

# Formfaktoren des semileptonischen $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu$ Zerfalls

Bachelorarbeit  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science

vorgelegt von  
Dimitrios Skodras  
geboren in Aschaffenburg

Lehrstuhl für Theoretische Physik IV  
Fakultät Physik  
Technische Universität Dortmund  
2014

1. Gutachter : Prof. Dr. Gudrun Hiller

2. Gutachter : Dr. Martin Jung

Datum des Einreichens der Arbeit: 14. Juli, 2014

*“Es gibt nichts Praktischeres, als eine gute Theorie.”*

*- Kant, Immanuel*

## **Kurzfassung**

Hier folgt eine kurze Zusammenfassung des Inhalts und der Ergebnisse der Arbeit in deutscher Sprache.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>V</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>VII</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>VIII</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>2</b>
2.1 Voraussetzungen moderner Physik . . . . .	2
2.1.1 Relativistische Kinematik . . . . .	2
2.1.2 Dirac-Gleichung . . . . .	3
2.1.3 Fermis Goldene Regel . . . . .	6
2.2 Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	8
2.2.1 Teilcheninhalt . . . . .	9
2.2.2 Schwache Wechselwirkung . . . . .	10
2.2.2.1 Parität . . . . .	10
2.2.2.2 Fermi-Wechselwirkung . . . . .	11

2.2.2.3	CKM-Matrix . . . . .	13
2.3	Parametrisieren von Formfaktoren . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>18</b>
3.1	Kinematische Größen . . . . .	18
3.2	Ermittlung der Formfaktoren . . . . .	19
3.2.1	Die Axialvektorformfaktoren und $f_-$ . . . . .	19
3.2.2	Fit des Formfaktors $f_+$ . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>21</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>21</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramme für GSW-Theorie (l.) und Fermi-Wechselwirkung (r.) . . . . .	11
2.2	Feynmangraph zum $D^+ \rightarrow \bar{K}_0 l^+ \nu_l$ Zerfall. . . . .	15
3.1	Zwei Zerfallsmöglichkeiten des $D^+$ -Mesons mit extremen $q^2$ -Werten. . .	18

# Tabellenverzeichnis

2.1	Kenndaten elementarer Fermionen (ohne Antiteilchen) . . . . .	9
2.2	Kenndaten der im Zerfall beteiligten Mesonen . . . . .	10



# Kapitel 1

## Einleitung

# Kapitel 2

## Theorie

Um Kenntnis über die Formfaktoren zu erlangen, ist es erforderlich, zuvor beteiligte Zusammenhänge zu beleuchten. Ein Einblick in die historische Physik des 20. Jahrhunderts soll die Grundlage für die den Zerfall entscheidende Schwache Wechselwirkung schaffen. Zuletzt wird eine Parametrisierung von Formfaktoren vorgestellt.

### 2.1 Voraussetzungen moderner Physik

Die physikalischen Errungenschaften aus der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts stellen aufgrund ihrer Richtigkeit und Exaktheit die Voraussetzungen an moderne Theorien, dass diese immer gelten müssen. Hiermit sind die spezielle Relativitätstheorie und die Quantenmechanik, sowie ihre Vereinigung, die relativistische Quantenmechanik gemeint. Davon sind im Rahmen dieser Arbeit die relativistische Kinematik, die Dirac-Gleichung sowie die störungstheoretische “Goldene Regel” von Fermi von Bedeutung.

#### 2.1.1 Relativistische Kinematik

Die SRT stellt die fundamentale Forderung, dass die Form der Naturgesetze unabhängig vom Inertialsystem gleich ist. Mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  als größte vorkommende

Geschwindigkeit ist sie ebenfalls in allen Inertialsystemen gleich groß. Die relativistische Energie-Impuls Beziehung  $E^2 = (mc^2)^2 + (\vec{p}c)^2$  beschreibt einen allgemeinen Zusammenhang zwischen der Energie  $E$ , der Masse  $m$  und dem Impuls  $\vec{p}$ . In der Hochenergiephysik ( $E_{\text{CMS}} \approx 10^4$  GeV) gilt der hochrelativistische Grenzfall, bei dem Energie hauptsächlich durch den Impuls bestimmt wird. In natürlichen Einheiten wird  $c = 1$  gesetzt, was zu  $E^2 = |\vec{p}|^2$  führt.

Zur Beschreibung der Bewegung von relativistischen Teilchen wird wegen der Energie-Impuls-Beziehung und der Verknüpfung von Raum und Zeit ( $x = t$ ) das Konzept der Vierer-Vektoren eingeführt. Es gestaltet sich so, dass die Zeit als 0. Komponente des Raums und die Energie als 0. Komponente des Impulses angesehen werden kann, was die 4-Dimensionalität zeigt [1].

$$x^\mu = (t, x, y, z)^\mu \quad \text{Vierer-Ort} \quad (2.1)$$

$$p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)^\mu \quad \text{Vierer-Impuls} \quad (2.2)$$

Der Index  $\mu$  kann ganzzahlige Werte zwischen 0 und 4 annehmen und steht für die jeweilige Komponente des Vektors. Im Gegensatz zu euklidischen Räumen kann ein Skalarprodukt zweier Vierer-Vektoren nur dann beschrieben werden, wenn einer kovariant (Index unten) und der andere kontravariant (Index oben) ist. Diese Überführung geschieht durch die Minkowskimetrik, die die Norm unter Lorentz-Transformationen konstant lässt

$$p^2 = p^\mu \eta_{\mu\nu} p^\nu = p^\mu p_\mu = E^2 - \vec{p}^2 = m^2, \quad (2.3)$$

was wieder die relativistische Energie-Impuls-Beziehung ist. Die Einsteinsche Summenkonvention wird hierbei angewandt.

