda'}}_{r} - \underbrace{m_W^2 g_\nu^{\lambda'} b(q^2)}_{y} \right) = \underbrace{g_\nu^{\lambda'}}_y$$

Man erhält:

$$b(q^2) = \frac{-i}{q^2 - m_W^2 + i\epsilon}$$

$$a(q^2) = -\frac{1}{m_W^2} b(q^2) = -\mathbf{i} \frac{-\frac{1}{m_W^2}}{q^2 - m_W^2 + \mathbf{i}\varepsilon}$$

$$G^{\lambda\lambda'}(q) = -\mathbf{i} \frac{g^{\lambda\lambda'} - \frac{q^\lambda q^{\lambda'}}{m_W^2}}{q^2 - m_W^2 + \mathbf{i}\varepsilon}$$

Dies führt wegen $q^\lambda q^{\lambda'}$ im Zähler zu üblen Divergenzen!

Um diese Problem zu umgehen, führt man skalare Felder (Higgs-Felder) mit einem Potential (einer Potentialdichte) ein.

$$V_\phi(x) = -\mu^2 \left(\phi^\dagger(x) \phi(x) \right) + \lambda \left(\phi^\dagger(x) \phi(x) \right)^2$$

Dabei hat μ die Dimension Energie und λ ist dimensionslos.

TODO: Abb108

Idee: Die Masse m_W wird durch den Vakuumerwartungswert des ϕ -Feldes verursacht:

$$m_W^2 W_\mu W^\mu \rightarrow \frac{\langle \phi \rangle^2}{V^2} m_W^2 W_\mu W^\mu$$

Betrachte die Lagrangedichte für ein $SU(2)$ Higgs-Dublett:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + \mathbf{i}\varphi_2(x) \\ \varphi_3(x) + \mathbf{i}\varphi_4(x) \end{pmatrix}$$

Die $\varphi_i(x)$ sind reell.

$$\mathcal{L}_\phi(x) = \left| \left(\partial_\mu - \mathbf{i}g \vec{A}_\mu \vec{\tau} \right) \phi \right|^2 + \underbrace{\mu^2 \phi^\dagger(x) \phi(x) - \lambda \left(\phi^\dagger(x) \phi(x) \right)^2}_{=-V_\phi(x)}$$

\vec{A}_μ sind die $SU(2)$ -Eichfelder.

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -\mathbf{i} \\ \mathbf{i} & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = h \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

$$h \in \mathbb{R}$$

$$\phi(x) = h \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + \mathbf{i}\varphi_2(x) \\ \varphi_3(x) + \mathbf{i}\varphi_4(x) \end{pmatrix}$$

$$\langle 0 | \varphi_i | 0 \rangle = 0$$

$$\langle 0 | V_\phi | 0 \rangle = -\mu^2 h^2 \underbrace{\left(|\alpha|^2 + |\beta|^2 \right)}_{=1} + \lambda h^4$$

Minimum:

$$0 = \frac{d \langle 0 | V_\phi | 0 \rangle}{dh} = -2\mu^2 h + 4\lambda h^3$$

$$h = \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}$$

Betrachte den Term:

$$\left| \left(-ig \vec{A}_\mu \cdot \vec{\tau} \right) \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \right|^2 =: \frac{1}{2} \underbrace{M_{ij}^2}_{\text{Massenmatrix}} A_\mu^i A^{j\mu}$$

Um das Spektrum zu erhalten, muss man M_{ij} noch diagonalisieren.

$$\begin{aligned} \left| \left(-ig \vec{A}_\mu \cdot \vec{\tau} \right) \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \right|^2 &= g^2 \frac{\mu^2}{2\lambda} \underbrace{A_\mu^i(x) A^{j\mu}(x)}_{\text{symmetrisch in } i \leftrightarrow j} \left(\begin{pmatrix} \alpha^* & \beta^* \end{pmatrix} \tau^i \tau^j \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \right) = \\ &= g^2 \frac{\mu^2}{2\lambda} A_\mu^i(x) A^{j\mu}(x) \frac{1}{2} \left(\begin{pmatrix} \alpha^* & \beta^* \end{pmatrix} (\tau^i \tau^j + \tau^j \tau^i) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \right) = \\ &[\tau^i, \tau^j] = 2\delta^{ij} \mathbb{1}_{2 \times 2} \quad g^2 \frac{\mu^2}{2\lambda} A_\mu^i(x) A^{j\mu}(x) \delta_{ij} (|\alpha|^2 + |\beta|^2) = \\ &= g^2 \frac{\mu^2}{2\lambda} A_\mu^i(x) A^{i\mu}(x) \end{aligned}$$