### 2.1.2 Dirac-Gleichung

Aus der nicht-relativistischen Schrödinger-Gleichung als quantenmechanische Wellengleichung ergibt sich durch erste Quantisierung [2] eine Ersetzung von Energie und

Impuls durch partielle Differentialoperatoren

$$E \rightarrow i\hbar\partial_t, \quad p \rightarrow -i\hbar\nabla.$$

Da die Schrödinger-Gleichung nicht lorentzinvariant ist, sind andere Ansätze durchgeführt worden, die der zuvor genannten Energie-Impuls-Beziehung  $p^\mu p_\mu = m^2$  genügen. Die Klein-Gordon-Gleichung für spinlose Teilchen, die aus ihr direkt folgt, ist zwar relativistisch korrekt, weist jedoch keine positiv definite Wahrscheinlichkeitsdichte auf. Die Dirac-Gleichung für Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen ist ebenfalls unter Lorentztransformationen invariant und besitzt nun zusätzlich eine positiv definite Wahrscheinlichkeitsdichte, was eine Interpretation ihrer Lösungen als Wahrscheinlichkeitsamplitude zulässt. Daher muss diese Gleichung linear in der ersten Zeit- und Ortsableitung sein und der folgenden Schrödinger-Form genügen [3]

$$i\partial_t\psi = \left(-i\alpha^k\partial_k + \beta m\right)\psi = \mathcal{H}\psi, \quad (2.4)$$

mit  $\hbar = 1$  und  $H$  dem diracschen Hamiltonian.  $\alpha^k = \gamma^0\gamma^k$  und  $\beta = \gamma^0$  sind die historischen Dirac-Matrizen. Gelöst wird diese Schrödinger-Form von der folgenden Dirac-Gleichung

$$(\not{p} - m)\psi = 0, \quad (2.5)$$

mit  $\not{p}$  als Impulsoperator in der Feynman-Slash-Notation

$$\not{A} := \gamma^\mu A_\mu = \gamma^0 A_0 - \gamma^i \cdot A_i \quad (2.6)$$

und  $\psi$  als Wellenfunktion, da  $\gamma^\mu \in \mathbb{M}^{4 \times 4}$ , mit den vier Freiheitsgraden: Teilchen, Antiteilchen, Spin-Up, Spin-Down. Die  $\gamma$ -Matrizen in der Dirac-Pauli-Notation lauten

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix}$$

mit  $\mathbb{1}$  als 2x2-Einheitsmatrix und den  $\sigma^i$  als Paulimatrizen

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

Die Lösungen der freien Dirac-Gleichung sind folgende Wellenfunktionen

$$\psi_+(x) = u(p)^{(1,2)} e^{-ip^\mu x_m u} \quad \text{und} \quad \psi_-(x) = v(p)^{(1,2)} e^{+ip^\mu x_m u}, \quad (2.7)$$

die eingesetzt in (2.5) die Gleichungen für die Spinoren

$$(\not{p} - m)u^{(1,2)} = \bar{u}^{(1,2)}(\not{p} - m) = 0 \quad (2.8)$$

$$(\not{p} + m)v^{(1,2)} = \bar{v}^{(1,2)}(\not{p} + m) = 0, \quad (2.9)$$

ergeben, wobei  $\not{p}$  hier nun kein Operator, sondern der Eigenwert des Viererimpulses der ebenen Welle (2.7) ist und  $\bar{a} = a^\dagger \gamma^0$ , mit  $\dagger$  als komplexe Konjugation und Transposition. Lösungen dieser Bispinoren der Teilchen ( $u$ ) und Antiteilchen ( $v$ ), die nur von Impuls und Spin abhängen, lauten nun

$$u(p,s)^{(1,2)} = \mathcal{N} \begin{pmatrix} \chi^{(1,2)} \\ \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{E+m} \chi_s^{(1,2)} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad v(p,s)^{(1,2)} = \mathcal{N} \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{E+m} \chi_s^{(2,1)} \\ \chi^{(2,1)} \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

mit einer Normierung  $\mathcal{N}$ , die für gewöhnlich  $\sqrt{E+m}$  gewählt wird und dem nicht-relativistischen Spinor für Spin  $\frac{1}{2}$ -Teilchen  $\chi_s$ . Die Energieeigenwerte der freien Lösungen für Teilchen  $\psi_+$  sind positiv und die der Antiteilchen  $\psi_-$  negativ, was mit der Löchertheorie interpretiert wird. Wie bereits erwähnt, existiert bei der Dirac-Gleichung ein Wahrscheinlichkeitsstrom  $j^\mu$ , der der lorentzinvarianten Kontinuitätsgleichung

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \quad (2.11)$$

genügt. Zur Ermittlung wird (2.4) von links mit der komplex konjugierten Wellenfunktion und die komplex konjugierte Form von (2.4) von rechts mit der normalen

Wellenfunktion multipliziert. Hierzu dient die Gleichheit  $(\gamma^\mu)^\dagger = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0$ . Die daraus resultierenden Gleichungen voneinander abgezogen ergeben die eben genannte Kontinuitätsgleichung. Der Wahrscheinlichkeitsstrom lautet somit

$$j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi. \quad (2.12)$$

### 2.1.3 Fermis Goldene Regel

In der Elementarteilchenphysik werden unter anderem Zerfälle untersucht, dessen Edukte sehr kurze Lebenszeiten  $\tau$  haben und diese sich daher nicht sehr präzise bestimmen lassen. Mit der Heisenbergschen Unschärferelation gelingt es, eine sogenannte Zerfallsbreite  $\Gamma$  als bestimmbare Größe zu erheben

$$\Gamma \tau = 1 \quad \leftrightarrow \quad \Gamma = \frac{1}{\tau}, \quad (2.13)$$

die ein Maß für die Breite eines gemessenen Peaks darstellt. Für einen beliebigen Zerfall ist es von Interesse, eben diese Zerfallsbreite auszurechnen und dazu benötigt man im Allgemeinen etwas wie eine Zerfallsamplitude  $M$  (auch Matrixelement genannt) und einen verfügbaren lorentzinvarianten Phasenraum  $\Phi$  [4][2]. Die Amplitude, die mithilfe der Feynman Regeln berechenbar ist, enthält hierbei die dynamischen Informationen, der Phasenraum die kinematischen, also die Massen, Energien und Impulse der beteiligten Teilchen. Nach Fermis goldener Regel lässt sich die differentielle Zerfallsbreite ausdrücken durch

$$d\Gamma(D \rightarrow Kl\nu) = \frac{|M|^2}{2m_D} d\Phi(K, l, \nu), \quad (2.14)$$

mit  $m_D$  der Masse des D-Mesons. Der Phasenraum lässt sich schreiben als

$$d\Phi = (2\pi)^4 \frac{d^3 p_K}{2(2\pi)^3 E_K} \frac{d^3 k_l}{2(2\pi)^3 E_l} \frac{d^3 k_\nu}{2(2\pi)^3 E_\nu} \delta^4(p_D - p_K - k_l - k_\nu), \quad (2.15)$$

wobei  $k_i$  fortan Leptonimpulse,  $p_i$  Hadronimpulse, die Summe  $p_D + p_K$  knapp als  $P$  und die Differenz  $p_D - p_K$  als  $q$  bezeichnet werden. Dabei ist  $\delta$  die diracsche Deltafunktion,

deren Aufgabe die Erhaltung von Energie und Impuls ist. Ziel ist es nun grob einen Ausdruck zu finden, theoretisch die differentielle Zerfallsbreite zu berechnen. Das Matrixelement berechnet sich über den Erwartungswert eines Hamiltonians, der sich in einen Quark- und einen Leptonenstrom aufteilen lässt, die wiederum mit (2.12) umgeformt werden können. Ihr Aussehen wird später in Abschnitt 2.2.2 näher behandelt.

$$\begin{aligned}
 M &= \langle K l \nu | \mathcal{H} | D \rangle \\
 &= \langle K | j_{\text{quark}}^\mu | D \rangle \cdot \langle l \nu | j_{\text{lepton}}^\mu | 0 \rangle \\
 &= \langle K(p_K) | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c | D(p_D) \rangle \cdot \bar{u}(k_l) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(k_\nu) \\
 &:= \langle K(p_K) | V^\mu - A^\mu | D(p_D) \rangle \cdot \bar{u}(k_l) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(k_\nu) \\
 &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} [f_+(q^2) P^\mu + f_-(q^2) q^\mu] \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Im Vorfaktor gehen die Fermikonstante  $G_F$  und ein ebenfalls in 2.2.2 wiederkommendes Matrixelement  $V$  ein.  $\bar{s}$  und  $c$  sind quantenfeldtheoretische Vernichtungs- bzw. Erzeugungsoperatoren des jeweiligen Quarks.  $V^\mu$  und  $A^\mu$  sind der vektorielle und axialvektorielle Anteil des Quarkstroms, der in Abschnitt 2.2.2.2 beschrieben wird. Weiterhin sind  $f$  die noch zu diskutierenden Formfaktoren, von denen an dieser Stelle nur  $f_+$  weiter betrachtet wird. Nach der Quadratur von  $M$  wird der leptonische Anteil über Casimirs Trick [4] umgeformt

$$\begin{aligned}
 |M|^2 &= \frac{G_F^2 |V|^2}{2} |f_+(q^2)|^2 P^\mu P^\nu \cdot 8(k_{l,\mu} k_{\nu,\nu} - g_{\mu\nu} k_l k_\nu + k_{l,\nu} k_{\nu,\mu}) \\
 &= 4G_F^2 |V|^2 |f_+(q^2)|^2 (2P^\mu P^\nu - P^2 g^{\mu\nu}) k_{l,\nu} k_{\nu,\mu},
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

wobei die Indizes  $k_{\text{lepton, lorentzindex}}$  bedeuten. Für die Phasenraumbetrachtung sind im Ruhesystem des D-Mesons die Gleichheiten

$$\frac{d^3 p_K}{2E_K} = 2\pi |p_K| dE_K \quad \text{und} \quad |p_K| = \frac{\sqrt{\lambda(m_D^2, m_K^2, q^2)}}{2m_D}, \tag{2.18}$$

sowie die Integration

$$\int \frac{d^3 k_l}{2E_l} \frac{d^3 k_\nu}{2E_\nu} \delta^4(q - k_l - k_\nu) k_\mu k_\nu = \frac{\pi}{24} (q^2 g_{\mu\nu} + 2q_\mu q_\nu) \quad (2.19)$$

gegeben. Das ergibt sich für das Phasenraumvolumen mit Übernahme von  $k_{l,\nu}$  und  $k_{\nu,\mu}$  aus (2.17) somit

$$\begin{aligned} d\Phi &= (2\pi)^4 \frac{dp_k}{(2\pi)^9 2E} \int \frac{d^3 k_l}{2E_l} \frac{d^3 k_\nu}{2E_\nu} \delta^4(q - k_l - k_\nu) k_\mu k_\nu \\ &= \frac{|p_K| dE}{(2\pi)^4} \frac{\pi}{24} (q^2 g_{\mu\nu} + 2q_\mu q_\nu) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Um nun schließlich die differentielle Zerfallsbreite zusammenzufassen, werden (2.17) und (2.20) angepasst verwendet. Im folgenden Ausdruck wird eine Gleichheit

$$(2P^\mu P^\nu - P^2 g^{\mu\nu}) (2q_\mu q_\nu + q^2 g_{\mu\nu}) = 4\lambda(m_D^2, m_K^2, q^2) = 16m_D^2 |p_K|^2 \quad (2.21)$$

und ein aus der Kinematik ableitbarer Zusammenhang  $dE = dq^2/2m_D$  benutzt. Die zu Beginn genannte Gleichung (2.14) wird nun abschließend ausgedrückt als

$$d\Gamma = \frac{G_F^2 |V|^2}{24\pi^3} |f_+(q^2)|^2 |p_K|^3 dq^2. \quad (2.22)$$

Da im weiteren Verlauf  $|f_+(q^2)|V$  berechnet werden soll, jedoch die komplette von  $q^2$  abhängige Zerfallsbreite gemessen wird, ist dieser eben hergeleitete Zusammenhang dieser Größen von Bedeutung.