Alle drei Eichfelder erhalten die Masse $\frac{g\mu}{\lambda}$.

12.2. Die Massenmatrix der Higgs-Felder

$$\phi_0 := h \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = h \begin{pmatrix} a_1 + \mathbf{i}a_2 \\ a_3 + \mathbf{i}a_4 \end{pmatrix}$$

Quadratischer Term der Taylor-Reihe für V_ϕ liefert die Massenmatrix:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V_\phi}{\partial \varphi_i \partial \varphi_j} \Big|_{\phi=\phi_0} &= \frac{\partial^2}{\partial \varphi_i \partial \varphi_j} \left(-\mu^2 \sum_{m=1}^4 \varphi_m^2 + \lambda \sum_{m,n=1}^4 \varphi_m^2 \varphi_n^2 \right) \Big|_{\varphi=ha_m} = \\ &= \left(-2\mu^2 \delta_{ij} + 4\lambda \sum_{m=1}^4 \varphi_m^2 \delta_{ij} + 4\lambda \cdot 2\varphi_i \varphi_j \right) \Big|_{\varphi=ha_m} = \\ &= -2\mu^2 \delta_{ij} + 4\lambda h^2 \delta_{ij} + 8\lambda h^2 a_i a_j = \\ &= -2\mu^2 \delta_{ij} + 4\lambda \frac{\mu^2}{2\lambda} \delta_{ij} + 8\lambda \frac{\mu^2}{2\lambda} a_i a_j = 4\mu^2 a_i a_j = \\ &= 4\mu^2 \begin{pmatrix} a_1 a_1 & a_1 a_2 & a_1 a_3 & a_1 a_4 \\ a_2 a_1 & a_2 a_2 & a_2 a_3 & a_2 a_4 \\ a_3 a_1 & a_3 a_2 & a_3 a_3 & a_3 a_4 \\ a_4 a_1 & a_4 a_2 & a_4 a_3 & a_4 a_4 \end{pmatrix} = \mathcal{M}^2 \end{aligned}$$

Diagonalisieren:

$$0 = \det(\mathcal{M} - \Lambda \mathbb{1}) = (4\mu^2)^4 \det \begin{pmatrix} a_1 a_1 - \frac{\Lambda}{4\mu^2} & a_1 a_2 & a_1 a_3 & a_1 a_4 \\ a_2 a_1 & a_2 a_2 - \frac{\Lambda}{4\mu^2} & a_2 a_3 & a_2 a_4 \\ a_3 a_1 & a_3 a_2 & a_3 a_3 - \frac{\Lambda}{4\mu^2} & a_3 a_4 \\ a_4 a_1 & a_4 a_2 & a_4 a_3 & a_4 a_4 - \frac{\Lambda}{4\mu^2} \end{pmatrix}$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei $a_4 \neq 0$. Für $i \in \{1, 2, 3\}$ berechne in der Determinante:

$$(i. \text{ Zeile}) - \frac{a_i}{a_4} (4. \text{ Zeile})$$

Es folgt mit $\tilde{\Lambda} := \frac{\Lambda}{4\mu^2}$:

$$0 = \det \begin{pmatrix} -\tilde{\Lambda} & 0 & 0 & \frac{a_1}{a_4} \tilde{\Lambda} \\ 0 & -\tilde{\Lambda} & 0 & \frac{a_2}{a_4} \tilde{\Lambda} \\ 0 & 0 & -\tilde{\Lambda} & \frac{a_3}{a_4} \tilde{\Lambda} \\ a_4 a_1 & a_4 a_2 & a_4 a_3 & a_4^2 - \tilde{\Lambda} \end{pmatrix}$$