## 2.2 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das SM setzt sich aus zwei definierenden Eigenschaften zusammen, den Teilchen und den Eichtheorien, die diese beschreiben. Die sichtbare Materie wird aus Fermionen zusammengesetzt. Zu den Quantenfeldtheorien des SMs gehören die Quantenelektrodynamik (QED), die Quantenchromodynamik (QCD) und die schwache Wechselwirkung,



die hier näher beleuchtet wird.

### 2.2.1 Teilcheninhalt

Seit langem ist bekannt, dass die als unteilbar angenommenen Atome aus Konstituenten bestehen. Die Elektronenhülle und den Atomkern, der seinerseits aus Protonen und Neutronen zusammengesetzt ist, die ihrerseits wiederum aus Quarks bestehen. Nach derzeitigem Stand gelten Elektronen und die anderen geladenen Leptonen  $l$  und Quarks als punktförmige Teilchen, die keine Substruktur aufweisen. Antiteilchen gibt es zu jedem Teilchen. Sie gleichen sich zwar in ihrer Masse, tragen jedoch in allen ladungsartigen Quantenzahlen, wie der Leptonenzahl oder elektrische Ladung und Parität ein entgegengesetztes Vorzeichen. Die stabilen, sehr leichten Neutrinos  $\nu$  existieren zwar nicht in gebundenen Zuständen, gelten jedoch als elementar und sind daher ebenfalls im elementaren Teilchenzoo [5] in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Generation		$m$ in MeV	$\tau$ in s	$q$ in e		$m$ in MeV	$q$ in e
1	$e$	0,511	stabil	-1	$u$	2,3	$+\frac{2}{3}$
	$\nu_e$	$<10^{-6}$		0	$d$	4,8	$-\frac{1}{3}$
2	$\mu$	105,7	$2,2 \cdot 10^{-6}$	-1	$c$	1275	$+\frac{2}{3}$
	$\nu_\mu$			0	$s$	95	$-\frac{1}{3}$
3	$\tau$	1777	$2,9 \cdot 10^{-13}$	-1	$t$	173500	$+\frac{2}{3}$
	$\nu_\tau$			0	$b$	4180	$-\frac{1}{3}$

**Tabelle 2.1:** Kenndaten elementarer Fermionen (ohne Antiteilchen)

Aus Quarks  $q$  und ihren Partnern, den Antiquarks  $\bar{q}$  ist es nun möglich, verschiedenste Kombinationen zu bilden, die jedoch nach außen hin immer eine ganzzahlige Ladung tragen müssen. Diese Quarkkombinationen werden Hadronen genannt und werden durch die Anzahl an Valenzquarks in (Anti-)Baryonen ( $\bar{q}\bar{q}\bar{q}/qqq$ ) und in Mesonen ( $q\bar{q}$ ) unterklassifiziert. Hier interessant sind die Mesonen, die je aus mindestens einem Quark der 2. Generation bestehen. Für diese Arbeit relevant sind das  $D^+$ -Meson, welches unter schwacher Wechselwirkung in ein  $\bar{K}^0$ -Meson übergeht. In Tabelle 2.2 sind ihre Attribute

aufgeföhrt.

	$q\bar{q}$	$m$ in MeV	$q$ in e	$I(J^P)$	$I_z$	$S$	$C$
$D^+$	$c\bar{d}$	1869	+1	$\frac{1}{2}(0^-)$	$+\frac{1}{2}$	0	1
$\bar{K}^0$	$s\bar{d}$	497	+0	$\frac{1}{2}(0^-)$	$+\frac{1}{2}$	-1	0

**Tabelle 2.2:** Kenndaten der im Zerfall beteiligten Mesonen

Die hier neu auftauchenden Größen sind im einzelnen der starke Isospin  $I$ , seine dritte Komponente  $I_z$ , der Gesamtdrehimpuls  $J$ , die Parität  $P$ , die Strangeness  $S$ , sowie die Charmeness  $C$ . Da je ein Quark der ersten Generation vertreten ist, nimmt  $I$  den Wert  $\frac{1}{2}$  an. Da es sich hierbei um ein  $\bar{d}$  handelt, ist  $I_z = +\frac{1}{2}$ . Mesonen tragen ganzzahligen Gesamtdrehimpuls und da hier die Spinrichtungen ihrer Valenzquarks entgegengesetzt ausgerichtet sind, verschwindet dieser. Weil  $D^+$  und  $\bar{K}^0$  pseudoskalar sind, also unter Raumspiegelung ihr Vorzeichen ändern, ergibt sich  $P = -1$ .

## 2.2.2 Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung gilt als die einzige der vier fundamentalen Kräfte, die beispielsweise Paritäts- und Flavoureigenschaften von Teilchen verändert. Bei niedere-nergetischen Prozessen bringt die klassische Theorie von Fermi ähnliche Ergebnisse, wie die moderne quantenfeldtheoretische Glashow-Weinberg-Salam Theorie (GWS). Diese beinhaltet die sogenannte Vier-Fermionen-Punkt-Wechselwirkung (oder Fermi-Wechselwirkung), die Zerfälle mit vier beteiligten Fermionen beschreiben kann. Bei den Flavourwechseln werden Quarks mit gewisser Wahrscheinlichkeit in andere Quarks umgewandelt, die mit die unitäre 3x3-CKM-Matrix angegeben wird.

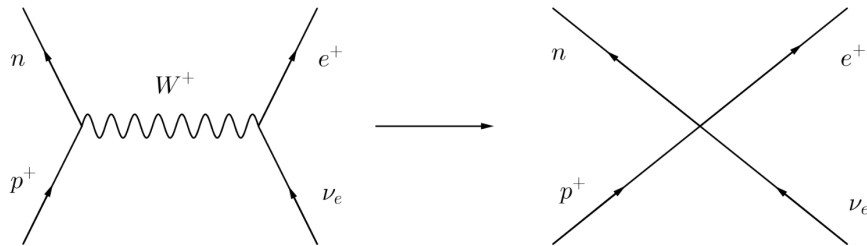
### 2.2.2.1 Parität

Wenn ein Prozess vor und nach einer Symmetrieoperation dieselben physikalischen Eigenschaften zeigt, gilt er dieser als invariant. Mathematisch zeigt sich dies, indem

der zugehörige, quantenmechanische Operator mit dem den Prozess charakterisierenden Hamiltonoperator vertauscht. Das bedeutet, dass beide eine gemeinsame Basis aus Eigenzuständen mit zugehörigen Eigenwerten, auch Quantenzahlen genannt, haben. Die Parität, als diskrete Symmetrie, wechselt bezüglich eines beliebigen Ursprungs das Vorzeichen vektorieller oder pseudoskalarer Größen eines physikalischen Zustands [6]. Axialvektorielle oder skalare Größen bleiben hingegen unberührt. Somit ergeben sich als Quantenzahlen für den Paritätsoperator  $\mathcal{P}$  die Werte  $\pi = \pm 1$ . Bei zweifacher Ausführung entsteht der ursprüngliche Zustand, da Eigenwerte diskreter Symmetrien multiplikativ sind. Unter Berücksichtigung einer sogenannten Eigenparität, die eine feste Teilcheneigenschaft ist, zeigt sich experimentell die Erhaltung der Parität bei elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen.

### 2.2.2.2 Fermi-Wechselwirkung

Zur Beschreibung wird eine hadronische Stromdichte  $V_\mu^{c\dagger}$  eingeführt [6], die ein Aussehen wie (2.12) besitzen.  $c$  steht hierbei für charged und bedeutet, dass Ladung übertragen wird. Die hier nicht näher beschriebenen Austauschteilchen müssen daher selbst Ladung tragen und werden  $W^\pm$ -Bosonen genannt, an die zwei geladene Ströme koppeln. Durch ihre hohe Masse von 82 GeV, kommt die kurze Reichweite zustande, was die Fermi-Wechselwirkung in einem Punkt erklärt. In Abbildung 2.1 sind die Feynman-Diagramme beider Darstellungen gezeigt.



**Abbildung 2.1:** Feynman-Diagramme für GSW-Theorie (l.) und Fermi-Wechselwirkung (r.)

Zum hadronischen Strom kommt natürlich auch ein leptonischer Strom  $l_\mu^c$ , der im

Aussehen seinem Pendant gleicht. Aus ihnen wird über eine Kopplungskonstante ein hermitescher Hamiltonian konstruiert, der bereits in 2.1.3 vorweg genommen wurde

$$\mathcal{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (V^{c,\mu} l_\mu^{c\dagger} + l^{c,\mu} V_\mu^{c\dagger}), \quad (2.23)$$

dessen Raumzeitstruktur als Vektor-Vektor-Kopplung (VV) bezeichnet wird. Die auftretenden Ströme verhalten sich unter Lorentz-Transformationen wie ein Raumzeit-Vektor. Es zeigt sich, dass diese Kopplung nicht die einzige lorentzinvariante ist. Aus bilinearen Kombinationen 4-komponentiger Spinoren ergeben sich 16 Freiheitsgrade, die sich auf vektorielle (V), skalare (S), tensorielle (T), pseudoskalare (P) und axialvektorielle (A) Ströme verteilen. Axialvektorströme verhalten sich unter Paritätstransformationen genau gegensätzlich zu Vektorströmen. Aus den möglichen Kombinationen, Strom-Strom-Kopplungen zu erzeugen, gilt zu beachten, dass der Hamiltonian (pseudo-)skalar sein muss, was die Kontrahierbarkeit beider Ströme erfordert. Eine dieser Kopplungen (VA) würde eine Paritätsverletzung erfordern, da der Hamiltonian pseudoskalar ist und daher nicht mit dem Paritätsoperator vertauscht. Durch die Klärung des  $\theta - \tau$ -Rätsels und dem Experiment von Wu, konnte die lang auf wissenschaftlichen Widerstand gestoßene Paritätsverletzung bestätigt werden.

Der Helizitätsoperator für Fermionen  $H$  als Skalarprodukt des Impulsoperators  $\vec{p}$ , der eine vektorielle Größe ist und dem Spinoperator  $\vec{\sigma}$ , der seinerseits ein Axialvektor ist, zeigt ebenfalls für Neutrinos die Paritätsverletzung. Positive und negative Helizität wären unter Paritätsinvarianz gleich wahrscheinlich, jedoch ergibt sich aus dem Goldhaber-Experiment stets eine Helizität von  $\langle H_\nu \rangle = -1$ . Für relativistische Invarianz muss ein entsprechender Operator gefunden werden. Bei masselosen Teilchen ergibt sich ein Projektionsoperator, der aus Spinoren die linkshändige Komponente ergibt.

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5), \quad (2.24)$$

mit den Eigenschaften

$$\mathcal{P}u_- = -u_- \quad \text{und} \quad \mathcal{P}u_+ = 0. \quad (2.25)$$

Hieraus ergibt sich eine Erweiterung des bisher benutzten Leptonenstroms um links-händige Neutrinos, die sich, wie in Abschnitt 2.1.3, schreiben lässt als

$$l_\mu^c = \bar{\psi}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu. \quad (2.26)$$

Ebenfalls folgt eine Erweiterung des gesamten hadronischen Stroms  $h_\mu^{c\dagger}$  in gleicher Form wie des leptonischen als

$$h_\mu^{c\dagger} = \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 - c_A \gamma_5) \psi_n, \quad (2.27)$$

mit  $c_A$  als ein von der inneren Struktur der nicht punktförmigen Hadronen abhängiger Faktor, der durch Renormierungseffekte der starken Wechselwirkung entsteht. Der Faktor  $1/2$  fällt bei beiden schwachen Strömen nach Konvention weg. Beide Ströme enthalten neben dem ursprünglich allein gedachten Vektoranteil nun noch einen Axialvektoranteil, was sich in der Bezeichnung V-A-Struktur niederschlägt.