Berechne

$$(4. \text{ Spalte}) + \sum_{i=1}^3 \frac{a_i}{a_4} (i. \text{ Zeile})$$

und erhalte:

$$0 = \det \begin{pmatrix} -\tilde{\Lambda} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\tilde{\Lambda} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\tilde{\Lambda} & 0 \\ a_4 a_1 & a_4 a_2 & a_4 a_3 & \sum_{j=1}^4 a_j^2 - \tilde{\Lambda} \end{pmatrix} \stackrel{\sum_{j=1}^3 a_j^2 = 1}{=} \det \begin{pmatrix} -\tilde{\Lambda} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\tilde{\Lambda} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\tilde{\Lambda} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 - \tilde{\Lambda} \end{pmatrix}$$

Also haben 3 Higgs-Felder die Masse 0 und eines die Masse 2μ . Experimentell findet man aber keine masselosen skalaren Felder.

Es gilt ganz allgemein: Die Anzahl der massiv werdenden Eichfelder ist kleiner oder gleich der Anzahl der masselosen Higgs-Felder. (Goldstone-Theorem)

Jede spontane Symmetriebrechung führt auf Goldstone-Bosonen.

Higgs-Kibble Theorem: Die Goldstone-Freiheitsgrade gehen bei der spontanen Symmetriebrechung in die zusätzlichen Eichfeld-Freiheitsgrade über: Masselose Vektorfelder wie das Photon haben 2 Freiheitsgrade. Massive Vektorfelder haben 3 Freiheitsgrade.

12.3. Higgsfeld im Standardmodell

Im Standardmodell hat man die Eichgruppe:

$$\text{SU}(3)_c \times \underbrace{\text{SU}(2) \times \text{U}(1)}_{\text{werden gebrochen}}$$

Die Lagrange-Dichte der $\text{SU}(2) \times \text{U}(1)$ ist:

$$\mathcal{L}_{\text{Eichfeld}} = -\frac{1}{4} \left(\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \right)^2 - \frac{1}{4} (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2$$

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \left| \left(\mathbf{i} \partial_\mu - \frac{1}{2} g' B_\mu - \frac{1}{2} g \vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} \right) \Phi \right|^2 + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi \right)^2$$

Φ sei das $\text{SU}(2)$ -Dublett, das wir um den Vakuumerwartungswert

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} V \end{pmatrix}$$

entwickeln:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} V \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varphi_1 + \mathbf{i} \varphi_2 \\ \varphi_3 + \mathbf{i} \varphi_4 \end{pmatrix}$$

Die Eichfeld-Massenmatrix besteht aus den Termen mit zwei Eichfeldern und keinen φ_i -Feldern:

$$\left| \left(\frac{1}{2} \begin{pmatrix} g' B_\mu + g W_\mu^3 & 0 \\ 0 & g' B_\mu - g W_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{g}{2} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^1 - \mathbf{i} W_\mu^2 \\ W_\mu^1 + \mathbf{i} W_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{V}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right|^2$$

Fundamentale Darstellung der $\text{SU}(3) \times \text{SU}(2) \times \text{U}(1)$

Spin und Masse eines Teilchens charakterisieren eine Darstellung der Lorentzgruppe $\text{O}(1,3)$. Alle Felder transformieren sich unter der $\text{SU}(3) \times \text{SU}(2) \times \text{U}(1)$ wie folgt:

$$\psi, \phi, \dots \rightarrow \underbrace{e^{\mathbf{i} g' y \Lambda(x)}}_{\text{U}(1)} \underbrace{e^{\mathbf{i} g \vartheta^j(x) \frac{\tau^j}{2} y_{\text{SU}(2)}}}_{\text{SU}(2)} \underbrace{e^{\mathbf{i} g_{\text{QCD}} \Theta^a(x) \frac{\lambda^a}{2} y_{\text{QCD}}}}_{\text{SU}(3)} \cdot (\psi, \phi, \dots)$$