### 2.2.2.3 CKM-Matrix

Durch die Paritätsverletzung zeigt sich, dass die geladenen, schwachen Ströme an links-händige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppelt [7][8]. So liegt der Schluss nahe, Dubletts von Teilchen zu erzeugen, die in gleicher Stärke koppeln. Diese werden aus den zwei Leptonen aus je einer Generation ( $e$  und  $\nu_e$ , sowie  $\mu$  und  $\nu_\mu$ ) und dem Up- und Down-Quark gebildet. Das zu Beginn der CKM-Matrix-Entwicklung (Cabibbo, Kobayashi, Maskawa) bereits bekannte Strange-Quark mit einem damals noch hypothetischen Charme-Quark zu einem Dublett zusammenzufassen, birgt Schwierigkeiten, da Mesonen mit einem  $s$  bei einem leptonischen Zerfall, beispielsweise  $K^+(u\bar{s}) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , dem derzeitigen Verständnis widersprechen. Mit der von Cabibbo entworfenen Idee,

das  $d$ - und das  $s$ -Quark als gedrehte Quarkzustände

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

zu betrachten, ist die Erklärung dieses Flavourwechsels möglich und lässt sich in folgendem Strom ausdrücken

$$j^\mu = (\bar{u} \bar{c}) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Die Universalität der Zerfallsamplitude  $M$  aus (2.16), die bisher nur die Kopplungskonstante  $G_F$  besaß, hat nun noch den neuen Parameter  $\theta_c$ , der Cabibbo-Winkel genannt wird. Dieser Winkel beschreibt die den zusätzlichen Kopplungsfaktor der  $W^\pm$ -Bosonen an die schwachen Wechselwirkungseigenzustände  $u, d', c, s'$  des  $u, d, s$ , bzw.  $c$ -Quarks. Aus der Betrachtung von Zerfällen  $u \rightarrow d$  und  $s \rightarrow d$  lässt sich  $\theta_c \approx 13^\circ$  bestimmen. Die zwei dimensionale Matrix  $U$  war zwar wegen Erhaltung der euklidischen Norm unitär, konnte jedoch nicht die bald gefundene CP-Verletzung (Charge, Parity) erklären. Nach Kobayashi und Maskawa muss folglich eine dritte Fermionengeneration existieren, die  $U$  in eine 3x3-Matrix erweitern würde, die zwar weiterhin unitär aber nun zusätzlich eine komplexe Phase  $e^{i\phi}$  enthalten müsse.  $V_{CKM}$  ist ausdrückbar in der Standardparametrisierung, bei der die vier freien Parameter die eben genannte komplexe Phase und drei Eulerwinkel  $\theta_{12} = \theta_c, \theta_{13}$  und  $\theta_{23}$  sind. Die Wolfenstein-Parametrisierung beschreibt die CKM-Matrix ihrerseits mit den vier Parametern  $\lambda, A, \rho$  und  $\eta$ , welche die Verbindungen  $\lambda = \sin \theta_{12}, A\lambda^2 = \sin \theta_{23}$  und  $A\lambda^3(\rho - i\eta) = \sin \theta_{13} e^{-i\phi}$  haben.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Sollte die CP-Verletzung einzig aus der komplexen Phase kommen, lässt sich zeigen, dass CP-verletzende Amplituden proportional zur Fläche des sogenannten Unitaritätsdreiecks sind. Es handelt sich hierbei um ein Dreieck in der komplexen Ebene mit  $\rho$  und  $\eta$  als Achsen. Die Seiten werden durch Komponenten von  $V_{CKM}$  repräsentiert.

## 2.3 Parametrisieren von Formfaktoren

Der wie in Abschnitt 2.2.2.2 dargestellte hadronischen Strom  $h_\mu^{c\bar{s}}$  lässt sich aufgrund von starken Wechselwirkungen zwischen den Hadronkonstituenten nicht so einfach schreiben, sondern wird wie in Abschnitt 2.1.3 bereits vorweggenommen, durch einheitenlose Formfaktoren ausgedrückt[9]. Dieser Sachverhalt wird am für den betrachteten Zerfall relevanten Feynmangraphen in Abbildung 2.2 dargestellt.

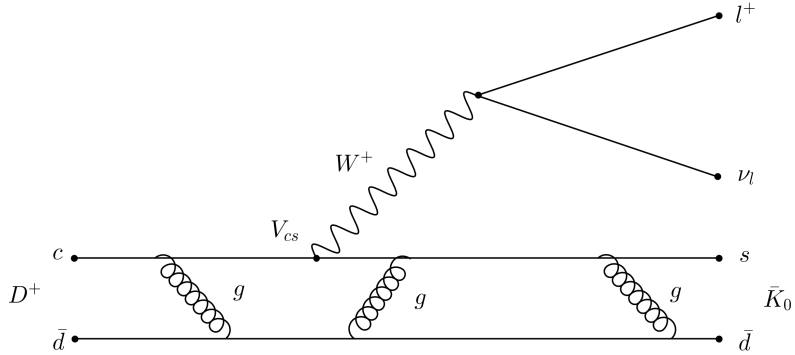


Abbildung 2.2: Feynmangraph zum  $D^+ \rightarrow \bar{K}_0 l^+ \nu_l$  Zerfall.

In einem Zweikörper-Zerfall  $E \rightarrow PQ$  sind zwei Freiheitsgrade möglich, die den Prozess charakterisieren. Dies sind die Viererimpulse des Eduktteilchens  $p_E$  und der des Produktteilchens  $p_P$ , da der Viererimpuls des verbliebenen Produktteilchens  $q^\mu$  von den vorigen determiniert wird. Da der vektorielle Anteil des schwachen Stroms  $V^\mu$  aus (2.16) nicht erhalten ist, gibt es hierbei zwei Formfaktoren  $f_\pm$ , die der allgemeinsten

Form dessen Beschreibung dienen

$$\langle K(p_K) | V^\mu | D(p_D) \rangle = f_+(q^2)(p_D + p_K)^\mu + f_-(q^2)(p_D - p_K)^\mu. \quad (2.32)$$

Es gibt viele Ansätze, diese Formfaktoren zu bestimmen. Neben dem theoretischen Weg über die Gitterquantenchromodynamik, existieren einige Parametrisierungen, die anhand experimenteller Daten einen Zugang ermöglichen. Die Pol-Parametrisierungen weisen ein schlechtes Konvergenzverhalten nahe der semileptonischen Bereiche des Impulsübertrags  $q^2$  auf, was Zweifel an einer korrekten Schätzung des Formfaktors übrig lässt [10]. Eine Darstellung, die ein solches Problem nicht hat, ist die sogenannte  $z$ -Reihenentwicklung

$$f(q^2) = \frac{\mathcal{N}}{1 - \frac{q^2}{m_D^2}} \sum_{i=0}^N a_i z^i(t_0, q^2). \quad (2.33)$$

Die Normierung  $\mathcal{N}$  ist der umgestellte Ausdruck von (2.22)

$$\mathcal{N} = |f(q^2)| |V| = \sqrt{\frac{24\pi^3}{G_F^2 |p_K|^3} \frac{d\Gamma}{dq^2}}, \quad (2.34)$$

mit der experimentell zugänglichen differentiellen Zerfallsbreite in Abhängigkeit des Impulsübertrags  $d\Gamma/dq^2$ . Die Koeffizienten  $a_i$  sind aus einem Fit zu bestimmende Größen. Die Konvergenz der Reihe wird dadurch gesichert, dass  $|z| < 1$  im physikalischen Bereich. Sie wird dargestellt durch

$$z(t_0, q^2) = \frac{\sqrt{t_+ - q^2} - \sqrt{t_+ - t_0}}{\sqrt{t_+ - q^2} + \sqrt{t_+ - t_0}}, \quad (2.35)$$

worin  $t_\pm$  bestimmt sind durch  $t_\pm = (m_D \pm m_K)^2$  und  $t_0$  als ein konstantes Optimum gewählt wird, was klassischerweise zu  $t_0 = t_+(1 - (1 - t_-/t_+)^{1/2})$  bestimmt wird, da es den Maximalwert von  $z(t_0, q^2)$  minimiert.

Bei Übergängen mit nicht verschwindendem Axialvektorstrom  $A^\mu$ , wie zum Beispiel von einem pseudoskalaren  $P$  zu einem vektoriellen Teilchen  $V$ , treten weitere Formfak-



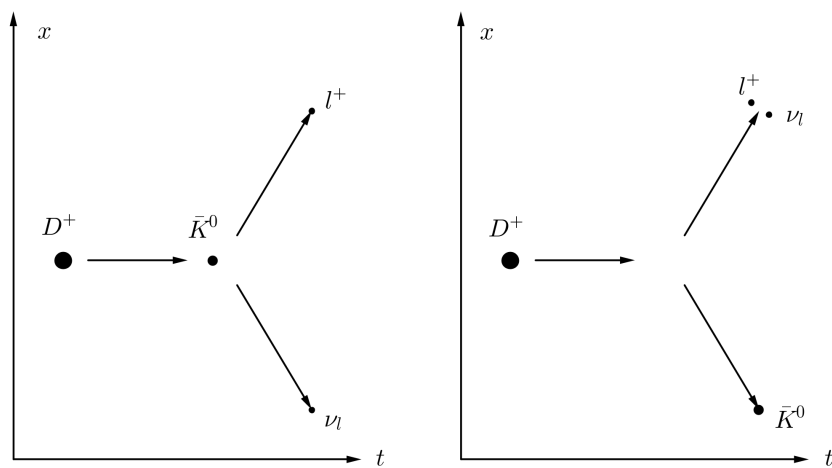
toren auf. Die Ausdrücke für diesen Strom und die Abhängigkeiten der Formfaktoren  $A_i(q^2)$  sind teilweise sehr komplex, sodass wegen der hier nicht bestehenden Relevanz nicht näher darauf eingegangen wird.

# Kapitel 3

## Ergebnisse

### 3.1 Kinematische Größen

Die Formfaktoren werden allgemein in Abhängigkeit des Impulsübertrags  $q^2$  angegeben. Da dieser nicht beliebige Werte annehmen kann, ist es sinnvoll, den möglichen Wertebereich zu ermitteln. In Abbildung 3.1 sind die beiden Randbereiche dargestellt. Im linken Teil des Bildes befindet sich das entstehende Kaon wieder in Ruhe und im rechten Teil nimmt es die gleiche Menge an Impuls auf, wie das Leptonenpaar.



**Abbildung 3.1:** Zwei Zerfallsmöglichkeiten des  $D^+$ -Mesons mit extremen  $q^2$ -Werten.

Zur Berechnung wird entsprechend den Regeln der Vierer-Impuls-Algebra die Vierer-Impuls-Erhaltung im Ruhesystem des D-Mesons betrachtet

$$\begin{aligned}
 p_D^\mu &= p_K^\mu + p_l^\mu + p_\nu^\mu \\
 p_D^\mu - p_K^\mu &= q^\mu = p_l^\mu + p_\nu^\mu \\
 (p_D^\mu - p_K^\mu)^2 &= q^2 = (p_l^\mu + p_\nu^\mu)^2 \\
 m_D^2 + m_K^2 - 2m_DE_K &= q^2 = m_l^2 + m_\nu^2 + E_lE_\nu - |\vec{p}_l||\vec{p}_\nu|\cos(\xi). \tag{3.1}
 \end{aligned}$$

An diesem Ausdruck lässt sich der in Abschnitt 2.1.3 verwandte Zusammenhang  $dE = dq^2/2m_D$  erkennen. Sollte das Kaon sich nach dem Zerfall in Ruhe befinden, so ist  $E_K = m_K$ , woraufhin  $q^2 = (m_D - m_K)^2$  wäre. Für vernachlässigbare Leptonmassen ( $m_l = m_\nu = 0$ ), gilt  $E = |\vec{p}|$  und  $q^2$  verschwindet, falls die Impulsrichtungen der Leptonen in die gleiche Richtung zeigen, also der Zwischenwinkel  $\xi = 0$ . Es resultiert ein Wertebereich von

$$0 \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2. \tag{3.2}$$

## 3.2 Ermittlung der Formfaktoren

Von den möglichen Formfaktoren werden alle bis auf einen im Folgenden verschwinden. Das betrifft die Axialvektorformfaktoren  $A_i$  aus Paritätserhaltungsgründen und den Formfaktor  $f_-$  durch vernachlässigbare Leptonmassen. Der verbleibende  $f_+$  wird über die Minimierung einer  $\chi^2$ -Funktion ermittelt.