Universalität: $y_{\text{SU}(2)}, y_{\text{QCD}} \in \{0, 1\}$

Für infinitesimale Eichungen folgt:

$$\partial_\mu \psi \rightarrow \partial_\mu \psi + \left((\mathbf{i} g' y (\partial_\mu \Lambda)) + \mathbf{i} g (\partial_\mu \vartheta^j) \frac{\tau^j}{2} y_{\text{SU}(2)} + \mathbf{i} g_{\text{QCD}} (\partial_\mu \Theta^a(x)) \frac{\lambda^a}{2} y_{\text{QCD}} \right) \psi$$

Man braucht Felder, die sich so transformieren, dass die Zusatzterme verschwinden:

$$B_\mu(x), W_\mu^j(x), G_\mu^a(x)$$

Die eichinvariante Ableitung ist also:

$$\mathbf{i} D_\mu = \mathbf{i} \partial_\mu - \frac{1}{2} y g' B_\mu - \frac{1}{2} g \vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} y_{\text{SU}(2)} - \frac{1}{2} g_{\text{QCD}} G_\mu^a(x) \frac{\lambda^a}{2} y_{\text{QCD}}$$

Das Higgs-Feld ist ein Klein-Gordon-Feld:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \phi^\dagger(x) \left(-\vec{\partial}_\mu \vec{\partial}^\mu - m^2 \right) \phi - \tilde{V}_\phi(x) = \\ &= \phi^\dagger(x) \left(\overleftarrow{\partial}_\mu \vec{\partial}^\mu \right) \phi - V_\phi(x) \leadsto \|D^\mu \phi(x)\|^2 - V_\phi(x) \end{aligned}$$

Für das Higgs-Feld definieren wir $y = 1$ und legen dadurch g' fest. Außerdem nehmen wir $y_{\text{SU}(2)} = 1$, $y_{\text{QCD}} = 0$ und

$$V_\phi(x) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda \left(\phi^\dagger \phi \right)^2$$

an:

$$\mathcal{L} = \left\| \left(\mathbf{i}\partial_\mu - \frac{1}{2}g'B_\mu - \frac{1}{2}g\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} \right) \phi \right\|^2 + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Dies ist das Glashow-Salam-Weinberg-Modell (Nobelpreis 1979).

Spontane Symmetriebrechung:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{V}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + \mathbf{i}\varphi_2(x) \\ \varphi_3(x) + \mathbf{i}\varphi_4(x) \end{pmatrix}$$

$$\langle 0 | \varphi_i | 0 \rangle = 0$$

Wir wollen die Masse der Eichbosonen bestimmen. Der entsprechende Term der Lagrange-Dichte ist enthalten in:

$$\left\| \left(-\mathbf{i}\partial_\mu + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} g'B_\mu + gW_\mu^3 & 0 \\ 0 & g'B_\mu - gW_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{g}{2} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^1 - \mathbf{i}W_\mu^2 \\ W_\mu^1 + \mathbf{i}W_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} \right) \left(\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{V}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + \mathbf{i}\varphi_2(x) \\ \varphi_3(x) + \mathbf{i}\varphi_4(x) \end{pmatrix} \right) \right\|^2$$

Definiere den Weinberg-Winkel ϑ_W über das Verhältnis der Kopplungskonstanten:

$$\frac{g'}{g} = \tan(\vartheta_W)$$

Die Terme, die zwei Eichfelder enthalten, bestimmen die Masse der Eichbosonen:

$$\begin{aligned} & \left\| \frac{g}{2} \frac{V}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ B_\mu \tan(\vartheta_W) - W_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{g}{2} \frac{V}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_\mu^1 - \mathbf{i}W_\mu^2 \\ 0 \end{pmatrix} \right\|^2 = \\ & = \frac{1}{2} W_\mu^1 W^{1\mu} \underbrace{\frac{g^2 V^2}{4}}_{=: M_W^2} + \frac{1}{2} W_\mu^2 W^{2\mu} \frac{g^2 V^2}{4} + \\ & + \frac{1}{2} \underbrace{(\sin(\vartheta_W) B_\mu - \cos(\vartheta_W) W_\mu^3)^2}_{=: Z_\mu^2} \underbrace{\frac{g^2 V^2}{4 \cos^2(\vartheta_W)}}_{=: M_Z^2} + A_\mu A^\mu \cdot 0 \end{aligned}$$

Der Anteil senkrecht zu Z_μ ist:

$$A_\mu = \cos(\vartheta_W) B_\mu + \sin(\vartheta_W) W_\mu^3$$

Diese tragen nicht zum Massenterm bei und beschreiben daher masselose Teilchen (Photonen). Weiter gibt es zwei Teilchen mit Masse $M_W = \frac{gV}{2}$ und ein Teilchen mit $M_Z = \frac{M_W}{\cos(\vartheta_W)}$.

$$\begin{aligned} g'B_\mu &= g' \cos(\vartheta_W) A_\mu + g' \sin(\vartheta_W) Z_\mu \\ gW_\mu &= g \sin(\vartheta_W) A_\mu - g \cos(\vartheta_W) Z_\mu \end{aligned}$$

Die Elementarladung ergibt sich wie folgt:

$$g' \cos(\vartheta_W) = g \sin(\vartheta_W) = q_e$$

Für das W^1 -Eichfeld erhält man auch:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \frac{V}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \left(-\frac{\mathbf{i}}{2} g W_\mu^1 \right) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_\mu \begin{pmatrix} \varphi_1 + \mathbf{i}\varphi_2 \\ \varphi_3 + \mathbf{i}\varphi_4 \end{pmatrix} + \text{h.c.} +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi_1) (\partial^\mu \varphi_1) - \underbrace{\frac{1}{2} \xi_W (\partial^\mu W_\mu^1(x))^2}_{\text{eichfixierender Term}} = \\
& = \frac{Vg}{2} W_\mu^1 (-i\partial_\mu) \varphi_1(x) - \frac{1}{2} \varphi_1 (\partial_\mu \partial^\mu \varphi_1) - \frac{1}{2} \xi_W (\partial^\mu W_\mu^1(x))^2 = \\
& \stackrel{\text{part. Int.}}{=} \frac{Vg}{2} (i\partial_\mu W_\mu^1) \varphi_1(x) - \frac{1}{2} \varphi_1 (\partial_\mu \partial^\mu \varphi_1) - \frac{1}{2} \xi_W (\partial^\mu W_\mu^1(x))^2 = \\
& = -\frac{1}{2} \xi_W \left(\partial^\mu W_\mu^1(x) - i \frac{M_W}{\xi_W} \varphi_1 \right)^2 + \frac{1}{2} \varphi_1 \left(-\partial^\mu \partial_\mu + \frac{M_W^2}{\xi_W} \right) \varphi_1
\end{aligned}$$

In der Feynman-Eichung ist $\xi_W = 1$. Der erste Term entspricht der Zwangsbedingung, dass der Freiheitsgrad φ_1 identisch mit dem Freiheitsgrad W_μ^1 ist. Der zweite Term zeigt, dass φ_1 auch die Masse M_W hat. Dies ist eine Anwendung des Higgs-Kibble-Theorems.

12.4. Der Fermionische Sektor

$$\begin{aligned}
e_L(x) &= \frac{1 - \gamma_5}{2} e(x) & e_R(x) &= \frac{1 + \gamma_5}{2} e(x) \\
y_{\text{SU}(2)} &= 1 & y_{\text{SU}(2)} &= 0
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \\
B_\mu &= \cos(\vartheta_W) A_\mu + \sin(\vartheta_W) Z_\mu \\
W_\mu^3 &= \sin(\vartheta_W) A_\mu - \cos(\vartheta_W) Z_\mu
\end{aligned}$$

TODO: Abb109

Dubletts für $f \in \{e, \mu, \tau\}$:

$$L_f(x) := \begin{pmatrix} \nu_{fL}(x) \\ f_L(x) \end{pmatrix}$$

Die Lagrange-Dichte der Leptonen ist:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{Leptonen}} &= \sum_f \bar{L}_f(x) \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{1}{2} g' B_\mu y_f - \frac{1}{2} g \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu \right) L_f(x) + \\
&+ \sum_f \left(\bar{\nu}_{fR} \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \alpha_f \frac{1}{2} B_\mu \right) \nu_{fR} \right) + \\
&+ \sum_f \left(\bar{f}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \beta_f \frac{1}{2} B_\mu \right) f_R \right)
\end{aligned}$$

Der Term mit A_μ ist:

$$\bar{L}_f(x) \gamma^\mu \begin{pmatrix} -\frac{g'}{2} y_f \cos(\vartheta_W) - \frac{g}{2} \sin(\vartheta_W) & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \frac{g'}{2} y_f \cos(\vartheta_W) + \frac{g}{2} \sin(\vartheta_W) \end{pmatrix} A_\mu L_f(x)$$

Dadurch erhält man die Ladungen. Neutrinos sind ungeladen, also folgt:

$$0 = \left(-\frac{y_f}{2} - \frac{1}{2} \right) g \sin(\vartheta_W) \quad \Rightarrow \quad y_f = -1$$

Für Elektronen erhält man:

$$\left(-\frac{(-1)}{2} + \frac{1}{2}\right) g \sin(\vartheta_W) = g \sin(\vartheta_W) \stackrel{!}{=} -q_e$$

Analog folgt $\alpha_f = 0$ und $\beta_f = -2$. Für Quarks:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

Die sind Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung und keine Masseneigenzustände (vgl. CKM-Matrix).

Die Fermionenmassen schreibt man als Linearkombination aller möglichen Produkte:

$$a_{ij} \bar{\nu}_{iR} \tilde{\phi}^* \psi_{jL} + b_{ij} \bar{f}_{iR} \phi^* \psi_{jL}$$

$$\begin{aligned} \tilde{\phi} &= \left(-(\phi^0)^*, \phi^- \right) \\ \phi &= (\phi^+, \phi^0) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + \mathbf{i}\varphi_2 \\ \varphi_3 + \mathbf{i}\varphi_4 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \\ \phi^- &:= (\phi^+)^* \end{aligned}$$

Symmetriebrechung:

$$\phi^0 \rightarrow \phi^0 + \frac{V}{\sqrt{2}}$$

Massenterme koppeln links- und rechtshändige Fermionen.

$$m \bar{\psi} \mathbb{1} \psi_L = m \psi^\dagger \gamma_0 \underbrace{\frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_L}_{=\psi_L} = m \underbrace{\left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \right)^\dagger}_{\psi_R^\dagger} \gamma_0 \psi_L = m \bar{\psi}_R \psi_L$$

Schwache-Wechselwirkungsterme:

$$\bar{\psi} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_L = \psi^\dagger \gamma_0 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_L = ((1 - \gamma_5) \psi)^\dagger \gamma_0 \gamma_\mu \psi_L = \bar{\psi}_L \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_L$$

13 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.

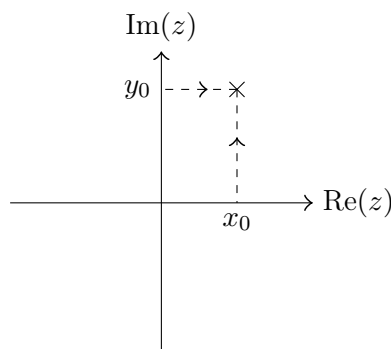


Abbildung A.1.: Der Limes muss entlang $x = x_0$ und $y = y_0$ denselben Wert ergeben.

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 Sehnepolygon gilt:

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

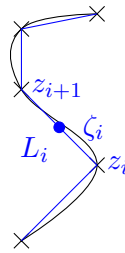


Abbildung A.2.: Sehnepolygon

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:

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

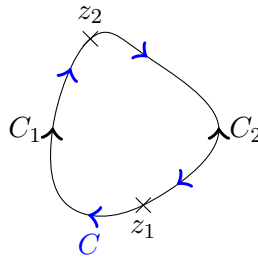


Abbildung A.3.: Wegunabhängigkeit

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 .

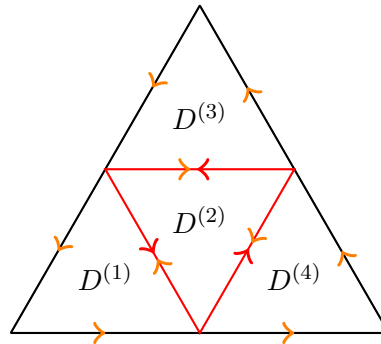


Abbildung A.4.: Zerlegung des Dreiecks

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

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.

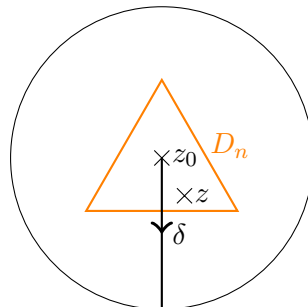


Abbildung A.5.: D_n wird für große n sehr klein.

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 .

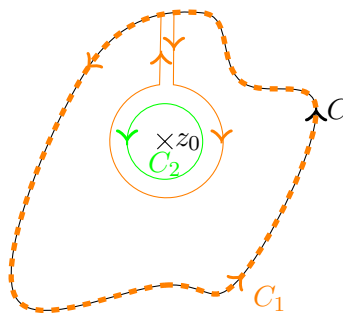


Abbildung A.6.: Zurückführung auf Integration in kleiner Umgebung der Singularität

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:

$$z = z_0 + r(\cos(t) + \mathbf{i} \sin(t))$$

$$dz = (-r \sin(t) + \mathbf{i} r \cos(t)) dt = \mathbf{i} r(\cos(t) + \mathbf{i} \sin(t)) dt = \mathbf{i} r e^{\mathbf{i} t} dt$$

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

B Fermis Goldene Regel

Herleitung von Fermis goldener Regel (vgl. JACKSON: *Elektrodynamik*):

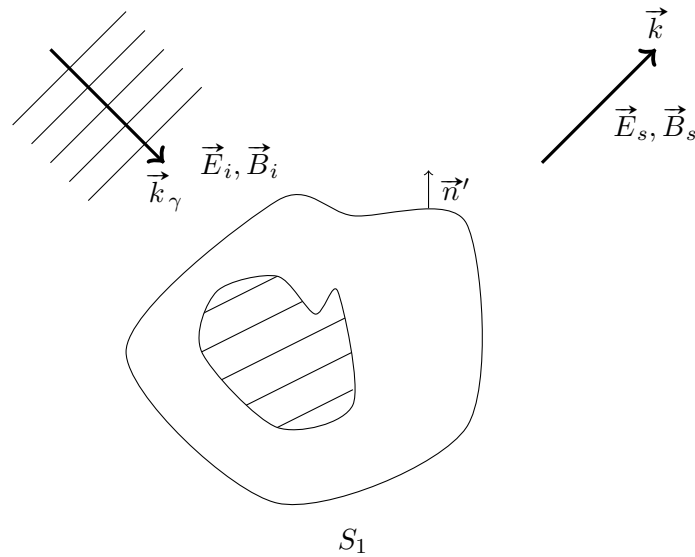


Abbildung B.1.: Streuung an kompakten Körper

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

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

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

$$\begin{aligned}P_{\text{abs}} &= -\frac{c}{8\pi} \oint_{S_1} \text{Re} \left(\vec{E} \times \vec{B}^* \right) \cdot \vec{n}' da' \\ P_{\text{scatt}} &= \frac{c}{8\pi} \oint_{s_1} \text{Re} \left(\vec{E}_s \times \vec{B}_s^* \right) \cdot \vec{n}' da'\end{aligned}$$

Die gesamte Verlustleistung der einlaufenden Welle ist:

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

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:

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

Definition des Streuquerschnitts:

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

Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch:

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

Dies ist das optische Theorem. Die Streuamplitude F berechnet man 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 $r \rightarrow \infty$.

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