### 3.2.1 Die Axialvektorformfaktoren und $f_-$

Wie an manchen Stellen bereits erwähnt und vorausgesetzt, verschwinden die Formfaktoren des Axialvektorstroms. Formfaktoren beschreiben starke Wechselwirkungen zwischen dem zerfallenden Quark (hier  $c$ ) und dem Spectatorquark (hier  $\bar{d}$ ), was heißt, dass auftretende Größen unter Parität ein invariantes Verhalten zeigen müssen. Folglich

muss nach Abschnitt 2.2.2.1 das Produkt der Paritätsquantenzahlen beteiligter Ströme gleich dem des zerfallenden  $D^+$ -Mesons sein

$$\begin{aligned}\mathcal{P} \langle \bar{K}^0 | V^\mu | D^+ \rangle &= (-1) \cdot (-1) \cdot (-1) \stackrel{!}{=} \mathcal{P} | D^+ \rangle = -1 \\ \mathcal{P} \langle \bar{K}^0 | A^\mu | D^+ \rangle &= (-1) \cdot (+1) \cdot (-1) \stackrel{!}{=} \mathcal{P} | D^+ \rangle = -1.\end{aligned}$$

Da letzte Gleichung offensichtlich nicht erfüllt ist, existiert kein Axialvektorstrom. Damit eine existiere, müsste dieser dieselbe Eigenparität haben, wie die beiden Mesonen. Aufgrund seiner Eigenschaft  $J^P = 1^+$ , hätte er eine Struktur  $A^\mu = \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} p_{D,\alpha} p_{K,\beta} p_{X,\gamma}$ , wobei jedoch kein dritter Freiheitsgrad als Viererimpuls eines weiteren Teilchen  $X$  vorhanden ist, um diesen Ausdruck zu konstruieren.

Um nachzuvollziehen, was mit  $f_-$  geschieht, wird das Matrixelement aus (2.16) ohne  $f_+$  betrachtet. Der Impulsübertrag  $q^\mu$  ist nicht nur die Differenz der mesonischen Viererimpulse, sondern auch die Summe der leptonischen. Unter Einbezug des leptonischen Stroms ersetzt die Dirac-Gleichung (2.5) die  $k_i$  und ersetzt sie durch die zugehörigen Massen, die als vernachlässigbar gelten.

$$\begin{aligned}M_- &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) (p_D - p_K)^\mu u_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_l \\ &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) (k_\nu + k_l)^\mu u_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_l \\ &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) u_\nu (\not{k}_\nu + \not{k}_l) (1 - \gamma_5) v_l \\ &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) u_\nu (m_\nu + m_l) (1 - \gamma_5) v_l \\ &= 0\end{aligned}\tag{3.3}$$

### 3.2.2 Fit des Formfaktors $f_+$

## Kapitel 4

# Zusammenfassung und Ausblick

Hier sollen die Ergebnisse zusammengefasst und weiterführende Untersuchungen diskutiert werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] Nedden zur, M.: *Detektoren der Elementarteilchenphysik*[pdf], 2006  
[http://www-hera-b.desy.de/people/nedden/lectures/05\\_06/dettph/dettph\\_cont.pdf](http://www-hera-b.desy.de/people/nedden/lectures/05_06/dettph/dettph_cont.pdf)
- [2] Schleper, P.: *Teilchenphysik für Fortgeschrittene*[pdf], 2011  
<http://www.desy.de/~schleper/lehre/>
- [3] Bjorken, J.D., Drell, S.D.: *Relativistic Quantum Mechanics*, 1964, 1st edition  
ISBN-13 978-0072320022
- [4] Griffiths, D.: *Introduction to Elementary Particles*, 2008, 1st edition  
ISBN-13 978-3527406012
- [5] Beringer, J. et al.: *Particle Data Group*, Phys. Rev. D86, 010001, 2012
- [6] Grotz, K., Klapdor H.V.: *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 1989, 1st edition, ISBN-13 978-3519030355
- [7] Offen, N.: *B-Zerfallsformfaktoren aus QCD-Summenregeln*, 2008  
<http://d-nb.info/987811061>
- [8] Sibold, K.: *Theorie der Elementarteilchen*, 2001, 1st edition,  
ISBN-13: 978-3519032526
- [9] Ho-Kim, Q., Pham, X.: *Elementary Particles and Their Interactions*, 1998,  
ISBN-13: 978-3540636670

- [10] Besson, D., et al. (CLEO Collaboration), 2009, Phys. Rev. D 80, 032005

## Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit mit dem Titel "Formfaktoren des semileptonischen  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu$  Zerfalls" selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe erbracht habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie wörtliche und sinngemäße Zitate kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift

## Belehrung

Wer vorsätzlich gegen eine die Täuschung über Prüfungsleistungen betreffende Regelung einer Hochschulprüfungsordnung verstößt handelt ordnungswidrig. Die Ordnungswidrigkeit kann mit einer Geldbuße von bis zu 50.000,00 € geahndet werden. Zuständige Verwaltungsbehörde für die Verfolgung und Ahndung von Ordnungswidrigkeiten ist der Kanzler/die Kanzlerin der Technischen Universität Dortmund. Im Falle eines mehrfachen oder sonstigen schwerwiegenden Täuschungsversuches kann der Prüfling zudem exmatrikuliert werden (§ 63 Abs. 5 Hochschulgesetz - HG - ).



Die Abgabe einer falschen Versicherung an Eides statt wird mit Freiheitsstrafe bis zu 3 Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

Die Technische Universität Dortmund wird ggf. elektronische Vergleichswerkzeuge (wie z.B. die Software "turnitin") zur Überprüfung von Ordnungswidrigkeiten in Prüfungsverfahren nutzen.

Die oben stehende Belehrung habe ich zur Kenntnis genommen.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift