

Monte Carlo-Studien der
Zerfallswinkelverteilungen im Zerfall
 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+ K^-$ für das
ATLAS-Experiment

Masterarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science
(M.Sc.)



vorgelegt von
Christian Dehn

Juli 2015

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) together with its four large experiments is located at CERN near Geneva (Switzerland). One of those is the ATLAS experiment, which is used by physicists of many countries to find answers to open questions in particle physics by measurements.

In the Standard Model of particle physics (SM) the decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^+$ is heavily suppressed. The branching ratio of that channel is calculated relative to the reference channel $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$. To verify the results, the decay channel $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-) \phi(\rightarrow K^+ K^-)$ serves as a control channel. The data taken for that channel with the ATLAS detector shall be compared with Monte Carlo data (MC data) of the same decay channel.

Topic of this thesis are existing, with the software PYTHIA generated, MC data of the control channel. Those data have to be corrected, because they do not take the polarisation in the $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay into account. An acceptance-rejection method is used for the correction based on a signal probability density function. During that procedure parameters are used, which are acquired from fits to experimental data. The effects of the applied acceptance-rejection method are studied in an analysis developed for that purpose and the propagation of uncertainties through the correction procedure to the corrected MC data are examined.

Zusammenfassung

Der Large Hadron Collider (LHC) befindet sich zusammen mit vier großen Experimenten am CERN bei Genf in der Schweiz. Eines davon ist das ATLAS-Experiment mit dem Physiker aus vielen Ländern durch Messungen Antworten auf offene Fragen der Teilchenphysik finden wollen.

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) ist der Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ stark unterdrückt. Um dessen Verzweigungsverhältnis zu bestimmen, wird es relativ zum Referenzkanal $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ ermittelt. Zur Verifizierung der Ergebnisse soll der Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-) \phi(\rightarrow K^+ K^-)$ als Kontrollkanal dienen. Die Daten der gemessenen Signale dieses Zerfalls des ATLAS-Detektors sollen mit Monte-Carlo-Daten (MC-Daten) desselben Zerfallskanals verglichen werden.

Gegenstand dieser Arbeit sind existierende, mit der Software PYTHIA generierte, MC-Daten des Kontrollkanals. Diese Daten müssen korrigiert werden, da während der Generation die Polarisation im Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ vernachlässigt wird. Zur Korrektur wird ein Verwerfungsverfahren auf Basis einer Signal-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion angewendet. Es werden in dem Verfahren Parameter verwendet, die aus Anpassungen an experimentelle Daten stammen. Die Auswirkungen des angewendeten Verwerfungsverfahrens werden in einer dazu entwickelten Analyse betrachtet und die durch die Korrektur propagierten Unsicherheiten in den korrigierten MC-Daten untersucht.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	III
Abbildungsverzeichnis	VI
Tabellenverzeichnis	VIII
1 Einleitung	1
2 Einführung in die Elementarteilchenphysik	3
2.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.2 Fundamentale Wechselwirkungen	5
2.3 CKM-Matrix und Unitaritätsdreiecke	8
2.4 B_s^0 - \bar{B}_s^0 -Oszillationen	10
2.5 Nachweisprinzipien	11
2.5.1 Photonische Wechselwirkungen	11
2.5.2 Energieverlust geladener Teilchen bei hohen Energien	13
2.5.3 Bethe-Bloch-Gleichung	13
3 Large Hadron Collider	15
4 ATLAS-Detektor	19
4.1 Überblick	19
4.2 Inner Detector	21
4.3 Kalorimetersystem	23
4.3.1 Elektromagnetische Kalorimeter	24
4.3.2 Hadronische Kalorimeter	24
4.4 Myonspektrometer	25
4.5 Trigger-System	27
4.6 Datenverarbeitung	29
4.7 Status und Pläne	29
5 Zerfall von $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$	31
5.1 Topologie des Zerfalls	32
5.1.1 Transversity-Winkel	33
5.1.2 Helizitätswinkel	34

5.2	Zerfallsamplituden	35
5.3	Theoretische Winkelverteilungen	37
6	Korrektur der MC-Daten und Analyse des Korrekturverfahrens	39
6.1	PYTHIA-Software	39
6.2	Verwendete MC-Daten	40
6.3	Problemstellung	40
6.4	Signal-PDF	41
6.5	Korrektur der MC-Daten	42
6.6	Unsicherheiten aufgrund des Korrekturverfahrens	48
6.7	Auswertung der Analyse	53
6.7.1	Verteilungen der Mittelwerte	54
6.7.2	Verteilungen der Standardabweichungen	58
6.7.3	Verteilungen der relativen Breiten K	63
6.7.4	Gewichtetes Mittel der relativen Breiten K_i	68
7	Zusammenfassung und Ausblick	71
	Literatur	v
	Akronymverzeichnis	vii
	Danksagung	ix
	Eidesstattliche Erklärung	xi

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kopplungen im Standardmodell	5
2.2	Unitaritätsdreieck	10
2.3	B_s^0 - \bar{B}_s^0 -Oszillation	11
2.4	Massenabschwächungskoeffizient μ	12
3.1	Schematischer Lageplan des LHC	16
4.1	Schnittansicht des ATLAS-Detektors	19
4.2	Schematische Magnetanordnung des ATLAS-Detektors	20
4.3	Schematische Darstellung des Inner Detectors	21
4.4	Schnittansicht des ATLAS Inner Detectors	22
4.5	Kalorimeter des ATLAS-Detektors	23
4.6	Myon-Detektorsystem des ATLAS-Detektors	25
4.7	Myonspektrometer des ATLAS-Detektors	26
4.8	ATLAS-Trigger-System	27
4.9	ATLAS-L1-Triggerschema	28
4.10	Mit ATLAS gemessene höchste instantane Luminosität pro Tag	30
5.1	Diagramm des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls	32
5.2	Transversity-Winkel des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls	33
5.3	Helizitätswinkel des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls	34
6.1	Unkorrigierte $\cos \Psi_{Tr}$ -Winkelverteilung	41
6.2	Gebinnete Φ_{Tr} -Winkelverteilung	45
6.3	Gebinnete $\cos \theta_{Tr}$ -Winkelverteilung	45
6.4	Gebinnete $\cos \Psi_{Tr}$ -Winkelverteilung	46
6.5	Gebinnete, normierte $\cos \Psi_{Tr}$ -Winkelverteilung	47
6.6	Gebinnete, normierte $\cos \theta_{Tr}$ -Winkelverteilung	47
6.7	Gebinnete, normierte Φ_{Tr} -Winkelverteilung	48
6.8	Eine Winkelverteilung nach Stufe 1	50
6.9	Eine Bininhaltverteilung nach Stufe 2	52
6.10	Verteilungen der μ_i von $\cos \Psi_{Tr}$ der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i>	55
6.11	Verteilungen der μ_i von $\cos \theta_{Tr}$ der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i>	55
6.12	Verteilungen der μ_i von Φ_{Tr} der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i>	55
6.13	Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\mu_i$ von $\cos \Psi_{Tr}$	56

6.14	Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\mu_i$ von $\cos\theta_{Tr}$	57
6.15	Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\mu_i$ von Φ_{Tr}	57
6.16	Verteilungen der σ_i von $\cos\Psi_{Tr}$ der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i> . . .	58
6.17	Verteilungen der σ_i von $\cos\theta_{Tr}$ der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i> . . .	59
6.18	Verteilungen der σ_i von Φ_{Tr} der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i>	59
6.19	Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\sigma_i$ von $\cos\Psi_{Tr}$	60
6.20	Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\sigma_i$ von $\cos\theta_{Tr}$	61
6.21	Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\sigma_i$ von Φ_{Tr}	61
6.22	Exemplarische Variation der Parameter einer Parabel	62
6.23	Verteilungen der K_i von $\cos\Psi_{Tr}$ der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i> . . .	64
6.24	Verteilungen der K_i von $\cos\theta_{Tr}$ der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i> . . .	65
6.25	Verteilungen der K_i von Φ_{Tr} der Konfigurationen <i>free</i> und <i>fixed</i>	65
6.26	Relative Differenzen der Verteilungen der ΔK_i von $\cos\Psi_{Tr}$	66
6.27	Relative Differenzen der Verteilungen der ΔK_i von $\cos\theta_{Tr}$	67
6.28	Relative Differenzen der Verteilungen der ΔK_i von Φ_{Tr}	67
6.29	Gewichtete Mittelwerte der relativen K -Differenzen	68

Tabellenverzeichnis

2.1	Quarks und Leptonen	4
2.2	Fundamentale Wechselwirkungen	8
2.3	Parameter der Bethe-Bloch-Gleichung	14
3.1	Beschleunigerkette des LHC	16
5.1	Übersicht der alternativen Winkelsätze der Zerfallsanalyse	35
6.1	$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Signal-PDF-Komponenten	42
6.2	Parameter der Signal-PDF	43
6.3	Übersicht der Stufen zur Ermittlung der Unsicherheiten des Verwerfungs- verfahrens	49
6.4	Kovarianzmatrix der Signal-PDF-Parameter	51
6.5	Gewichtete Mittelwerte der relative Breiten und von deren Differenzen	69

1 Einleitung

Materie besteht nach dem aktuellen Stand der Wissenschaft aus elementaren Teilchen. Zwischen diesen Teilchen herrschen Kräfte, welche fundamentalen Wechselwirkungen zugeordnet werden. Die Teilchenphysik ist ein Bereich der Wissenschaft, dessen Ziel es ist, die Eigenschaften der Teilchen und die Wechselwirkungsmechanismen zwischen diesen zu beschreiben. Als derzeit am besten verifizierte Beschreibung der Teilchen und Wechselwirkungen gilt in der Teilchenphysik das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM). Durch dieses werden von den vier bekannten Wechselwirkungen die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung beschrieben. Es bietet keine Erklärung für die Gravitationskraft. Circa 4% bis 5% des uns bekannten Universums lassen sich mit diesem Modell erklären. Der Rest besteht aus der in großen Teilen unerforschten dunklen Materie und der ebenso unerforschten dunklen Energie. Unter anderem aufgrund dieser unerklärten Phänomene werden kontinuierlich Theorien entwickelt, um das SM zu erweitern. Einige dieser entwickelten Theorien sind beispielsweise die Supersymmetrie oder die Technicolor-Theorien.

Um das SM zu verifizieren und für die Suche nach neuer Physik werden Experimente benötigt, mit denen beides durch konkrete Fragestellungen an die Natur erreicht werden soll. Eines dieser Projekte ist der Large Hadron Collider (LHC) in Genf. Mit diesem werden Protonen oder schwerere Ionen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die an den Kollisionen gelegenen Experimente zeichnen die Daten der Teilchenkollisionen für die notwendigen hochpräzisen Messungen auf.

Das ATLAS-Experiment ist eines der vier großen Experimente, die an den Kollisionen des LHC errichtet wurden. Der ATLAS-Detektor wird zur Aufzeichnung der Eigenschaften der durch die Kollisionen entstehenden Teilchen verwendet. Die Daten dieser Kollisionen werden in physikalischen Analysen verwendet. Während der Proton-Proton-Kollisionen entstehen unter anderem B -Mesonen. Diese können Hinweise auf neue Physik liefern. Teil dieser Forschung ist die physikalische Analyse der mit dem ATLAS-Detektor genommenen Daten zur Bestimmung der Zerfallsrate des seltenen Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Diese Rate wird relativ zum $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ -Zerfall bestimmt. Als Kontrolle der Ergebnisse sollen die Werte des $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ -Zerfallskanals dienen. Ziel dieser Arbeit ist es, Monte-Carlo-Daten (MC-Daten) des Kontrollkanals $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, die mit dem Programm PYTHA8 generiert wurden, zu korrigieren. In diesen MC-Daten stimmen die Winkelverteilungen der einzelnen Teilchen nicht mit der Theorie überein. Die zur Korrektur der MC-Daten verwendete Methode beruht auf Parametern, die an Messdaten angepasst wurden. Diese Parameter besitzen Unsicherheiten, deren Propagation während der Anwendung der Korrektur bestimmt wird.

Zu Beginn dieser Arbeit wird eine kurze Einführung in das SM (Kap. 2) gegeben, generelle physikalische Effekte beschrieben und einige der in den Detektoren verwendeten Nachweisprinzipien erläutert.

Kapitel 3 gibt einen kurzen Überblick über die Geschichte des LHC und der größeren laufenden Experimente.

Im Anschluss wird in Kapitel 4 der ATLAS-Detektor mit seinen Hauptkomponenten vorgestellt, eine Einführung in die Datenverarbeitung gegeben und der aktuelle Status, sowie Pläne für die Zukunft des Detektors beschrieben.

Als Verständnisgrundlage für die Analyse wird in Kapitel 5 der Zerfall des Kontrollkanals $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ beschrieben. Zunächst werden die Topologie in verschiedenen Bezugssystemen und die Polarisationsamplituden des Zerfalls besprochen und dann die theoretisch zu erwartende Winkelverteilung nach dem Zerfall erläutert.

Die verwendete Korrektur, sowie die korrigierten MC-Daten, als auch die Analyse der Propagation der Unsicherheiten innerhalb des Korrekturverfahrens sind in Kapitel 6 beschrieben. In diesem Kapitel wird erklärt, dass die Unstimmigkeiten der MC-Daten mit den theoretischen Vorhersagen auf die Generation des J/ψ -Zerfalls zurückzuführen ist. Bei dieser wird die Polarisation der Teilchen nicht berücksichtigt. Mit Anwendung des Korrekturverfahrens erhält man zusätzliche Unsicherheiten. Diese stammen zum einen aus dem zur Korrektur verwendeten Verwerfungsverfahren und zum anderen von den Unsicherheiten der für diese Korrektur notwendigen Parameter, welche aus Messwerten des ATLAS-Detektors bestimmt wurden. Die Propagation dieser Unsicherheiten und die Auswirkungen auf die korrigierten MC-Daten werden in einem speziellen Verfahren analysiert und quantifiziert.

2 Einführung in die Elementarteilchenphysik

Wie der griechische Ursprung des Wortes Physik vermittelt, ist die Physik die wissenschaftliche Erforschung von Naturphänomenen. Ziel ist es stets das Verhalten der Natur durch möglichst einfache Gesetzmäßigkeiten zu beschreiben, die den größtmöglichen Gültigkeitsbereich besitzen. Die Natur ist so komplex, dass der Mensch, um sie zu verstehen, Modelle entwickelt. Zum heutigen Zeitpunkt ist die durch Messungen am besten bestätigte Beschreibung der Natur, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) [1]. Es beschreibt die Physik mithilfe von 17 elementaren Teilchen und vier elementaren Kräften, die jeden Wechselwirkungsprozess beschreiben. Das SM beschreibt nicht alle in der Natur auftretenden Prozesse, wie z.B. die Gravitation. Daher gibt es ein kontinuierliches Bestreben, Verbesserungen an dem Modell vorzunehmen, es auszubauen und neue Erkenntnisse einzubinden. Um das SM weiterentwickeln zu können, werden entsprechende Modelle benötigt, wie das SM erweitert werden kann. Diese modifizierten Modelle müssen wiederum durch Experimente, wie die am LHC (siehe Kapitel 3) entwickelten und durchgeführten, überprüft werden. Am Ende der Auswertung der Daten der Experimente stehen dann neue Modelle, so dass immer bessere Beschreibungen der Natur erzielt werden.

2.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das SM basiert auf Quantenfeldtheorien. In einer Quantenfeldtheorie wird die Natur durch verschiedene Quantenfelder beschrieben, die nur in diskreten Paketen (Quanten) verändert werden. In einer passenden Darstellung entsprechen diese Pakete beobachtbaren Teilchen. Insgesamt gibt es 17 elementare Teilchen im SM. In diesem Zusammenhang bedeutet „elementar“, dass diese Teilchen nach heutigem Wissensstand keine innere Struktur besitzen. Die Elementarteilchen besitzen eine Masse von bis zu $200 \text{ GeV}/c^2$. Zwölf dieser Elementarteilchen gehören zur Gruppe der Fermionen, die sich durch die intrinsische Eigenschaft eines halbzahligen Spins auszeichnen; einer klassifizierenden Quantengröße. Die restlichen fünf Elementarteilchen besitzen einen ganzzahligen Spin und gehören daher zur Gruppe der Bosonen.

Die sichtbare Materie im Universum setzt sich aus den elementaren Fermionen und ihren Antiteilchen zusammen. Als Fermionen unterliegen sie dem Pauli-Prinzip und ihr Verhalten wird mittels der Fermi-Dirac-Statistik beschrieben. Anhand ihrer Quanten-

zahlen, zu denen auch der Isospin I zählt, lassen sich die Fermionen in Quarks und Leptonen einteilen. Beide Gruppen bestehen jeweils aus drei Generationen, wovon jede zwei Teilchen und Antiteilchen besitzt. Von diesen Generationen ist jeweils nur die erste stabil. Bei den Quarks besteht die erste Generation aus dem u - und dem d -Quark und bei den Leptonen aus dem Elektron e und dem Elektronneutrino ν_e . Die restlichen Teilchen, ihre elektrischen Ladungen und ihre Spins sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Alle Elementarteilchen besitzen eine als Flavour bekannte Quantenzahl. Neben dem Isospin I hat jedes Teilchen noch einen schwachen Isospin T . Anhand von T werden die Teilchen in schwache Isospin-Dubletts gruppiert, die auch Familien genannt werden. Die Teilchen eines solchen Dubletts verhalten sich identisch unter schwacher Wechselwirkung (2.2). Jede Quark-Generation beinhaltet ein Quark mit einer elektrischen Ladung von $+2/3 e$ (u, c, t) und ein Quark von $-1/3 e$ (d, s, b). Bei den Leptonen existiert in jeder Generation ein elektrisch geladenes Teilchen mit einer nachweisbaren Masse (e, μ, τ). Mit den entsprechenden Antiteilchen sind 12 Quarks und auch 12 Leptonen bekannt. Ein Antiteilchen hat dieselbe Masse und Lebensdauer, denselben Spin und auch dieselbe Kopplung an die verschiedenen Wechselwirkungen wie das Teilchen, aber das magnetische Moment und alle ladungsartigen Quantenzahlen haben den gleichen Betrag aber ein entgegengesetztes Vorzeichen. Quarks haben eine Farbladung, die entweder Rot, Gelb oder Blau ist. Die Farben stellen lediglich eine Analogie dar. Sie wurden gewählt, da sich die beschriebene Quanteneigenschaft bei einem Verbund aus Quarks ähnlich wie Farben bei einer Superposition der einzelnen Werte mischen. Ein als Colour-Confinement bekanntes Phänomen beschreibt, dass einzelne freie Quarks oder Gluonen nicht in der Natur vorkommen, sondern nur in gebundenen farbneutralen (weißen) Systemen aus mehreren Quarks existieren. Systeme bestehend aus gebundenen Quarks sind Hadronen und der entsprechende Entstehungsprozess ist die Hadronisierung. Eine Unterkategorie der Hadronen bilden die 3-Quark-Baryonen-Systeme und die aus einem Quark und einem Antiquark bestehenden Mesonen. Ein B^+ -Meson besteht aus einem Anti- b -Quark \bar{b} und einem u -Quark. Das B_s^0 -Meson setzt sich aus einem s - und einem \bar{b} -Quark zusammen.

	Generation			el. Ladung	Spin
	1.	2.	3.	$Q/ e $	\hbar
Quarks	u	c	t	$+2/3$	$1/2$
	d	s	b	$-1/3$	$1/2$
Leptonen	e	μ	τ	-1	$1/2$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	$1/2$

Tabelle 2.1: Die drei Generationen von Quarks und Leptonen: Die elektrische Ladung ist in Vielfachen der Elementarladung e und der Spin in Vielfachen des Planckschen Wirkungsquantums \hbar geteilt durch 2π ausgedrückt. Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen, mit der entgegengesetzten elektrischen Ladung.

sum. Die drei anderen Wechselwirkungen werden mathematisch mit dem Prinzip einer lokalen ladungsinvarianten Symmetriegruppe $SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ beschrieben [1].

Starke Kraft

Aufgrund der Farbladung ihrer Wechselwirkungsteilchen (Gluonen) und der relativen Stärke im Vergleich zu den übrigen Kräften, wird die Wechselwirkung Farbkraft oder auch starke Kraft genannt. Mathematisch wird sie durch die $SU(3)_C$ Gruppe beschrieben und physikalisch durch die Quantenchromodynamik (QCD). Der Index C (wie engl. Colour) deutet auf die relevante Ladung eines Teilchens für die Wechselwirkung - die Farbladung. Die Stärke der Kraft ist abhängig vom Abstand der Teilchen zueinander. Bei Entfernungen der Teilchen von bis zu ungefähr 0,7 fm wirkt sie abstoßend und steigt mit sinkendem Abstand der Teilchen voneinander stark an. Auf Entfernungen größer als circa 0,7 fm wird aus der starken abstoßenden Kraft eine anziehende Kraft, mit einem Maximum bei einem Teilchenabstand von etwa 1 fm. Bei Entfernungen oberhalb des Maximums der starken Kraft, sinkt die Kraft asymptotisch ab [2]. Aus diesem als Confinement bekannten Grund existieren keine freien Quarks. Die Kopplungskonstante für die Wechselwirkung wird wie folgt berechnet [3]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (2.1)$$

wobei Q^2 das Quadrat des Impulsübertrags zwischen den Gluonen bei der Wechselwirkung ist, n_f die Anzahl der Flavour und Λ^2 die QCD-Skala. Falls $Q^2 > \Lambda^2$ nimmt die Stärke der Bindung zwischen den Quarks rapide ab und die Quarks und Gluonen werden quasi-frei. Entspricht Q^2 ungefähr Λ^2 , ist die Bindungsstärke vergleichsweise groß und die Quarks befinden sich in einem gebundenen, als Hadron bekannten, Zustand.

Treffen Hadronen mit hohen Energien wie beispielsweise in den Kollisionen des LHCs aufeinander, bewegen sich die Quarks für einen Moment quasi-frei. Nach einer zurückgelegten Strecke von ungefähr dem Durchmesser eines Hadrons ist die starke Kraft so stark angestiegen, da sie proportional zur Entfernung der Quarks voneinander ist, dass neue Quark-Antiquark-Paare entstehen und sich mit den freien Quarks zu neuen Mesonen und Baryonen verbinden. Dieser Prozess wird Hadronisierung genannt [3].

Elektromagnetische Kraft

Die mathematisch durch die $U(1)_Y$ Gruppe beschriebene elektromagnetische Kraft koppelt an die schwache Hyperladung (Y). Als Quantenfeldtheorie (QFT) wird die elektromagnetische Kraft durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Betroffen von ihr sind alle Elementarteilchen mit einer elektrischen Ladung verschieden von Null. In

Berechnungen wird die elektromagnetische Kraft durch die Kopplungskonstante

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{\left(1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}\right) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.2)$$

beschrieben. $\alpha(\mu^2)$ ist der Wert der Kopplungskonstanten ausgewertet für den renormierten Impuls μ [3].

Schwache Kraft

Die schwache Kraft besitzt drei massive Bosonen als Mediatoren; die beiden W^\pm -Bosonen ($m_{W^\pm} = 80,4 \text{ GeV}/c^2$) und das elektrisch neutrale Z^0 -Boson ($m_{Z^0} = 91,2 \text{ GeV}/c^2$). Mathematisch wird die Wechselwirkung durch die $SU(2)_I$ Gruppe beschrieben. Die zugehörige Ladung ist der Isospin (I). Im Vergleich zur elektromagnetischen Kraft ist sie fünf Größenordnungen schwächer und kann daher nur beobachtet werden, wenn die starke und elektromagnetische Wechselwirkung unterdrückt oder verboten sind [4]. Bei der schwachen Wechselwirkung unterscheidet man zwei Arten von schwachen Strömen. Es gibt schwache neutrale Ströme (Weak Neutral Currents, WNC) mit Z_0 Beteiligung und schwache geladene Ströme (Weak Charged Currents, WCC) an denen W^\pm -Bosonen beteiligt sind.

Sowohl die neutralen als auch die geladenen schwachen Ströme haben die Eigenschaft, dass sich der Flavour eines Teilchens ändern kann. So kann ein Myon μ zu einem Elektron oder auch einem Myonneutrino werden, was davon abhängt, ob ein Z^0 (Flavour-Changing-Neutral-Currents (FCNC)) oder W^\pm (Flavour-Changing-Charged-Currents (FC-CC)) bei dem Prozess beteiligt ist. Auch Quarks können durch eine schwache Wechselwirkung in einen anderen Quark-Flavour übergehen. Die Wahrscheinlichkeit des Übergangs ist in der CKM-Matrix (Abs. 2.3) festgehalten.

Mit der elektroschwachen Wechselwirkung wurden die elektromagnetische und die schwache Kraft 1967/68 von Glashow, Salam und Weinberg zu einer gemeinsamen Theorie zusammengefasst [5][6][7]. In dieser Theorie wurden die Eichbosonen der schwachen Kraft als masselos postuliert. Die W^\pm - und Z^0 -Bosonen sind nach experimentellen Daten massebehaftet. Ihnen wird in der Theorie durch eine spontane Symmetriebrechung von $SU(2) \otimes U(1) \rightarrow U(1)$ durch ein Skalarfeld eine Masse zugeordnet. Dieser Vorgang wird durch den Higgs-Mechanismus und das entsprechende Higgsfeld ϕ beschrieben. Das zugehörige beobachtbare Teilchen ist das Higgs-Boson H [8][9]. Dieses zusätzliche Eichboson H^0 mit Spin 0 und einer elektrisch neutralen Ladung wechselwirkt mit Fermionen (Abb. 2.1). Proportional zu den Vakuumserwartungen des Higgsfeldes erhalten die Fermionen eine Masse. Ein Teilchen mit entsprechenden Eigenschaften wurde vor kurzem am LHC nachgewiesen [10][11].

Neben der elektroschwachen Theorie wird versucht, alle Wechselwirkungen in nur einer Theorie zu vereinigen. Das Ziel dieses Bestrebens wird als große vereinheitlichte Theorie (Grand Unified Theory, GUT) bezeichnet.

Wechselwirkung Eigenschaft	Gravitation	Schwache Elektroschwache	Elektromagnetische	Starke
Ladung	Masse/Energie	Flavour	Elektrische Ladung	Farbladung
Teilchen	Alle	l, q	el. geladene	q, g
Eichbosonen	(?)	W^\pm, Z^0	γ	Gluonen

Tabelle 2.2: Fundamentale Wechselwirkungen und ihre Eigenschaften gruppiert nach den einzelnen Wechselwirkungen: Die Tabelle zeigt die zu den Wechselwirkungen koppelnden Ladungen, die mit der Kraft wechselwirkenden Gruppen aus Leptonen l , Quarks q und Gluonen g , sowie die zu den Wechselwirkungen gehörenden Eichbosonen.

Das SM ist zwar das zur Zeit beste Modell der Natur, welches uns zur Verfügung steht, doch lässt es mehrere Fragen unbeantwortet: Warum existieren gerade drei Generationen von Quarks und Leptonen und weshalb haben sie eine mit jeder Generation steigende Masse? Aus welchem Grund wird diese Generationenaufteilung durch die elektroschwache Wechselwirkung durchbrochen?

Insgesamt benötigt das SM 18 oder mehr Parameter (je nach Zählweise), die empirisch ermittelt werden müssen. Es liefert keine Erklärung für die Gravitation oder die dunkle Materie, sowie für die dunkle Energie oder die Materie-Antimaterie-Asymmetrie.

Es gibt diverse theoretische Ansätze, wie das Hinzufügen zusätzlicher Dimensionen und andere Theorien. Diese über das Standardmodell hinausgehenden Theorien (Beyond Standard Model, BSM) sind unter anderem das Modell der Supersymmetrie oder eines Higgs-Doublett-Modes. Zur Überprüfung dieser Theorien und zur Verifizierung der bisherigen Ergebnisse werden Experimente wie die am LHC (Kap. 3) benötigt.

2.3 CKM-Matrix und Unitaritätsdreiecke

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, können Quarks durch die Flavour-verändernde schwache Wechselwirkung in andere Quarks übergehen. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Übergangs wird durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)-Matrix beschrieben [12][13]. Bei einem Flavour-Wechsel durch schwache Wechselwirkung geht beispielsweise ein Quark im u Flavour-Eigenzustand in den rotierten Flavour-Eigenzustand d' über. Der neue Eigenzustand d' kann als Linearkombination der reinen Eigenzustände d, s und b angesehen werden.

$$d' = V_{ud} d + V_{us} s + V_{ub} b \quad (2.3)$$

Die Kopplungsstärke des u -Quarks an die Quarks mit einer elektrischen Ladung von $-1/3$ wird durch die komplexen Faktoren V_{ud}, V_{us} und V_{ub} beschrieben. Für die Up-Type-

Quarks (u, c, t) sind alle Übergangswahrscheinlichkeiten in andere Quark-Flavour in der unitären 3×3 CKM-Matrix (Gl. 2.5) zusammengefasst:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Die Komponenten der CKM-Matrix gehören zu den fundamentalen Parametern des SM und können nicht aus dessen theoretischen Vorhersagen berechnet werden. Alle Komponenten müssen empirisch in Experimenten gemessen werden [14]:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0,9743 & 0,2254 & 0,0036 \\ 0,2252 & 0,9734 & 0,0414 \\ 0,0089 & 0,0405 & 0,9991 \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Aus den Werten der Hauptdiagonalen der CKM-Matrix, die alle nahezu 1 sind, ist zu erkennen, dass ein Übergang innerhalb derselben Generation am wahrscheinlichsten ist. Mit abnehmender Wahrscheinlichkeit ist ein Sprung über eine oder zwei Generationen möglich. Allgemein kann die Matrix auch durch die drei Mischungswinkel $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ und die Phase δ parametrisiert werden. Folgende Parametrisierung gehört zu den am häufigsten gewählten [15]:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Es gelten die Abkürzungen $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ und $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$. In Flavour-Changing (FC)-Prozessen ist die Phase δ verantwortlich für alle CP-Verletzungen [16]. Unter allen Wechselwirkungen bis auf die schwache, ist das Produkt CP aus den Quantenzahlen des Ladungsoperators C und der Parität P erhalten. Mithilfe der Wolfensteinparametrisierung kann die Matrix umgeschrieben werden [17]. Dazu wird definiert:

$$\lambda = s_{12} = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}}, \quad (2.7)$$

$$A\lambda^2 = s_{23} = \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right|, \quad (2.8)$$

$$A\lambda^3 (\rho + i\eta) = s_{13}e^{i\delta} = V_{ub}^*. \quad (2.9)$$

Womit die CKM-Matrix folgende Form erhält:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^2(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

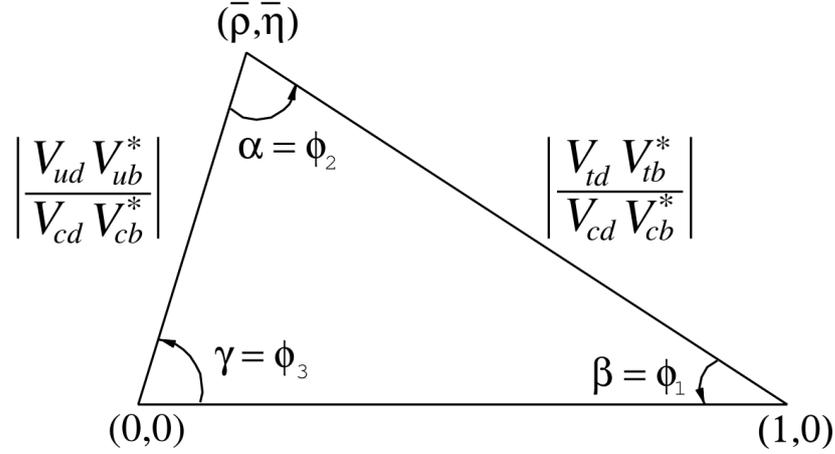


Abbildung 2.2: Unitaritätsdreieck am Beispiel der Gleichung 2.11 in der komplexen Zahlenebene. Die Fläche des Dreiecks ist für alle Unitaritätsdreiecke identisch. Nach Gleichung 2.6 ist die Phase δ die Ursache der Komplexwertigkeit der CKM-Matrixkomponenten [14].

Aus der Unitarität der Matrix folgt, dass sowohl $\sum_i V_{ij} V_{jk}^* = \delta_{ik}$ als auch $\sum_j V_{ij} V_{kj}^* = \delta_{ik}$ gelten muss. Die sich ergebenden sechs Summen mit Ergebnis 0 können als Dreiecke in der komplexen Zahlenebene interpretiert werden.

Am häufigsten wird die Relation

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (2.11)$$

zur Beschreibung eines der unitären Dreiecke verwendet (Abb. 2.2). Die Eckpunkte des Dreiecks haben in der komplexen Zahlenebene die Koordinaten $(0, 0)$, $(1, 0)$ und $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ mit

$$\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right), \quad (2.12)$$

$$\bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right). \quad (2.13)$$

2.4 B_s^0 - \bar{B}_s^0 -Oszillationen

Das B_s^0 -Meson ist kein Masseeigenzustand sondern eine Überlagerung von zwei unterschiedlich schweren Zuständen. Der Unterschied der Zerfallsbreite $\Delta\Gamma_s = \Delta\Gamma_L - \Delta\Gamma_H = 0.081 \pm 0.006 \text{ ps}^{-1}$ [18] des leichten (Index L) und schweren (Index H) Zustands ist signifikant [19]. Ein B_s^0 kann entweder direkt oder nach der Oszillation zu seinem Anti-

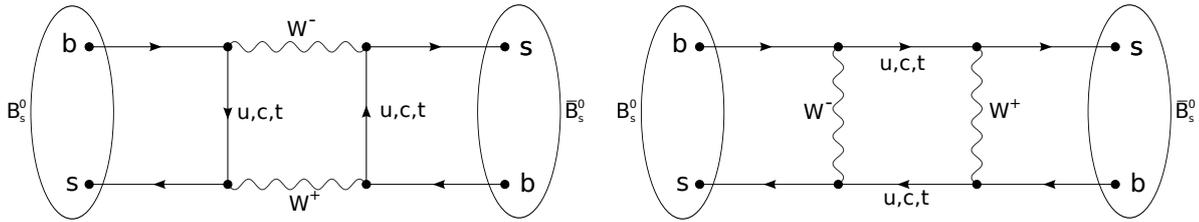


Abbildung 2.3: Die Grafiken zeigen die $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -Oszillationen anhand der Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung. Links ist die Oszillation von B_s^0 nach \bar{B}_s^0 durch den Austausch von W-Bosonen und rechts als Austausch von Up-Type-Quarks (u, c, t) zu sehen. Beide Prozesse finden auch umgekehrt als Oszillation von \bar{B}_s^0 nach B_s^0 statt.

teilchen \bar{B}_s^0 zerfallen (Abb. 2.4). Dieser Übergang ereignet sich mit einer Frequenz von $\Delta m_s = 17,768 \pm 0,023(\text{stat}) \pm 0,006(\text{sys}) \text{ ps}^{-1}$ [20].

2.5 Nachweisprinzipien

Um Daten zu sammeln, werden in der teilchenphysikalischen Forschung verschiedene Nachweisprinzipien in Detektoren mit diversen Techniken verwendet. Jede Technik basiert auf einer der in Abschnitt 2.2 vorgestellten fundamentalen Wechselwirkungen. Unterschiedliche Teilchenarten nehmen nur an bestimmten Wechselwirkungen (Abb. 2.1) teil. Photonen interagieren aufgrund ihrer Masselosigkeit nicht direkt über hadronische Wechselwirkungen mit massiven Teilchen. Abhängig von ihrer Energie wechselwirken Photonen über den photoelektrischen Effekt, den Compton-Prozess oder die Paarerzeugung. Elektrisch geladene, massive Atomkerne und Moleküle können ionisiert und auch angeregt werden. Bei relativistischen Energien können geladene Teilchen unter anderem Bremsstrahlung erzeugen. Elektrisch neutrale, massive Teilchen hingegen erzeugen zunächst durch hadronische und starke Wechselwirkungen mit Materie elektrisch geladene und auch neutrale sekundäre Teilchen. Von den sekundären Teilchen können die elektrisch geladenen mit Detektoren nachgewiesen werden [4].

2.5.1 Photonische Wechselwirkungen

Photonen können als masselose Teilchen nur indirekt nachgewiesen werden. Welche Intensität $I(x)$ ein Photonenstrahl der Intensität I_0 nach Durchqueren der Materiedicke x und dem damit verbundenen, materialabhängigen Massenabschwächungskoeffizienten μ besitzt, wird durch ein Exponentialgesetz beschrieben (Abb. 2.4):

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}. \quad (2.14)$$

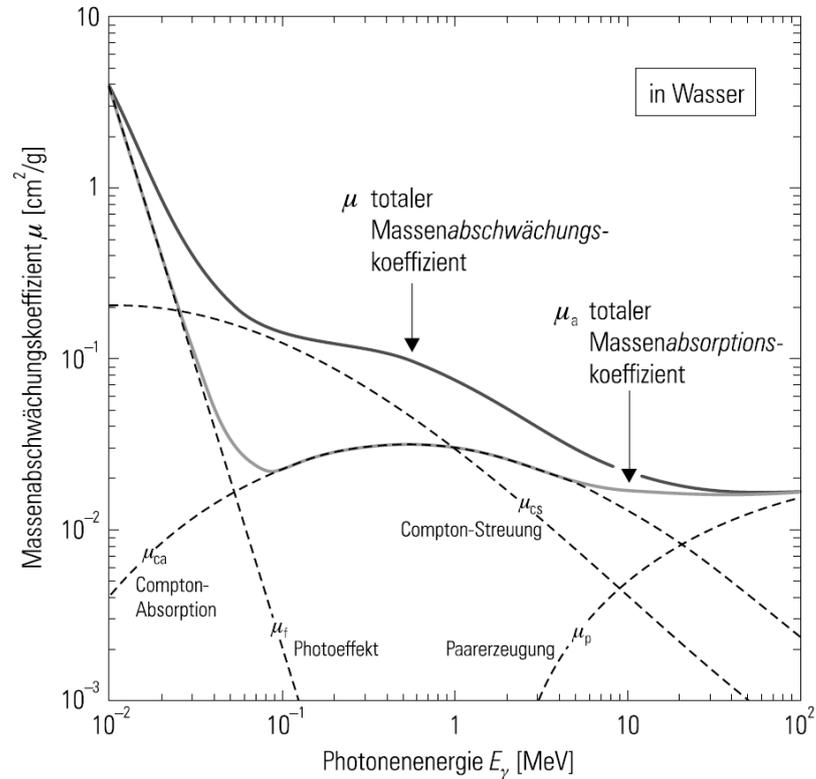


Abbildung 2.4: Die Grafik zeigt den Massenabschwächungskoeffizient μ für Photonen in Wasser für unterschiedliche Prozesse als Funktion der Photonenergie (siehe z.B. [21]).

Photoelektrischer Effekt

Ein Photon kann seine Energie an ein in einem Atom gebundenes Elektron abgeben. Ist die Energie höher als die Bindungsenergie des Elektrons im Atom, wird es aus dem Atomverbund gelöst. Der Wechselwirkungsquerschnitt σ_{Photo} für den photoelektrischen Effekt ist abhängig von der Ordnungszahl Z des Atoms und der Energie E_γ des Photons (siehe z.B. [21]):

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3,5}}. \tag{2.15}$$

Compton-Prozess

Streut ein Photon an einem quasi-freien Elektron eines Atoms spricht man von Compton-Streuung. Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses ist proportional zur Ordnungszahl

Z des Streupartners (siehe z.B. [21]).

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto Z \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma}. \quad (2.16)$$

Paarerzeugung

Besitzt ein Photon mehr als die doppelte Energie, die der Ruhemasse eines Elektrons entspricht $E_\gamma > 2m_e c^2$, kann es durch Paarerzeugung in ein Elektron und ein Positron übergehen. Der Wirkungsquerschnitt ist abhängig von Z^2 (siehe z.B. [21]):

$$\sigma_{\text{Paar}} \propto Z^2 \ln E_\gamma. \quad (2.17)$$

2.5.2 Energieverlust geladener Teilchen bei hohen Energien

Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen in Materie und erfährt eine Impulsänderung infolge einer Wechselwirkung mit einem elektrischen Feld, wird es einen Teil seiner kinetischen Energie in Form eines Photons emittieren. Diese Bremsstrahlung tritt sowohl bei der Abbremsung als auch bei der Änderung der Bewegungsrichtung des Teilchens auf. Der Energieverlust ist proportional zur Energie des Teilchens und dem Kehrwert der Teilchenmasse.

Ein weiterer Prozess ist der Energieverlust von Leptonen durch photonukleare Wechselwirkung. Bei diesem inelastischen Stoßprozess tauscht ein Lepton ein virtuelles Photon mit einem Atomkern des durchquerten Materials aus.

Die genannten Verlustprozesse dominieren bei hohen Energien den gesamten Energieverlust und dienen daher als Grundlage zur Teilchenkalorimetrie (siehe z.B. [22]).

2.5.3 Bethe-Bloch-Gleichung

Die Bethe-Bloch-Gleichung beschreibt den Energieverlust massiver, elektrisch geladener Teilchen in Materie aufgrund von Ionisationsprozessen unter Vernachlässigung der Bremsstrahlung. Die Gleichung eignet sich daher nicht zur Beschreibung des Energieverlusts von Elektronen, da diese ihre Energie hauptsächlich in Bremsstrahlungs-Prozessen verlieren:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right), \quad (2.18)$$

wobei die Parameter der Bethe-Bloch-Gleichung in Tabelle 2.3 erläutert sind.

Symbol	Wert	Beschreibung
N_A	$6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	Avogadro-Konstante
r_e	2,818 fm	klassischer Elektronenradius
m_e	511 keV/c ²	Ruhemasse des Elektrons
z	-	Ladung/ e des einfallenden Teilchens
Z	-	Ordnungszahl des Absorbermaterials
A	-	Massenzahl des Absorbermaterials
I	$\approx 10 \text{ eV}Z$	mittleres Anregungspotential
δ	-	Dichte-Korrektur aufgrund von Ionisationsverlusten

Tabelle 2.3: Parameter der Bethe-Bloch-Gleichung sind zusammen mit ihrer Bedeutung und Werten aufgelistet.

3 Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist der bis heute weltgrößte in Betrieb genommene Ringbeschleuniger. Als Teil des Europäischen Labors für Teilchenphysik CERN¹ in Genf befindet sich der LHC in einer Tiefe von 50 m bis 175 m und teilweise unter dem Jura-gebirge in einem kreisförmigen Tunnel auf der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz. Errichtet wurde der Tunnel für den Large Electron Positron Collider (LEP), der von 1989 bis 2000 in Betrieb war. Durch den circa 27 km langen LHC werden Protonen auf eine maximale Strahlenergie von bis zu 14 TeV beschleunigt [23]. Die Teilchen bewegen sich im Hochvakuum zweier Strahlrohre auf jeweils gegenläufigen Umlaufbahnen und bilden zwei Teilchenstrahlen. Um die Teilchenstrahlen auf der Kreisbahn zu halten, werden supraleitende Spulen mit einer Feldstärke von bis zu 8 T bei einer Temperatur von -271.3 °C als Ablenkungsmagnete eingesetzt. Zur Kühlung wird suprafluides Helium verwendet. Präzise gesteuert werden die Teilchenstrahlen an vier wohl definierten Wechselwirkungspunkten gekreuzt. Die Teilchen werden dort mit einer Rate von 40 MHz zur Kollision gebracht [23]. Diese Kollisionsrate $\frac{dN}{dt}$ ist das Produkt aus dem Wechselwirkungsquerschnitt σ und der Luminosität L :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L. \tag{3.1}$$

Die Luminosität zweier entgegengesetzter Teilchenstrahlen aus relativistischen Teilchen ist

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A}, \tag{3.2}$$

wobei N_1 und N_2 die Anzahlen der Teilchen je Paket (bunch) in den Strahlen sind, n die Menge der Pakete, A die Querschnittsfläche der Teilchenpakete und f die Wiederholrate der Kollisionen.

Gespeist wird der LHC mit Teilchen aus einem System von Vorbeschleunigern, welche die Energie der Teilchen in mehreren Stufen schrittweise erhöhen. Mit ansteigender maximaler Teilchenenergie durchlaufen die Teilchen den Linear accelerator (Linac), den Proton Synchrotron Booster (PSB), das Proton Synchrotron (PS) und das Super Proton Synchrotron (SPS) (Tab. 3.1). Im LHC selbst erreichen die Teilchen eine Energie von bis zu 7 TeV [25].

¹Europäische Organisation für Kernforschung

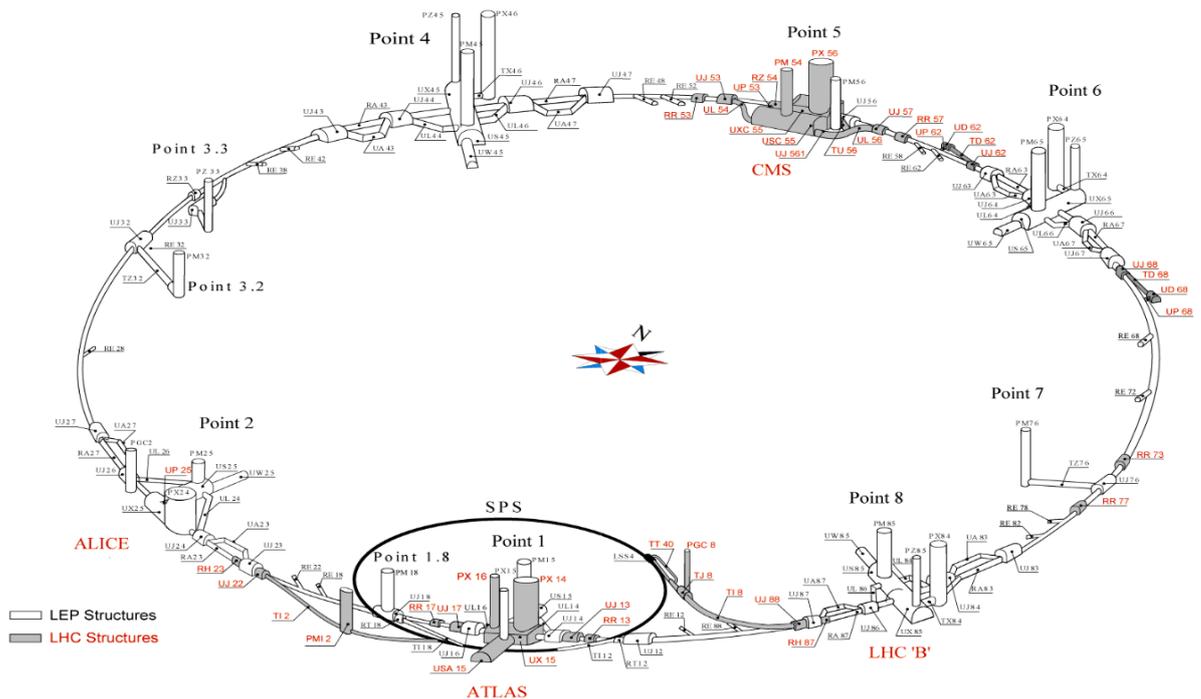


Abbildung 3.1: Schematischer Lageplan des LHC und der vier größten Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb [24].

Beschleuniger	Maximalenergie
Linac	50 MeV
PSB	1,4 GeV
PS	25 GeV
SPS	450 GeV
LHC	7 TeV

Tabelle 3.1: Maximalenenergie der Teilchen beim Passieren aller Vorbeschleuniger und des LHC.

Insgesamt wurden sechs Experimente konzipiert, um eine Vielzahl an physikalischen Fragestellungen am LHC zu untersuchen. Die größeren Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb befinden sich jeweils an einem der Wechselwirkungspunkte. Jedes Experiment ist in einer unterirdischen Kaverne untergebracht und umschließt die beiden Strahlrohre (Abb. 3.1). Die Experimente „Large Hadron Collider forward“ (LHCf) und „TOTAL cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC“ (TOTEM) befinden sich in der Nähe von ATLAS bzw. CMS. Der ATLAS-Detektor wird im Kapitel 4 vorgestellt.

Die ALICE-Kollaboration hat als primäres Ziel die Untersuchung von Schwerionenkollisionen, die ein Quark-Gluon-Plasma erzeugen. In diesem Plasma werden fast freie Quarks und Gluonen unter hohem Druck und Temperatur beobachtet. Ein Zustand, in dem sich das gesamte Universum für Millisekunden nach dem Urknall befunden haben soll. Mit seiner vergleichsweise hohen Schwerpunktsenergie bietet der LHC im Betrieb mit Blei-Ionen eine Gelegenheit diese technisch anspruchsvoll zu realisierenden Bedingungen zu erzeugen und zu beobachten [26].

Eine der Fragestellungen zu deren Untersuchung der CMS-Detektor, ATLAS und der LHC gebaut wurden, ist der Nachweis des bereits vor der Errichtung des LHCs postulierten Higgs Bosons. Weitere Ziele sind die Erforschung von schweren Ionenkollisionen und die Suche nach Hinweisen auf Physik außerhalb des Standardmodells, wie Supersymmetrie, zusätzliche Dimensionen oder Flavour Physik [27].

Wie der Name „Large Hadron Collider beauty“ andeutet, ist der Hauptschwerpunkt der LHCb-Kollaboration die Erforschung von B-Meson-Zerfällen. Dazu zählen die Ermittlung des Verzweungsverhältnisses von B-Meson-Zerfällen, die Studie der CP-Verletzung und Flavour-Changing-Neutral-Currents. Auch mit diesem Experiment wird nach Physik außerhalb des Standardmodells gesucht [28].

LHCf besteht aus zwei Detektoren. Beide sind in gleicher Entfernung vom Interaktionspunkt des ATLAS-Detektors positioniert. Ziel ist es, die Ausbreitung der Teilchen in Vorwärtsrichtung unter sehr kleinen Winkeln nach der Kollision zu untersuchen. Anhand der Beobachtungen werden aufgrund der Ähnlichkeit zu der Ausbreitung von Luftschauern die hadronischen Wechselwirkungsmodelle verbessert [29].

TOTEM befindet sich in der Vorwärtsrichtung von CMS. Es wird verwendet, um den totalen Wirkungsquerschnitt von Proton-Proton-Kollisionen zu vermessen und die elastische Streuung sowie diffraktive Dissoziation am LHC zu untersuchen [30].

4 ATLAS-Detektor

Der ATLAS(A Toroidal LHC Apparatus)-Detektor (Abb. 4.1) besteht aus einer Vielzahl unterschiedlicher Detektoren und Subsystemen. ATLAS zeichnet Daten für ein ganzes Spektrum physikalischer Prozesse auf. Dieses Kapitel bietet einen Überblick über die wichtigsten Komponenten des Detektors und der Datenverarbeitung, sowie den aktuellen Status und die Pläne. Weiterführende Informationen können [31] entnommen werden.

4.1 Überblick

Bei einer Länge von 44 m und einem Durchmesser von 25 m hat der ATLAS-Detektor ein Gesamtgewicht von 7000 t. Er besteht aus mehreren Lagen, die achsensymmetrisch um die Strahlrohre angebracht sind, wobei der Wechselwirkungspunkt in der geometrischen Mitte liegt. Direkt am Strahlrohr befindet sich der Inner Detector (ID) zur Messung der Impulse, der Zerfalls-Vertices und Ladungen der Teilchen. Umschlossen wird die innere Lage von elektrischen und hadronischen Kalorimetern zur Bestimmung der Energien der

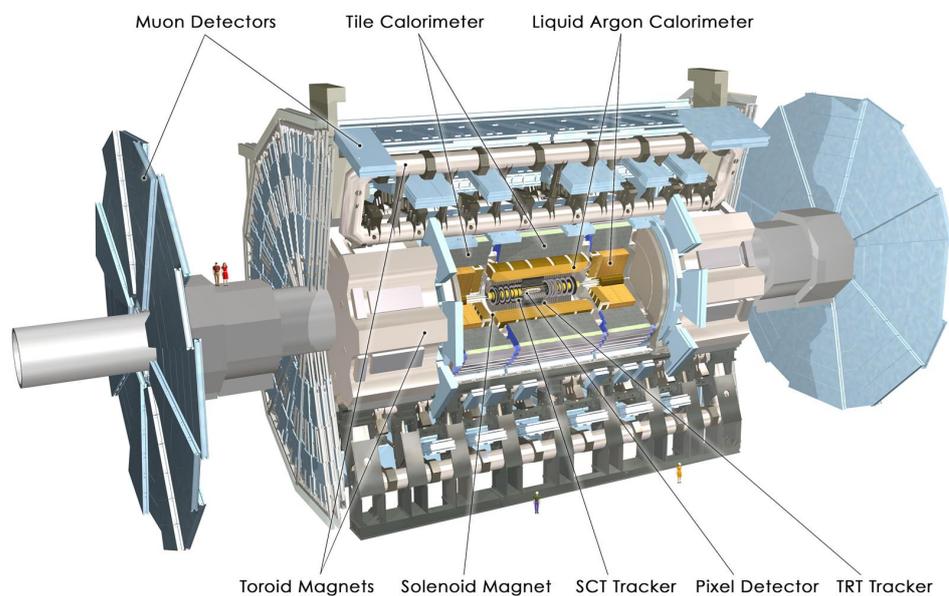


Abbildung 4.1: Schnittansicht des ATLAS-Detektors, in der die Hauptbestandteile des Detektors benannt sind. [32].

Teilchen. Diesen folgt ein Myonspektrometer, um die Spuren und Impulse der Myonen zu identifizieren (Abb. 4.1). Durch ein System von Magneten werden die geladenen Teilchen zur Bestimmung ihres Impulses abgelenkt (Abb. 4.2). Verlassen Teilchen den Wechselwirkungspunkt senkrecht zur Strahlachse, bewegen sie sich in der r - ϕ -Ebene. Aufgrund des achsensymmetrischen Aufbaus des Detektors passieren die Teilchen unabhängig von ihrer Ausrichtung in der r - ϕ -Ebene, die gleichen Detektorkomponenten. Bewegen sich die Teilchen nach Verlassen des Wechselwirkungspunktes parallel zu den Teilchenstrahlen, haben sie eine Orientierung in positive oder negative z -Richtung. Der zylinderförmige mittlere Aufbau wird als Zentralbereich (engl.: barrel region) und die an beiden Enden befindlichen Aufbauten jeweils als Endkappen (engl.: endcap) bezeichnet. Abhängig vom jeweiligen Detektor sind die Zentral- und Endkappenbereiche sensitiv auf Teilchen mit Bahnen unter unterschiedlichen Polarwinkeln Θ in Bezug auf die Strahlachse. Dieser Winkel wird in Form der unter Lorentz-Transformation invarianten Pseudorapidität η angegeben:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right) \quad (4.1)$$

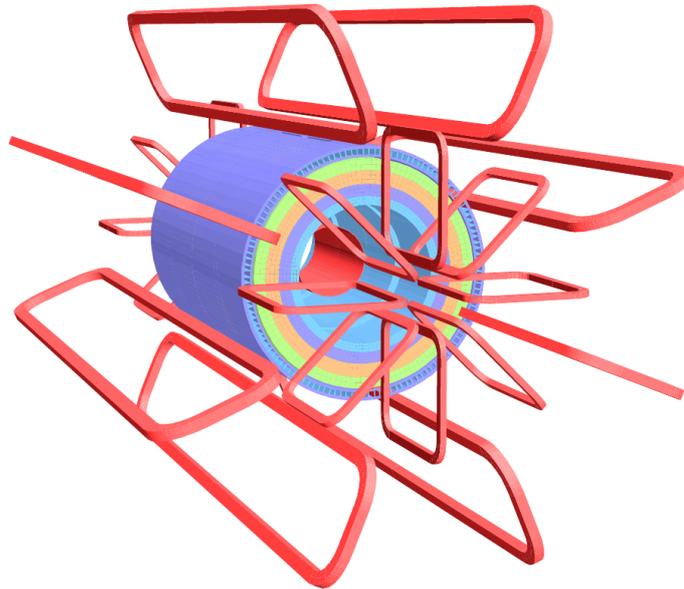


Abbildung 4.2: Schematische Zeichnung der Magnetanordnung des ATLAS-Detektors. Die Magnete sind durch die (roten) torodialen Spulen dargestellt. Die äußeren Zylinder stellen die Kalorimeter des ATLAS-Detektors dar. Der innerste (rote) Zylinder ist ein supraleitender Solenoid, der den Inner Detector umgibt [33].

4.2 Inner Detector

Bevor der Insertable B-Layer (IBL) während des Phase 0 Upgrades installiert wurde (Abs. 4.7), war der Pixeldetektor die innerste Detektorschicht des ATLAS-Detektors. Die innerste Komponente ist immer dem höchsten Teilchenfluß im Vergleich zu den übrigen Komponenten ausgesetzt. Beide Detektoren gehören zum ID, der sich aus IBL, Pixeldetektor, Semiconductor Tracker (SCT) und Transition Radiation Tracker (TRT) zusammensetzt, wovon jeder eine spezielle Aufgaben hat (Abb. 4.3, 4.4).

Mit der IBL und dem Pixeldetektor werden hauptsächlich primäre und sekundäre Vertices vermessen. Beide sind wesentlich für die B-Physik, da B-Mesonen eine Zerfallslänge im Bereich von $100 \mu\text{m}$ haben. Weitere präzise Messungen werden mit dem Halbleiter-Tracker (SCT) auf mittlerer radialer Entfernung von bis zu 52 cm und mit dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRT) auf eine Entfernung von bis zu 103 cm vom Wechselwirkungspunkt realisiert [34].

Der Pixeldetektor besteht aus drei Lagen Siliziumdetektormodulen in seinem Zentralbereich, die alle Teilchen mit einer Pseudorapidität $|\eta| < 1,7$ messen und jeweils drei Schichten in den Endkappenbereichen ($1,7 < |\eta| < 2,5$). Die innerste Lage des Zentralbereichs bildet der B-Layer. Ausgestattet ist der Detektor mit 1744 Pixelmodulen mit jeweils 46080 Auslesekanälen. Der sensitive Bereich eines Pixels ist typischerweise $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ groß. Aufgrund der Anordnung erreicht der Detektor eine Auflösung von $10 \mu\text{m}$ im Zentralbereich und $115 \mu\text{m}$ im Endkappenbereich.

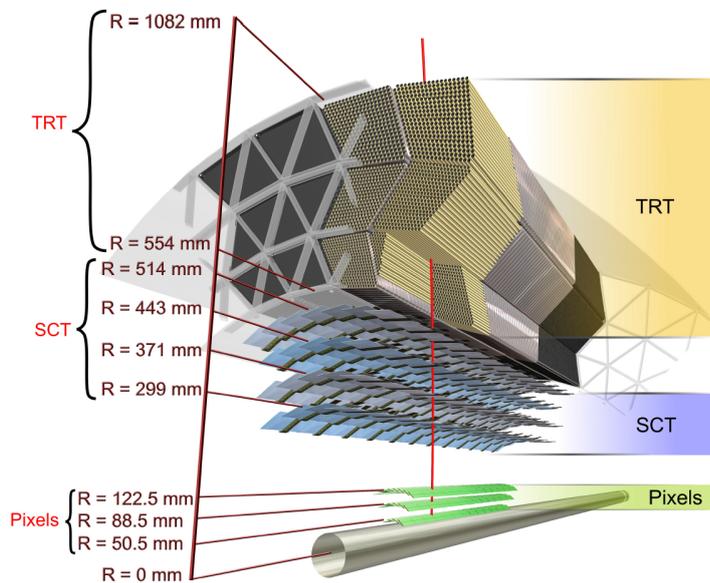


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Inner Detectors mit den Hauptkomponenten ohne die IBL. [31].

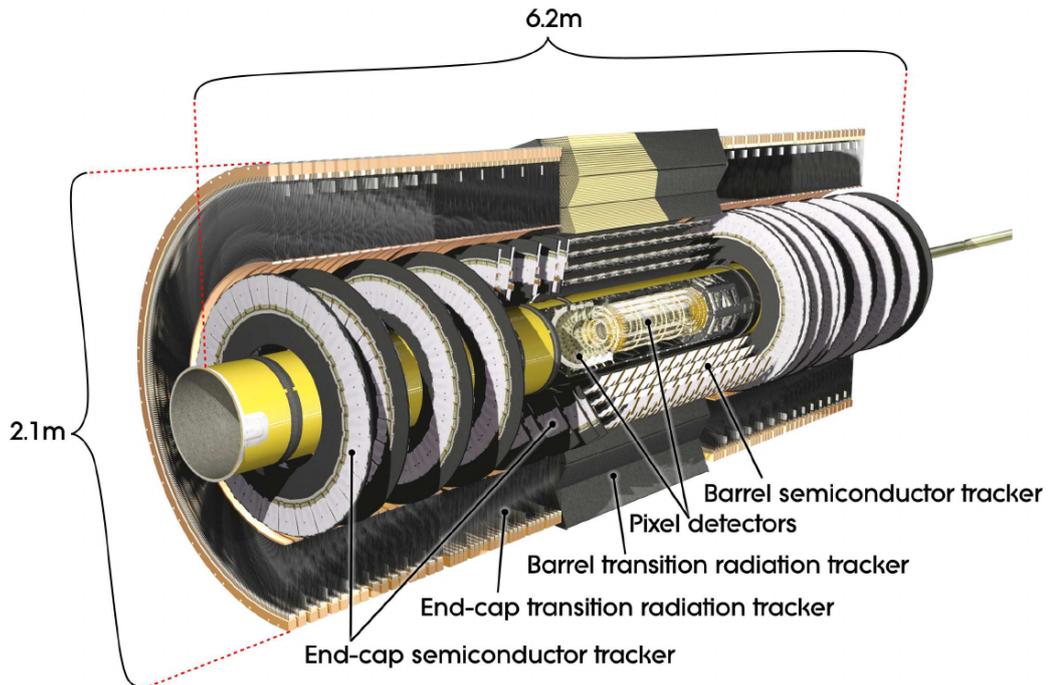


Abbildung 4.4: Schnittansicht des ATLAS Inner Detectors und einiger seiner Bestandteile [31].

Der SCT setzt sich aus Silizium-Streifen-Detektoren zusammen. Insgesamt besteht der Detektor aus 4088 Modulen, die jeweils aus zwei Lagen Sensoren zusammengesetzt werden. Jedes Modul hat 768 Silizium-Streifen. Der Zentralbereich ($|\eta| < 1,4$) hat 4 Lagen aus Modulen und die Endkappenbereiche ($1,4 < |\eta| < 2,5$) jeweils 18 Lagen. Jeder Siliziumdetektor hat eine sensitive Fläche von $6,36 \times 6,40 \text{ cm}^2$; mit einer Auflösung von $17 \mu\text{m}$ radial zum Strahl und $580 \mu\text{m}$ in Strahlrichtung.

Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT) ist aus mehreren Lagen Driftröhren zusammengesetzt. Zusammengenommen besteht der Detektor aus 351 000 Driftröhren. Jede davon hat einen Durchmesser von 4 mm. Als Driftgas wird ein Gemisch von 70 % Xe, 27 % CO_2 und 3 % O_2 genutzt. Die Röhren bestehen aus Lagen von Materialien mit unterschiedlichen dielektrischen Konstanten. Geladene Teilchen erzeugen beim Übergang zwischen den unterschiedlichen Materiallagen Photonen im Röntgenbereich (Übergangsstrahlung), die detektiert werden. Durchschnittlich werden 36 Photonen für jedes geladene Teilchen erzeugt. Abgedeckt werden im Zentralbereich $|\eta| < 0,7$ und in den Endkappenbereichen jeweils $0,7 < |\eta| < 2,5$. Im Zentralbereich sind die Röhren parallel zum Teilchenstrahl und in den Endkappen radial angeordnet. Die Auflösung beträgt $130 \mu\text{m}$ in der r - ϕ -Ebene.

Die ursprünglichen drei Detektoren des ID wurden beim Phase 0 Upgrade des ATLAS-Detektors durch die IBL ergänzt. Sie ist wie der Pixeldetektor mithilfe von Siliziumpixel-detektoren auf geladene Teilchen im Bereich $|\eta| < 2,5$ sensitiv. Der ID hat 97×10^6 Pixel auf einer Lage im Zentralbereich und 43×10^6 Pixel auf einer Lage in den Endkappen [35].

4.3 Kalorimetersystem

Das Kalorimeter des ATLAS-Detektors (Abb. 4.5) besteht aus zwei Subsystemen, die gemeinsam die Energie von elektrisch geladenen und neutralen Teilchen messen. Diese zwei Subsysteme sind das elektromagnetische Kalorimeter und das hadronische Kalorimeter. Alternierend werden in jedem Kalorimeter Schichten aus einem passiven Absorber- und einem aktiven Detektormaterial aneinandergereiht (Sampling-Kalorimeter). In den Kalorimetern werden die Energien der Teilchen bestimmt, um sie später zur Gesamtenergie der primären Teilchen zu rekonstruieren.

Das Messprinzip ist bei dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeterarten das gleiche. Ein im passiven Absorber ankommendes Teilchen löst eine Teilchenkaskade aus, die im aktiven Material gemessen wird. Anhand der Tiefe und Breite des Schauers wird die Energie und die Einfallsrichtung des primären Teilchens rekonstruiert. Die elektromagnetischen Kalorimeter liegen näher am Wechselwirkungspunkt als die hadronischen, weil elektromagnetische Teilchenkaskaden im Vergleich zu hadronischen Teilchenkaskaden eine kleinere Eindringtiefe haben [22].

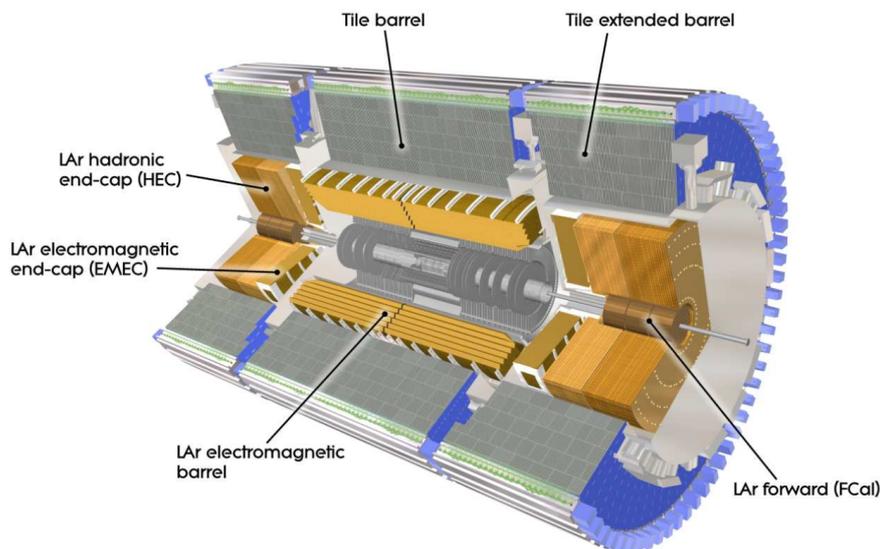


Abbildung 4.5: Kalorimeter des ATLAS-Detektors markiert in einer Schnittansicht [31].

4.3.1 Elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal) des ATLAS-Detektors setzt sich aus zwei Subsystemen zusammen. Im Zentralbereich ist es das elektromagnetische Zentralkalorimeter (LAr electromagnetic barrel in Abbildung 4.5) und in den Endkappenbereichen jeweils ein elektromagnetisches Endkappenkalorimeter (EMEC). Beide verwenden Blei als passives und flüssiges Argon (LAr) als aktives Absorbermaterial. Das Vorwärtskalorimeter (forward calorimeter, FCal) wird im vorderen Teil genutzt, welches eine Kupfer-LAr Materialkombination zum Nachweis verwendet.

Das Zentralbereichskalorimeter ($|\eta| < 1,475$) ist aus zwei identischen Hälften aufgebaut, die durch einen 6 mm breiten Spalt voneinander getrennt sind. Ebenso sind die Kalorimeter in den Endkappen aus zwei coaxialen Ringen aufgebaut, wovon der innere den Bereich von $1,375 < |\eta| < 2,5$ und der äußere den Bereich von $2,5 < |\eta| < 3,2$ abdeckt. Durch seinen akkordeonförmigen Aufbau deckt das Zentralbereichskalorimeter den ϕ -Winkel vollständig ab. Die Auflösung $\Delta\eta \times \Delta\phi$ variiert abhängig von η in einem Bereich von $0,025 \times 0,025$ im Zentralbereich bis zu $0,1 \times 0,1$ in den Endkappen. Die absolute Dicke des Kalorimetersystems ist auf ungefähr 24 Strahlungslängen X_0 ausgelegt [31].

4.3.2 Hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (hadronic calorimeter, HCal) setzt sich aus dem Platten-Kalorimeter (Tile Calorimeter), dem hadronischen Endkappen-Kalorimetern (HEC) und einem Vorwärts-Kalorimeter (FCal) zusammen. Es befindet sich direkt außerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters (EMCal). Im Zentralbereich (Tile Barrel in Abb. 4.5) wird die Region $|\eta| < 1,0$ und mittels der erweiterten Platten-Kalorimeter (Tile Extended Barrel in Abb. 4.5) die Region $1,8 < |\eta| < 1,7$ abgedeckt. Das Platten-Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter, das Stahl als Absorber und Szintillator-Platten als aktives Material verwendet. Zentral- und Endkappenbereich sind in 64 Module unterteilt. Bei einer Pseudorapidität von $\eta = 0$ erstreckt sich das HCal von einem inneren Radius von 2,28 m zu einem äußeren Radius von 4,25 m über ungefähr 9,7 Wechselwirkungslängen λ [31].

Zwei unabhängige Räder auf jeder Endkappe bilden das hadronische Endkappen-Kalorimeter (HEC). Beide Räder sind analog zum Aufbau des Zentralbereichs ebenfalls direkt außerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters (EMEC) angebracht. Das elektrische und hadronische Kalorimeter teilen sich den gleichen Flüssig-Argon (liquid Argon, LAr)-Kryostaten. Zur Kompensation des Unterschieds der Dichte des Materials zwischen HEC und FCal überschneiden sich die Bereiche der Pseudorapidität, auf die beide sensitiv sind. So erstreckt sich das HEC bis zu $|\eta| = 3.2$ im Vergleich zum FCal mit $|\eta| = 3.1$. Aus dem gleichen Grund gibt es auch eine Überschneidung zwischen dem Platten-Kalorimeter ($|\eta| < 1.7$) und dem HEC.

Aufgebaut aus drei Modulen befindet sich das in den Endkappen-Kryostaten integrier-

te FCal etwa 1.2m versenkt in Bezug zur Front des elektromagnetischen Kalorimeters. Es hat eine Dicke von ungefähr 10 Wechselwirkungslängen λ . Das erste der drei Module besteht aus Kupfer und ist für elektromagnetische Messungen optimiert. Mit den anderen aus Wolfram bestehenden Modulen wird hauptsächlich die Energie von hadronischen Wechselwirkungen gemessen.

4.4 Myonspektrometer

Das am weitesten von der Strahlachse entfernte Messsystem des ATLAS-Detektors ist gleichzeitig eines der wichtigsten, um Ereignisse zu kategorisieren. Neben den minimal ionisierenden Myonen erreichen keine geladenen Teilchen, die durch Kollisionen im ATLAS-Detektor entstehen, diese Detektorlage. Die mit dem Myonspektrometer aufgenommenen Teilchenspuren werden als Signatur physikalischer Ereignisse zur Selektion physikalisch interessanter Prozesse verwendet. Deshalb bietet der Detektor eine dreidimensionale präzise Spurrekonstruktion von Myonen und auch Level-1-Trigger-Informationen [36]. Das Triggersystem ist in Abschnitt 4.5 beschrieben. Insgesamt ist das Myonspektrometer sensitiv in einem Bereich von $|\eta| < 2,7$. Mit der präzisen Rekonstruktion des Impulses erhöht sich die Genauigkeit der totalen rekonstruierten Energie und somit auch der Ermittlung fehlender Energiebeiträge in einem Ereignis.

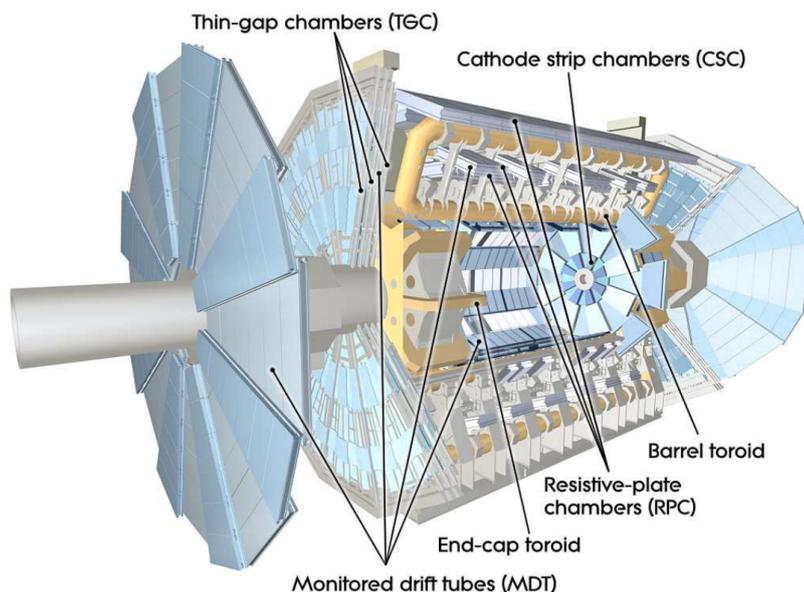


Abbildung 4.6: Myon-Detektorsystem des ATLAS-Detektors in einer Schnittansicht. Mehrere Komponenten des Myonspektrometers sind markiert und benannt [31].

Zur Detektion werden die Myonen im Magnetfeld von supraleitenden Luftkern-Toroidmagneten abgelenkt. Im Bereich von $1,6 < |\eta| < 2,7$ kommen zur Erzeugung des Magnetfeldes Toroidmagnete in den Endkappen zum Einsatz, wohingegen im Bereich $|\eta| < 1,4$ die 8 Toroidmagnete aus dem Zentralbereich eingesetzt werden. In der Übergangsregion zwischen den beiden Bereichen herrscht eine Überlagerung aus beiden Magnetfeldern vor [31].

Im Zentralbereich besteht das Myonspektrometer aus drei Lagen, die symmetrisch um die Strahlachse aufgebaut sind, bei den Radien 5,0 m, 7,5 m und 10,0 m, und eine Pseudorapidität von $|\eta| < 1.0$ abdecken. Im Endkappenbereich ist das Myonsystem auf jeder Seite mit vier Ringen von Detektoren bei 7 m, 10 m, 14 m und 21-23 m bestückt für einen Bereich von $1,0 < |\eta| < 2,7$ [37].

Zur exakten Vermessung der Trajektorien werden Monitored Drift Tubes (MDT) und Cathode Strip Chambers (CSC) oktogonal um den Zentralbereich angebracht. Beide sind Einzeldraht-Driftröhrensysteme, die durch ein optisches Anordnungssystem zur präzisen Positionierung überwacht werden. Bei der Messung von weiteren Eigenschaften und zum Erzeugen des Level-1-Trigger-Signals werden Thin Gap Chambers (TGC) und Resistive Plate Chambers (RPC) eingesetzt. Die TGC sind Vieldraht-Proportionalzählkammern und liefern schnell Trigger-Informationen aus dem Zentral- und Endkappenbereich (Abb. 4.7). RPCs sind schmale Gasdetektoren [38]. Das Signal der Triggerkammern (RPC und TGC) muss innerhalb von 25 ns zur Verfügung stehen [39].

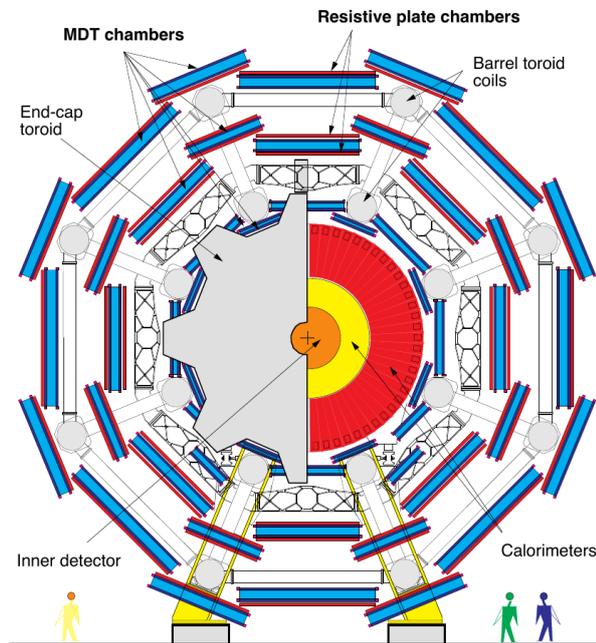


Abbildung 4.7: Schematische Ansicht des Myonspektrometers des ATLAS-Detektors in positiver z-Richtung. [38].

4.5 Trigger-System

Es existiert ein hoher Anteil an bereits gut erforschten Quantenchromodynamik (QCD)-Prozessen in den Kollisionen des Large Hadron Collider (LHC), welcher vor allem durch leichte Quarks verursacht wird. Daher bilden diese Prozesse für heutige Messungen einen Untergrund. Die Messungen werden unter anderm deshalb durch verschiedene Filter kategorisiert und teilweise verworfen. Als Resultat der hohen Paket-Kollisionsrate von 40 MHz ist ein effizientes System zur Reduktion der Rate auf ein Maß, das gespeichert werden kann und gleichzeitig möglichst viele physikalisch interessante Prozesse beinhaltet, erforderlich. Diese Reduktion ist Aufgabe des ATLAS-Trigger-Systems, bestehend aus drei Stufen (Abb. 4.8). Der Level-1-Trigger (L1) ist hardwareseitig implementiert und reduziert die Ereignisrate auf einige hundert Kilohertz. Mit dem Level-2-Trigger (L2) und dem Event-Filter (EF), der letzten Stufe des Trigger-Systems, schrumpft die Rate weiter auf zunächst wenige Kilohertz und abschließend mehrere hundert Hertz. Beide sind auf einer Computerfarm in Software realisiert und werden auch High Level Trigger (HLT) genannt. Im L2 werden Daten aus den vom L1 als interessant eingestuften Regionen RoI ausgelesen und durch schnelle Auswahlalgorithmen gefiltert. Der letzte Filter verwendet Daten aus allen Detektorteilen. Als Ergebnis wird eine Ereignisrate von etwa 400 Hz erzielt, mit einer durchschnittlichen Datenmenge von 1 MB pro Ereignis [36].

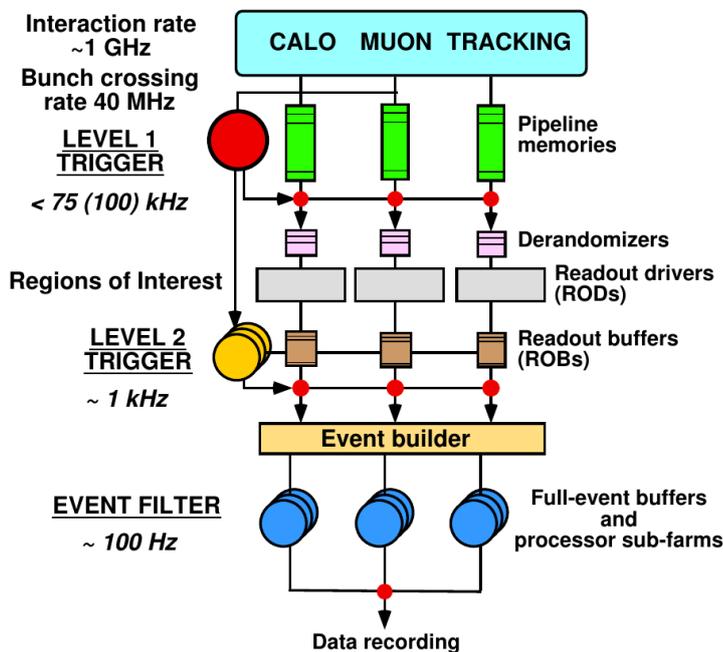


Abbildung 4.8: Schematischer Aufbau des ATLAS-Trigger-Systems bestehend aus 3 Stufen (Level). [37].

Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, wird die Signatur eines Ereignisses z.B. anhand der rekonstruierten Daten der Myonen ermittelt; vor allem für die B-Physik interessanten Prozesse. Der L1-Myon-Trigger wird durch ein gleichzeitiges Signal von RPC und TGC ausgelöst und wählt Myonen ab einer gewissen p_T -Schwelle aus (Abb. 4.9). Gleichzeitig wird eine Region of Interest (RoI) für jedes Myon festgelegt und zusammen mit den anderen Daten an den L2 übertragen. RoI sind η - und ϕ -Gebiete innerhalb des Detektors mit potentiell für die Analyse interessanten Daten. Mit schnellen Analyseverfahren rekonstruiert der L2-Trigger die Spuren der Teilchen. Durch die Daten des L1- und die Rekonstruktion des L2-Triggers werden unter anderem Di-Muon-Kandidaten ausgewählt. Zwei Myonen werden im L2-Trigger zu einem Resonanzobjekt zusammengefügt, wie zum Beispiel der J/ψ -Resonanz. Dies geschieht abhängig von der invarianten Masse des Di-Muon-Kandidaten und wird als topologischer Di-Muon-Trigger bezeichnet [40, 41].

Obwohl der ATLAS-Detektor für den Betrieb mit hohen Luminositäten gebaut wurde, kann er auch bei kleinen Luminositäten eingesetzt werden. Befindet sich der LHC beispielsweise für Wartungsarbeiten außer Betrieb, so kann der ATLAS-Detektor mit einem speziellen Trigger- und Timing-Setup und dem ankommenden Fluss kosmischer Teilchen kalibriert werden.

Wenn die Ereignisrate zu hoch ist, um gespeichert zu werden, kann ein Prescaling angewendet werden. Durch ein Prescaling werden Ereignisse kontrolliert abgelehnt und die resultierende Ereignisrate angepasst.

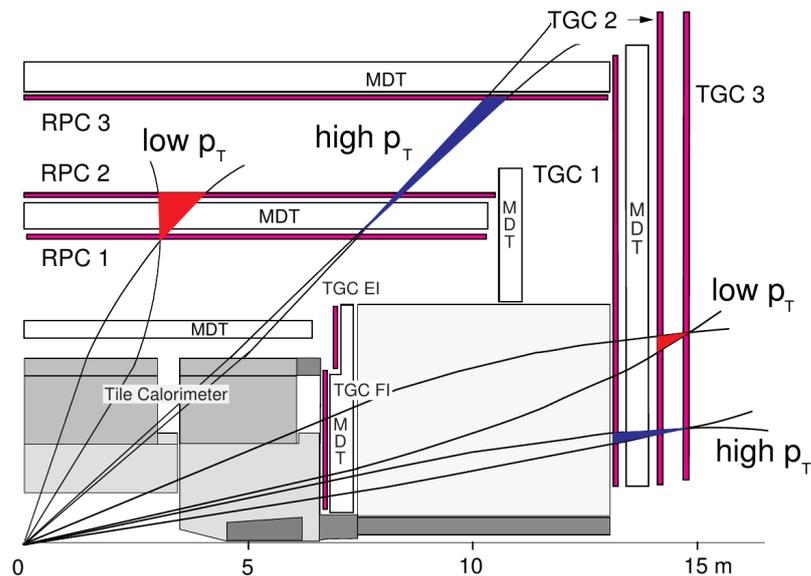


Abbildung 4.9: ATLAS-L1-Triggerschema. Zeigt die Auswahl von Myonen, die in dem MDT mit mehr als einem bestimmtem p_T -Wert registriert werden, durch den L1 Trigger. [36].

4.6 Datenverarbeitung

Die Daten des L1 Triggers werden solange in den Auslesepuffern (read out buffer, ROB) der einzelnen Detektoren vorgehalten (Abb. 4.8), bis das Ereignis entweder vom Trigger akzeptiert oder die maximale Vorhaltezeit, definiert durch die Puffertiefe, erreicht wurde. Der EF markiert Ereignisse, indem er Kategorien zuordnet. Ein Luminositätsblock (luminosity block, LB) entspricht langsam veränderlichen Detektor- und Umgebungsinformationen über einen Zeitraum von ungefähr einer Minute, wie z.B. dem Zustand der Subdetektorsysteme, instantane und über einen Zeitraum integrierte Luminosität, Magnetfeldstärken etc.. Anhand der LB-Informationen können Datennahmeperioden anhand der gespeicherten Werte selektiv für die Analyse ausgewählt werden, die Bedingungen an die Messungen stellen, welche in den LB-Informationen festgehalten sind. Eine Kopie der Daten wird im Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) auf Tape gespeichert aber nicht zum Abruf bereit gehalten. Um die Daten jederzeit zur Verfügung zu haben, werden sie im Worldwide LHC Computing Grid (WLCG) vorgehalten, da am CERN allein dazu nicht ausreichend Speichervolumen vorhanden ist [42].

4.7 Status und Pläne

Seit den ersten Kollisionen im LHC im Jahr 2008 wurde die Energie bis zum Ende des Run 1 Anfang 2013 schrittweise auf bis zu 4 TeV pro Teilchen angehoben. Damit wurde eine instantane Luminosität von maximal $7,73 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht. Es ist permanentes Ziel, die integrierte Luminosität der Proton-Proton-Kollisionen zu erhöhen. In den Datennahmeperioden von 2010, 2011 und 2012 wurden entsprechend integrierte Luminositäten von 45 pb^{-1} , $5,25 \text{ fb}^{-1}$ und $21,7 \text{ fb}^{-1}$ angestrebt (Abb. 4.10). Mit dem Ende des Run 1 wurden der LHC und die beteiligten Experimente während des Long Shutdown (LS) 1 im Rahmen des Phase 0 Upgrades auf den Run 2 vorbereitet. Neben einer erhöhten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ bis 14 TeV bei einer dichteren Bunchfolge von 25 ns anstelle von 50 ns soll eine instantane Luminosität von $L \approx 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht werden. Mittels dieser Steigerung soll während des Run 2 zwischen 2015 und 2017 eine integrierte Luminosität von 75 fb^{-1} bis 100 fb^{-1} erreicht werden [43].

Anhand der gesammelten Daten werden weiterführende Untersuchungen durchgeführt. Zum Beispiel wird das im Juli 2012 entdeckte Higgs-Boson und seine Eigenschaften genauer untersucht und das Standardmodell auf Konsistenz mit der Natur getestet werden. Weiterführende Studien widmen sich unter anderem den Theorien zu supersymmetrischen, schweren Teilchen im Vergleich zu denen des Standardmodells oder der Suche nach dunkler Materie sowie dunkler Energie, als auch anderen möglichen Modellen und Fragestellungen.

Um die gesteckten Ziele zu erreichen, wurden der ATLAS-Detektor mit einer vierten innersten Pixel-Schicht - dem IBL (Abs. 4.2) - ausgestattet, als auch der TRT und das LAr-System verbessert. Jeder Schritt zu einer höheren Wechselwirkungsrate bedeutet

automatisch eine stärkere Belastung des Detektors [44]. Mehr Wechselwirkungen bedeuten mehr Daten, die verarbeitet und gespeichert werden müssen und durch erhöhte Strahlenbelastung auch ein schnelleres Materialermüden.

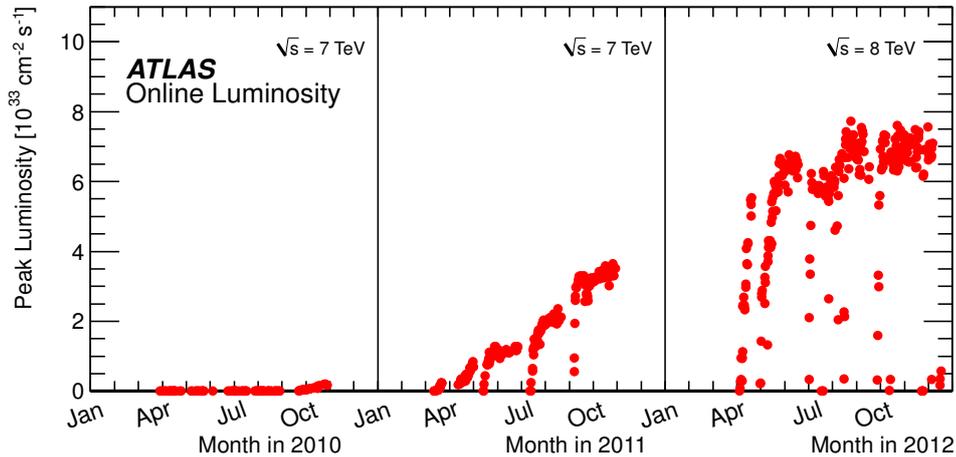


Abbildung 4.10: Mit ATLAS gemessene höchste instantane Luminosität pro Tag aufgetragen gegen die Zeit während der Proton-Proton-Kollisionen von 2010,2011 und 2012 [43].

Nach dem Run 2 folgt ein LS 2, in dem durch das Phase I Upgrade die geplante Designluminosität $L \approx 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in der sich anschließenden Messperiode des LHC erreicht wird. Die Messperiode soll bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV der kollidierenden Teilchen bis 2021 andauern. Danach ist ein weiterer LS mit entsprechendem Upgrade zum High Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) geplant, mit dem im Vergleich zur Leistung des LHC die fünffache Luminosität während der Messungen erreicht werden soll [45, 46].

5 Zerfall von $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

In den Proton-Proton-Kollisionen des Large Hadron Colliders (LHC) (Kap. 3) entstehen unter anderem Mesonen, die einen Gesamtdrehimpuls J von 0 und eine negative Parität P haben. Diese Teilchen bilden die Klasse der pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$). Dazu zählen Mesonen wie die B-Mesonen, Pionen (π^0, π^\pm), Kaonen (K^0, K^\pm) und D -Mesonen.

Aufgrund ihrer vergleichsweise hohen Masse m von mehr als $5,27 \text{ GeV}/c^2$ und der Flavour-verändernden schwachen Wechselwirkung besitzen B-Mesonen eine Vielzahl an möglichen Zerfällen. Einige der B-Meson-Zerfälle sind nach dem Standardmodell stark unterdrückt, aufgrund der Flavour-Changing-Neutral-Currents (FCNC) (Abs. 2.2), wie der seltene $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfallskanal. Durch eine möglichst exakte Messung des Verzweigungsverhältnisses (branching ratio, BR) und dem Vergleich mit der Vorhersage des Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) von $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3,5 \pm 0,2) \times 10^{-9}$ [47], wird das SM überprüft und nach Hinweisen auf neue Physik gesucht. Der Zerfall wird relativ zum Verzweigungsverhältnis des Referenzkanals $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \rightarrow \mu^+\mu^- K^\pm$ gemessen:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{N_{\mu^+\mu^-}}{N_{J/\psi K^\pm}} \cdot \frac{A_{J/\psi K^\pm} \epsilon_{J/\psi K^\pm}}{A_{\mu^+\mu^-} \epsilon_{\mu^+\mu^-}} \cdot \frac{f_u}{f_s} \cdot BR(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \rightarrow \mu^+\mu^- K^\pm). \quad (5.1)$$

Die einzelnen Variablen sind die Anzahlen N der Ereignisse, die Akzeptanzen A und die Effizienzen ϵ des Detektors für die jeweiligen Teilchen, als auch die Hadronisierungsfaktoren f . Diese Faktoren beziffern, wie wahrscheinlich eine Hadronisierung des \bar{b} -Quarks mit einem u - bzw. s -Quark ist. Der Koeffizient der Hadronisierungsfaktoren f_u/f_s birgt die größte Unsicherheit (8%) eines einzelnen Parameters [48].

In einer gemeinsamen Veröffentlichung der Compact Myon Solenoid (CMS)-Kollaboration und der Large Hadron Collider beauty (LHCb)-Kollaboration von 2014 wurde das Verzweigungsverhältnis anhand eines ungebinnten Maximum-Likelihood-Fits der Di-Muon (Abs. 4.5) invarianten Massenverteilung zu $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (2,8_{-0,6}^{+0,7}) \times 10^{-9}$ bestimmt [49]. Zuvor wurde von der ATLAS-Kollaboration im Jahr 2013 mit dem ATLAS-Datensatz von 2011 ($\sqrt{7} \text{ TeV}$) eine obere Grenze auf das Verzweigungsverhältnis von $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1,5 (1,2) \times 10^{-8}$ bei einem Konfidenzintervall von 95% (90)% bestimmt [48]. Eine weiterführende Analyse zur Festlegung eines exakten Wertes des Verzweigungsverhältnisses seitens der ATLAS-Kollaboration auf Basis der kombinierten

ATLAS-Daten von 2011 und 2012 wird zur Zeit durchgeführt. In dieser Analyse wird die nachfolgend vorgestellte Korrekturmethode verwendet.

Es ist geplant, den semi-leptonischen Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi \rightarrow \mu^+\mu^-K^+K^-$ als Kontrollkanal zusätzlich zu dem Referenzkanal $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \rightarrow \mu^+\mu^-K^\pm$ in Gleichung 5.1 zu verwenden. Im Vergleich entfällt der Koeffizient der Hadronisierungsfaktoren für das Verzweungsverhältnis, weil in beiden Fällen ein \bar{b} - mit einem s -Quark hadronisiert. Der Effekt, welcher durch das zusätzliche vierte Teilchen im Endzustand entsteht, bedarf genaueren Untersuchungen. Ein weiterer Nachteil des Kontrollkanals im Vergleich zum Referenzkanal ist die geringe Statistik. Um den Kontrollkanal zu verwenden, ist eine möglichst genaue Messung des Zerfalls erforderlich. Dazu wird die Winkelverteilung des Kontrollkanals analysiert.

Das folgende Kapitel widmet sich der Beschreibung des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls. Der Zerfall eines \bar{B}_s^0 -Antiteilchens, welches durch eine Oszillation des B_s^0 entsteht (Abs. 2.4), gleicht diesem und wird im Folgenden nicht weiter erwähnt, insofern er nicht von dem des B_s^0 abweicht. Als Technik wird eine Drehimpulsanalyse verwendet, die im Folgenden vorgestellt wird.

5.1 Topologie des Zerfalls

Anhand der CKM-Matrix (Abs. 2.3) ist zu erkennen, dass der Zerfall des Kontrollkanals $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ aufgrund des Übergangs $\bar{b} \rightarrow \bar{s}c\bar{c}$ (Abb. 5.1) ($b \rightarrow \bar{s}c\bar{c}$ für das \bar{B}_s^0) stark unterdrückt ist. Es findet ein Wechsel in den Generationen der Quarks statt und das entsprechende Element der CKM-Matrix $V_{cb} = 0,0414 \pm 0,0012$ ist im Vergleich zu dem Element des Übergangs innerhalb derselben Generation $V_{cs} = 0,9734 \pm 0,0002$ wesentlich kleiner (Abs. 2.3) [14].

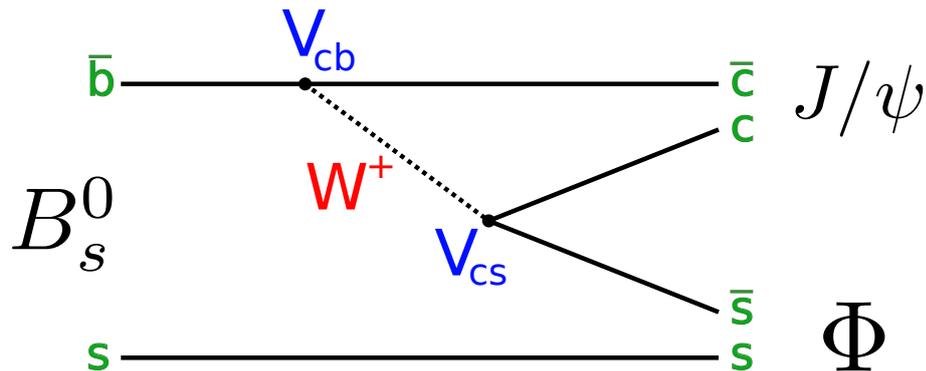


Abbildung 5.1: Diagramm des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls: Das \bar{b} -Quark geht unter Aussendung eines W^+ -Bosons in ein \bar{c} -Quark über. Aus dem W^+ -Boson entstehen ein c - und ein \bar{s} -Quark. Die Quarks hadronisieren zu einem J/ψ ($c\bar{c}$) und einem ϕ ($s\bar{s}$).

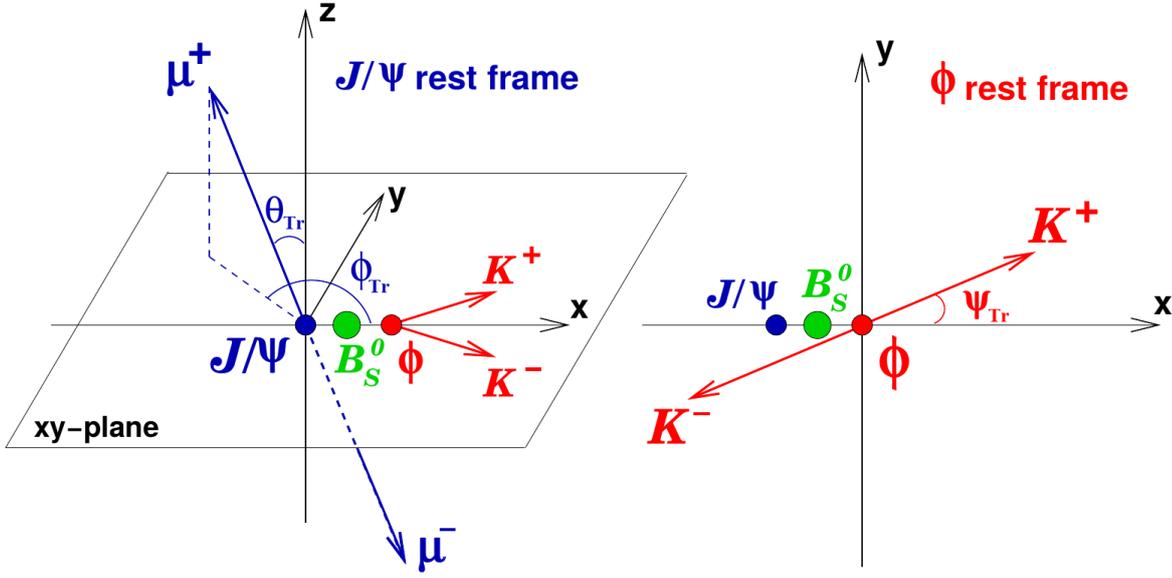


Abbildung 5.2: Transversity-Winkel des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls: Die rechte Abbildung zeigt den Winkel Ψ_{Tr} im Ruhesystem des ϕ -Mesons und die linke Abbildung die Winkel θ_{Tr} und Φ_{Tr} im Ruhesystem des J/ψ -Mesons [50].

Bei dem $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Kanal zerfällt das massive pseudoskalare B_s^0 -Meson im ersten Schritt in ein J/ψ -Vektormeson und ein ϕ -Vektormeson ($J^P = 1^-$). Im zweiten Schritt zerfällt das J/ψ zu $\mu^+\mu^-$ und das ϕ zerfällt in ein Paar aus pseudoskalaren K^+ - und K^- -Mesonen. Um im weiteren Verlauf die Winkelverteilung des B_s^0 -Zerfalls zu besprechen, werden zwei rechtshändige Koordinatensysteme definiert. Ausgehend vom Ruhesystem des B_s^0 bewegen sich J/ψ und ϕ vom Ort des B_s^0 Rücken-an-Rücken voneinander weg. Für die Transversity-Basis definiert im Ruhesystem des J/ψ -Mesons die Bewegungsrichtung des ϕ -Mesons die positive x-Achse. Senkrecht zur x-Achse liegt in der Zerfallsebene der aus dem ϕ hervorgehenden Kaonen K^\pm die y-Achse, wobei $p_y(K^+) > 0$. Die Normale dieser Zerfallsebene wird als z-Achse definiert, mit der Position des J/ψ als Ursprung (Abb. 5.2). In der Helizitätsbasis wird der Ursprung der z-Achse stattdessen durch die Position des B_s^0 festgelegt (Abb. 5.3). Die Geometrie des Zerfalls wird vollständig durch drei Winkel beschrieben. Während der Analyse wurden zwei verschiedene Sätze von Winkeln verwendet.

5.1.1 Transversity-Winkel

In der weiteren Analyse wurden die Transversity-Winkel Ψ_{Tr} , θ_{Tr} und Φ_{Tr} verwendet, auf deren Vorteil für die eingesetzten Methoden in Abschnitt 5.2 eingegangen wird. Der Winkel θ_{Tr} ist im Ruhesystem des J/ψ zwischen dem Bewegungsrichtungsvektor

des μ^+ und der z-Achse definiert. Ebenfalls im Ruhesystem des J/ψ ist der Winkel Φ_{Tr} zwischen der x-Achse und der Projektion des μ^+ -Impulsvektors in die x-y-Ebene definiert (Abb. 5.2). Die Winkel haben einen Wertebereich von $\Psi_{Tr} \in [0, \pi]$, $\theta_{Tr} \in [0, \pi]$ und $\Phi_{Tr} \in [0, 2\pi]$.

5.1.2 Helizitätswinkel

Zur Analyse der geometrischen Verteilung wurden die Helizitätswinkel θ_1 , θ_2 und X betrachtet (Abb. 5.3). Zur Berechnung der Winkel wird mehrfach das Bezugssystem gewechselt, indem eine Lorentz-Transformation durchgeführt wird, die im Folgenden als Boost bezeichnet wird. Der Helizitätswinkel θ_1 ist identisch zum Transversity-Winkel Ψ_{Tr} . Die Winkel θ_2 und θ_1 entsprechen jeweils dem Winkel zwischen den Bewegungsrichtungsvektoren des Mutterteilchens (J/ψ ; ϕ) und dem des elektrisch positiv geladenen Tochterteilchens (μ^+ ; K^+). Zur Bestimmung dieser Winkel werden zunächst alle Teilchen in das Ruhesystem des B_s^0 und dann jeweils in das Ruhesystem des entsprechenden Mutterteilchens geboostet.

Eine Zerfallsebene wird jeweils von den Bewegungsrichtungsvektoren von Mutter- und

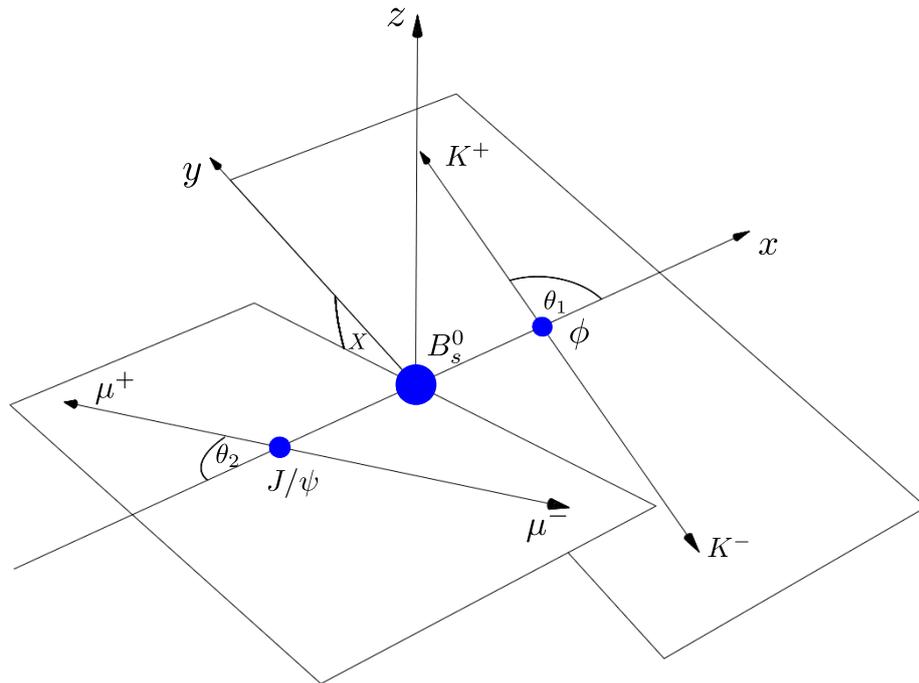


Abbildung 5.3: Helizitätswinkel des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls: Die Abbildung zeigt die beiden Zerfallsebenen des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Kanals und die Helizitätswinkel θ_1 und θ_2 , die jeweils im Ruhesystem des Mutterteilchens ($\phi, J/\psi$) bestimmt werden, sowie den Winkel X zwischen den beiden Zerfallsebenen.

Tochterteilchen aufgespannt. Der Winkel X bezeichnet den Winkel zwischen den beiden daraus hervorgehenden Zerfallsebenen (Tab. 5.1).

Die Helizitäts- und die Transversity-Winkel können ineinander umgerechnet werden:

$$\Psi_{Tr} = \theta_1, \quad (5.2)$$

$$\theta_{Tr} = \arccos(\sin \theta_2 \sin X), \quad (5.3)$$

$$\Phi_{Tr} = 2 \arctan \left(\frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\cos \theta_2}{\sin \theta_{Tr}} \right)^2}}{1 + \frac{\cos \theta_2}{\sin \theta_{Tr}}} \right). \quad (5.4)$$

Die Geometrie des Zerfalls ist folglich mit jedem der beiden Winkelsätze vollständig beschrieben. Als nächstes werden die damit einhergehenden Zerfälle der emittierten Vektormesonen J/ψ und ϕ erläutert.

Winkel	Winkelsatz	Definition	Ruhesystem
θ_1	Helizität	$\sphericalangle (K^+, \phi)$	ϕ
θ_2		$\sphericalangle (\mu^+, J/\psi)$	J/ψ
X		$\sphericalangle (\text{Ebene}(K^+, \phi), \text{Ebene}(\mu^+, J/\psi))$	B_s^0
Ψ_{Tr}	Transversity	$\sphericalangle (x - \text{Achse}, K^+)$	ϕ
θ_{Tr}		$\sphericalangle (z - \text{Achse}, \mu^+)$	J/ψ
Φ_{Tr}		$\sphericalangle (x - \text{Achse}, \mu_{x,y}^+)$	J/ψ

Tabelle 5.1: Übersicht der alternativen Winkelsätze der Zerfallsanalyse: Aufgespalten in Helizitäts- und Transversity-Winkel sind die geometrischen Definitionen der Winkel \sphericalangle und die dazugehörigen Ruhesysteme aufgeführt. Die Namen der Teilchen in der Definition der Winkel stehen stellvertretend für deren Bewegungsrichtungen.

5.2 Zerfallsamplituden

Wenn zwei Vektormesonen bei einem Zerfall ausgesendet werden, wird zwischen den Fällen unterschieden, dass beide longitudinal (0) oder beide transversal polarisiert sind, wobei im Fall der transversalen Polarisation die linearen Polarisationsvektoren parallel (\parallel) oder senkrecht (\perp) zueinander sein können [51]. Entsprechend kann das Verzweigungsverhältnis Γ eines Kanals in Anteile aufgespalten werden, die Übergangsamplituden enthalten, die auf eine der drei Arten polarisiert sind (A_0 , A_{\parallel} und A_{\perp}) [52]:

$$d\Gamma (B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi) / dt = |A_0|^2 + |A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2. \quad (5.5)$$

Aufgrund der Oszillationseigenschaften des neutralen B_s^0 -Mesons, sind die drei Übergangsamplituden zeitabhängig (Abs. 2.4)[53]:

$$|A_0(t)|^2 = |A_0(0)|^2 \left[e^{-\Gamma_L t} - e^{-\bar{\Gamma} t} \sin(\Delta m t) \phi_s \right], \quad (5.6)$$

$$|A_{\parallel}(t)|^2 = |A_{\parallel}(0)|^2 \left[e^{-\Gamma_L t} - e^{-\bar{\Gamma} t} \sin(\Delta m t) \phi_s \right], \quad (5.7)$$

$$|A_{\perp}(t)|^2 = |A_{\perp}(0)|^2 \left[e^{-\Gamma_H t} + e^{-\bar{\Gamma} t} \sin(\Delta m t) \phi_s \right]. \quad (5.8)$$

Hierbei bezeichnen Γ_L , Γ_H und $\bar{\Gamma} = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$ die Zerfallsbreiten der Masseigenzustände des B_L und des B_H sowie des \bar{B}_s^0 -Mesons. ϕ_s ist die CP-verletzende Phase (Abs. 2.3).

Der Zerfall von $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ (und \bar{B}_s^0) wird von einem einzigen schwachen Zerfallsdiagramm dominiert. Daher existiert keine direkte CP-Verletzung, sondern eine CP-Verletzung in der Mischung der beiden Zustände B_L (CP-gerade) und B_H (CP-ungerade). Somit gilt für die Amplituden \bar{A}_i des \bar{B}_s^0 -Zerfalls $|\bar{A}_0| = |A_0|$, $|\bar{A}_{\parallel}| = |A_{\parallel}|$ und $|\bar{A}_{\perp}| = |A_{\perp}|$ [53]. Die Parität der Zustände mit den Polarisierungen 0 und \parallel ist P -gerade, während der \perp Zustand P -ungerade ist. J/ψ und ϕ sind Vektormesonen und deshalb C -ungerade. Folglich sind die Eigenschaften mit dem Produkt CP die gleichen wie unter P . Diese Separation der einzelnen Amplituden anhand der CP -Wertigkeit ist ein Vorteil bei der Analyse des Zerfalls in der Transversity-Basis im Gegensatz zu der Helizitätsbasis [52].

Die Amplituden lassen sich als ebene Wellen, zusammengesetzt aus einer Summe von Kugelflächenfunktionen, darstellen. Ein Zustand aus zwei Vektormesonen kann einen totalen Drehimpuls von $L \in \{0, 1, 2\}$ haben, was den Kugelflächenfunktionen $S(L=0)$, $P(L=1)$ und $D(L=2)$ entspricht. Die Amplitudenquadrate $|A_i|^2$ sind entsprechend den Gleichungen 5.9, 5.10 und 5.11 aus Kugelflächenfunktionen zusammengesetzt, wobei die Buchstaben S , P und D stellvertretend für den gleichlautenden Kugelflächenfunktionsanteil stehen:

$$\frac{d\Gamma_0}{dt} = |A_0|^2 = |-\sqrt{1/3}S + \sqrt{2/3}D|^2, \quad (5.9)$$

$$\frac{d\Gamma_{\parallel}}{dt} = |A_{\parallel}|^2 = |\sqrt{2/3}S + \sqrt{1/3}D|^2, \quad (5.10)$$

$$\frac{d\Gamma_{\perp}}{dt} = |A_{\perp}|^2 = |P|^2. \quad (5.11)$$

Sowohl der $L=0$ als auch der $L=2$ Zustand sind CP -gerade und der Zustand $L=1$ ist CP -ungerade [52]. Somit können anhand der Trennung der Zerfallsraten für die einzelnen Polarisierungen relativ leicht die Raten der Masse- und gleichzeitigen CP -Eigenzustände für den CP -geraden Zustand B_L und den CP -ungeraden Eigenzustand B_H bestimmt werden:

$$\frac{d\Gamma_{B_L}}{dt} = |A_0|^2 + |A_{\parallel}|^2 = S^2 + D^2, \quad (5.12)$$

$$\frac{d\Gamma_{B_H}}{dt} = |A_{\perp}|^2 = P^2. \quad (5.13)$$

Zu jeder der drei möglichen Polarisationsrichtungen existieren zugehörige Phasen δ_0 , δ_{\parallel} und δ_{\perp} .

5.3 Theoretische Winkelverteilungen

Mit diesen Voraussetzungen lässt sich die Zerfallsrate des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Kanals in Abhängigkeit der Transversity-Winkel ausdrücken [53]:

$$\begin{aligned} & \frac{d^4\Gamma [B_s^0(t) \rightarrow J/\psi(\rightarrow l^+l^-)\phi(\rightarrow K^+K^-)]}{d \cos \theta_{Tr} d\Phi_{Tr} d \cos \Psi_{Tr} dt} \\ & \propto \frac{9}{32\pi} [2|A_0(t)|^2 \cos^2 \Psi_{Tr} (1 - \sin^2 \theta_{Tr} \cos^2 \Phi_{Tr}) \\ & \quad + \sin^2 \Psi_{Tr} \{|A_{\parallel}(t)|^2 (1 - \sin^2 \theta_{Tr} \sin^2 \Phi_{Tr}) + |A_{\perp}(t)|^2 \sin^2 \theta_{Tr} \\ & \quad - \text{Im} (A_{\parallel}^*(t) A_{\perp}(t)) \sin 2\theta_{Tr} \sin \Phi_{Tr}\} \\ & \quad + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\Psi_{Tr} \{\text{Re} (A_0^*(t) A_{\parallel}(t)) \sin^2 \theta_{Tr} \sin 2\Phi_{Tr} \\ & \quad + \text{Im} (A_0^*(t) A_{\perp}(t)) \sin 2\theta_{Tr} \cos \Phi_{Tr}\}]. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Die Gesamtverteilung ist die Summe über die Polarisationsamplitudenquadrate [52]

$$\frac{d^4\Gamma}{d \cos \theta_{Tr} d\Phi_{Tr} d \cos \Psi_{Tr} dt} = \sum_{k=0,\parallel,\perp} |A_k(t)|^2 = A_i A_j^* L_{ij}, \quad (5.15)$$

wobei L_{ij} als Tensor die Form

$$L_{ij} = \delta_{ij} - n_i n_j \quad (5.16)$$

besitzt und n_i die Komponenten des Einheitsrichtungsvektors des μ^+ -Teilchens im J/ψ -Ruhe-system sind:

$$\hat{n} = (n_x, n_y, n_z) = (\sin \theta_{Tr} \cos \Phi_{Tr}, \sin \theta_{Tr} \sin \Phi_{Tr}, \cos \theta_{Tr}). \quad (5.17)$$

Die Komponenten A_i entsprechen:

$$A_i(t) = A_0(t) \delta_{ix} \cos \Psi_{Tr} - A_{\parallel}(t) \delta_{iy} \sin \Psi_{Tr} / \sqrt{2} + i A_{\perp}(t) \delta_{iz} \sin \Psi_{Tr} / \sqrt{2}. \quad (5.18)$$

Wird die Gesamtverteilung des Zerfalls (Gl. 5.14) über jeweils zwei der drei Winkel integriert, erhält man die Winkelverteilungen der einzelnen Transversity-Winkel im $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfall:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\Gamma}{d\cos\Psi_{Tr}dt} &\propto \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d^4\Gamma}{d\cos\theta_{Tr}d\Phi_{Tr}d\cos\Psi_{Tr}dt} d\Phi_{Tr}d\cos\theta_{Tr} \\
&= \frac{3}{4} [2\cos^2\Psi_{Tr}|A_0(t)|^2 + \sin^2\Psi_{Tr}|A_\perp(t)|^2 + \sin^2\Psi_{Tr}|A_\parallel(t)|^2] \\
&= \frac{3}{4} [(2|A_0(t)|^2 - |A_\perp(t)|^2 - |A_\parallel(t)|^2)\cos^2\Psi_{Tr} \\
&\quad + |A_\perp(t)|^2 + |A_\parallel(t)|^2], \tag{5.19}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\Gamma}{d\Phi_{Tr}dt} &\propto \int_0^\pi \int_0^\pi \frac{d^4\Gamma}{d\cos\theta_{Tr}d\Phi_{Tr}d\cos\Psi_{Tr}dt} d\cos\theta_{Tr}d\cos\Psi_{Tr} \\
&= \frac{1}{4}\pi [3 - (2\cos^2\Phi_{Tr})|A_0(t)|^2 + 2|A_\perp(t)|^2 - (2\sin^2\Phi_{Tr} - 3)|A_\parallel(t)|^2] \\
&= \frac{1}{4\pi} [2(|A_\parallel(t)|^2 - |A_0(t)|^2)\cos^2\Phi_{Tr} \\
&\quad + 3|A_0(t)|^2 + 2|A_\perp(t)|^2 + |A_\parallel(t)|^2], \tag{5.20}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\Gamma}{d\cos\theta_{Tr}dt} &\propto \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d^4\Gamma}{d\cos\theta_{Tr}d\Phi_{Tr}d\cos\Psi_{Tr}dt} d\Phi_{Tr}d\cos\Psi_{Tr} \\
&= \frac{3}{8} [(2 - \sin^2\theta_{Tr})|A_0(t)|^2 + 2\sin^2\theta_{Tr}|A_\perp(t)|^2 - (\sin^2\theta_{Tr} - 2)|A_\parallel(t)|^2] \\
&= \frac{3}{8} [(|A_0(t)|^2 + |A_\parallel(t)|^2 - 2|A_\perp(t)|^2)\cos^2\theta_{Tr} \\
&\quad + (|A_0(t)|^2 + |A_\parallel(t)|^2 + 2|A_\perp(t)|^2)]. \tag{5.21}
\end{aligned}$$

6 Korrektur der MC-Daten und Analyse des Korrekturverfahrens

Um den Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ zur Kontrolle des mithilfe des Referenzkanals $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \rightarrow \mu^+\mu^-K^\pm$ ermittelten Verzweigungsverhältnisses des $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfalls einzusetzen, ist eine möglichst genaue Messung des Kontrollkanals notwendig. Für eine hohe Genauigkeit der Ergebnisse dieser Messung muss aus den Daten des ATLAS-Detektors (Kap. 4) das Signal des Kontrollkanals von den Daten des Untergrunds möglichst genau separiert werden. Zu dieser Separation ist ein gutes Verständnis der Form des Signals des Kontrollkanals notwendig. Daher müssen, um eine entsprechende Technik zur Trennung von Signal und Untergrund zu entwickeln, Monte-Carlo-Daten (MC-Daten) der Signalform generiert werden. Die Wichtigkeit der Qualität der Separationsgenauigkeit wird anhand des Verzweigungsverhältnisses des Kontrollkanals ($BR(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi) = 1,09_{-0,23}^{+0,28} \times 10^{-3}$) [14] und der damit in Korrelation stehenden geringeren Ereignisanzahl für diesen Kanal deutlich. Aufgrund der zu erwartenden geringen Ereignisanzahl wird das Signal des Kontrollkanals zunächst anhand von MC-Daten untersucht. In dieser Arbeit wurden MC-Daten zum $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfall verwendet, die mittels der PYTHIA-Software [54] generiert wurden. Während der Generation der MC-Daten wird die Polarisation im J/ψ -Zerfall nicht berücksichtigt, was es notwendig macht, diese MC-Daten zu korrigieren. Danach erst können die MC-Daten in der Analyse des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfallskanals verwendet werden. Dieses Kapitel der Arbeit widmet sich der Korrektur der mit PYTHIA generierten MC-Daten und dem verwendeten Korrekturverfahren. In der Korrektur werden Parameter mit Unsicherheiten verwendet, welche durch Anpassungen an Messdaten des ATLAS-Detektors ermittelt wurden. Neben den Unsicherheiten der Parameter wird in der Korrektur ein Zufallszahlengenerator verwendet, was zu einer Streuung der Ereignisse führt. In einem vierstufigen Analyseverfahren wird der Einfluss dieser beiden Variationen im Korrekturverfahren auf die korrigierten MC-Daten untersucht und quantifiziert.

6.1 PYTHIA-Software

Die PYTHIA-Software [54] ist ein Standardwerkzeug zur MC-Generation von hochenergetischen Teilchenkollisionen. Ausgehend von einem initialen Prozess wird bis hin zu einem komplexen Endzustand jeder Zwischenschritt anhand von physikalischen Modellen implementiert. Bis zur Hauptversion 6 in Fortran 77 geschrieben, sind die neueren

Revisionen der Software von Grund auf in C++ erstellt worden. Version 8 stellt eine klare Trennung zur Version 6 dar und hängt nicht von externen Bibliotheken ab. Neben dem Hauptprogramm PYTHIA8 existieren zusätzliche Wrapper-Klassen, die auf verschiedene Anforderungen spezialisiert sind und PYTHIA mit vordefinierten Parametern starten, um die Software für diverse Situation einzustellen. Eine dieser Wrapper-Klassen ist die von der ATLAS-Kollaboration erstellte Klasse PYTHIA8B, die Voreinstellungen und Methoden zur effizienten Generation von b -Quark-Ereignissen bereitstellt.

6.2 Verwendete MC-Daten

In dieser Arbeit wurden existierende, mit PYTHIA8B generierte MC-Daten verwendet. Die MC-Daten enthalten exklusiv den Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ und fordern für Myonen Werte von $p_T > 4,0 \text{ GeV}/c$ und $|\eta| < 2,5$. Es werden dabei mindestens 2 Myonen, die diese Kriterien erfüllen, pro Ereignis gefordert. Für diese MC-Daten wurden die $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -Oszillationen in den Einstellungen von PYTHIA deaktiviert.

Zur Simulation der Partonen wurde die Sammlung CTEQ6L1 [55] von Parton-Distribution-Functions verwendet. Auf dem Quark-Level wird gefordert, dass der p_T -Wert des Anti-Quarks größer als $9,0 \text{ GeV}/c$ und der Wert $|\eta| < 3,5$ ist. Der Zerfall des B_s^0 wurde auf den Kanal $J/\psi\phi$ eingestellt und das J/ψ wurde auf den Zerfall nach $\mu^+\mu^-$ beschränkt. Bei dem Zerfall des ϕ zu K^+K^- ist in PYTHIA als Standard festgelegt, dass während der Generation des Zerfalls die Polarisation des Teilchens beachtet wird.

Während der Analyse wurden auf Generator-Niveau generierte MC-Daten verwendet. In diesen wurde keinerlei Detektorrekonstruktion durchgeführt.

6.3 Problemstellung

Die mit PYTHIA generierten MC-Daten entsprechen nicht den theoretischen Vorhersagen der Transversität-Winkelverteilungen. Die Funktion $\cos \Psi_{Tr}$ aus den MC-Daten weicht am stärksten von den drei Transversität-Winkelverteilungen von der theoretischen Vorhersage ab und zeigt eine Gleichverteilung über den gesamten Wertebereich von $[-1, 1]$ (Abb. 6.1), sollte jedoch nach Gleichung 5.19 parabelförmig sein. Die Ursache dafür liegt in der Ereignisgeneration von PYTHIA. Während der Generation wird die Polarisation im J/ψ -Zerfallskanal nicht berücksichtigt. Daher wird die Verteilung der Myonen aus dem J/ψ -Zerfall isotrop über den Raumwinkel Ω generiert. Dies ist gleichbedeutend damit, dass die Polarisationsamplituden A_0 , A_{\parallel} und A_{\perp} den gleichen Betrag haben. Der Kosinus-Term in Gleichung 5.19 verschwindet damit, weil $2|A_0(t)|^2 - |A_{\perp}(t)|^2 - |A_{\parallel}(t)|^2 = 0$ gilt.

Nach Gleichung 5.15 stammen alle Komponenten der Funktion $d\Gamma/d\cos \Psi_{Tr}$ aus der Summe der Diagonalelemente des Tensors L_{ij} und sind die formgebenden Elemente der $\cos \Psi_{Tr}$ -Winkelverteilung.

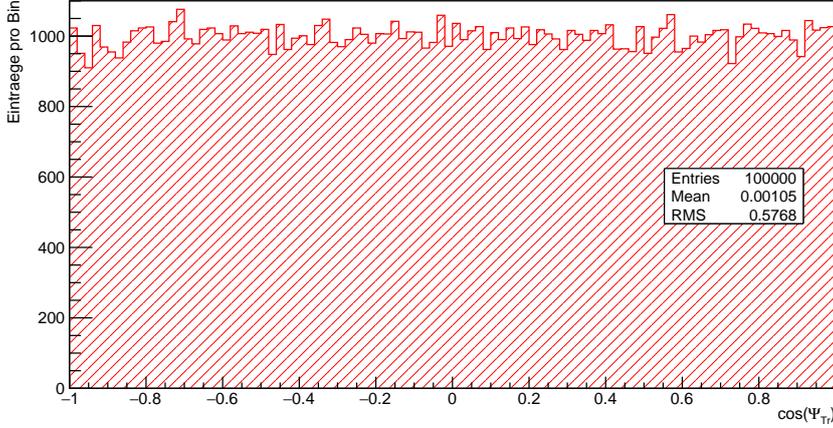


Abbildung 6.1: Unkorrigierte $\cos \Psi_{Tr}$ -Winkelverteilung: Die Abbildung zeigt exemplarisch die Winkelverteilung von $\cos \Psi_{Tr}$ aufgezeichnet über 100 000 Ereignisse. Die Verteilung ist flach, obwohl nach den theoretischen Vorhersagen eine Parabelform mit Offset erwartet wird.

Zur Anpassung der Zerfallswinkelverteilungen wird ein Verwerfungsverfahren mit der korrekten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Probability-Density-Function, PDF) des Signals durchgeführt.

6.4 Signal-PDF

Die Verteilung über die Eigenzeit t und die Transversity-Winkel Ω ($\cos \Psi_{Tr}$, $\cos \theta_{Tr}$, Φ_{Tr}) für den $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ -Zerfall sind in der normierten Signal-PDF zusammengefasst [56]:

$$\frac{d^4\Gamma}{dt d\Omega} = \sum_{k,\pm} \mathcal{O}_{\pm}^{(k)}(t) g^k(\Psi_{Tr}, \theta_{Tr}, \Phi_{Tr}), \quad (6.1)$$

wobei $\mathcal{O}_{\pm}^{(k)}(t)$ die zeitabhängigen Polarisationsamplituden (Abs. 5.2) und $g^k(\cos \Psi_{Tr}, \cos \theta_{Tr}, \Phi_{Tr})$ die Transversity-Winkelfunktionen sind. In Tabelle 6.1 sind alle Komponenten aufgeführt.

Neben dem eigentlichen Kontrollkanal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ berücksichtigt die Signal-PDF auch einen Anteil am Signal, der durch den Kanal $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^+$ entsteht. Die Kaonen des Endzustandes können fälschlicherweise zu einem ϕ -Teilchen rekonstruiert werden und dadurch die Signalform beeinflussen. Um die generierten MC-Daten möglichst kongruent mit den Messungen im ATLAS-Detektor zu gestalten, wird diese Kontamination durch die Polarisationsamplituden 7 bis 10 (Tab. 6.1) der Signal-PDF berücksichtigt.

k	$\mathcal{O}_{\pm}^{(k)}(t)$	$g^k(\Psi_{Tr}, \theta_{Tr}, \Phi_{Tr})$
1	$\frac{1}{2} A_0(0) ^2 \left[(1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right]$	$2 \cos^2 \Psi_{Tr} (1 - \sin^2 \theta_{Tr} \cos^2 \Phi_{Tr})$
2	$\frac{1}{2} A_{\parallel}(0) ^2 \left[(1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right]$	$\sin^2 \Psi_{Tr} (1 - \sin^2 \theta_{Tr} \sin^2 \Phi_{Tr})$
3	$\frac{1}{2} A_{\perp}(0) ^2 \left[(1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right]$	$\sin^2 \Psi_{Tr} \sin^2 \theta_{Tr}$
4	$\frac{1}{2} A_0(0) A_{\parallel}(0) \cos \delta_{\parallel} \left[(1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right]$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\Psi_{Tr} \sin^2 \theta_{Tr} \sin 2\Phi_{Tr}$
5	$ A_{\parallel}(0) A_{\perp}(0) \left[\frac{1}{2} \left(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right) \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin \phi_s \right]$	$\sin^2 \Psi_{Tr} \sin 2\theta_{Tr} \sin \Phi_{Tr}$
6	$ A_0(0) A_{\perp}(0) \left[\frac{1}{2} \left(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right) \cos \delta_{\perp} \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\Psi_{Tr} \sin 2\theta_{Tr} \cos \Phi_{Tr}$
7	$\frac{1}{2} A_S(0) ^2 \left[(1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right]$	$\frac{2}{3} (1 - \sin^2 \theta_{Tr} \cos^2 \Phi_{Tr})$
8	$ A_S(0) A_{\parallel}(0) \left[\frac{1}{2} \left(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right) \sin(\delta_{\parallel} - \delta_S) \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \Psi_{Tr} \sin^2 \theta_{Tr} \sin 2\Phi_{Tr}$
9	$\frac{1}{2} A_S(0) A_{\perp}(0) \sin(\delta_{\perp} - \delta_S) \left[(1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \Psi_{Tr} \sin 2\theta_{Tr} \cos \Phi_{Tr}$
10	$ A_0(0) A_S(0) \left[\frac{1}{2} \left(e^{-\Gamma_H^{(s)} t} - e^{-\Gamma_L^{(s)} t} \right) \sin \delta_S \sin \phi_s \right]$	$\frac{4}{3} \sqrt{3} \cos \Psi_{Tr} (1 - \sin^2 \theta_{Tr} \cos^2 \Phi_{Tr})$

Tabelle 6.1: Die Tabelle zeigt alle zehn zeitabhängigen Polarisationsamplituden $\mathcal{O}_{\pm}^{(k)}(t)$ und Transversity-Winkelfunktionen $g^k(\Psi_{Tr}, \theta_{Tr}, \Phi_{Tr})$ der Signal-PDF. Alle Terme mit \pm/\mp -Komponenten hängen davon ab, ob das B_s^0 -Teilchen oder -Antiteilchen identifiziert wurde. Die CP-geraden Transversity-Amplituden $|A_0(0)|^2$ und $|A_{\parallel}(0)|^2$ des Masseeigenzustands B_L , sowie die CP-ungerade Amplitude $|A_{\perp}(0)|^2$ des B_H -Masseeigenzustands mit den zugehörigen Phasen δ_0 , δ_{\parallel} und δ_{\perp} werden verwendet. Per Konvention ist δ_0 gleich Null gesetzt. Die S-Kugelflächenwellenfunktionsamplitude $|A_S(0)|^2$ entspricht dem Anteil des $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^- (f_0)$ -Kanals am B_s^0 -Zerfall und δ_S ist die zugehörige Phase [57].

6.5 Korrektur der MC-Daten

Zur Korrektur der MC-Daten wird die Signal-PDF in einem Verwerfungsverfahren [58] mit den von ATLAS gemessenen Parametern aus Tabelle 6.2 angewendet.

Index	Parameter	Wert	Stat.-Fehler	Sys.-Fehler
0	$ A_0 ^2$	0,529	0,006	0,011
1	$ A_{\parallel} ^2$	0,220	0,008	0,009
2	$ A_S ^2$	0,024	0,014	0,028
3	Γ_s	0,677	0,007	0,003
4	$\Delta\Gamma_s$	0,053	0,021	0,009
5	ϕ_s	0,12	0,250	0,050
6	δ_{\perp}	3,887	0,460	0,130
7	δ_{\parallel}	3,136	0,095	0,090
8	$\delta_{\perp} - \delta_S$	3,140	0,120	0,040

Tabelle 6.2: Die Tabelle zeigt alle nötigen Parameter der Signal-PDF mit ihren statistischen und systematischen Fehlern, wie sie in der Arbeit verwendet wurden [57].

Die Quadrate der Polarisationsamplitudenbeträge $|A_0|^2, |A_{\parallel}|^2$ und $|A_S|^2$, sowie die Polarisationsamplitudenphasen δ_{\perp} , δ_{\parallel} und δ_S , als auch die mittlere Zerfallsbreite Γ_s und der Zerfallsbreitenunterschied $\Delta\Gamma_s$ zwischen dem leichten B_L - und schweren B_H -Masseeigenzustand, sowie die CP-verletzende Phase ϕ_s werden als Parameter benötigt.

$|A_{\perp}|^2$ wird mithilfe der anderen drei Amplituden berechnet:

$$|A_{\perp}|^2 = 1 - |A_S|^2 - |A_{\parallel}|^2 - |A_0|^2, \quad (6.2)$$

falls das Ergebnis kleiner als Null ist, wird $|A_{\perp}|^2 = 0$ gesetzt. Diese Relation ist valide, da die gesamte normierte Intensität einen Wert von 1 nicht überschreiten darf. Für den Fall, dass

$$|A_S|^2 + |A_{\parallel}|^2 + |A_0|^2 > 1, \quad (6.3)$$

wird das Parameterset verworfen, da dies eine gesamte normierte Intensität größer 1 bedeuten würde. Die Zerfallsbreiten werden ebenfalls aus den Parametern berechnet:

$$\Gamma_L^{(s)} = \Gamma_s - \frac{\Delta\Gamma_s}{2}, \quad (6.4)$$

$$\Gamma_H^{(s)} = \Gamma_s + \frac{\Delta\Gamma_s}{2}. \quad (6.5)$$

Für die Oszillationsfrequenz Δm wird ein konstanter Wert von $17,77 \text{ ps}^{-1}$ verwendet [59]. Die Eigenzeit t in den Komponenten der Signal-PDF wird aus der Masse und dem Impuls des B_s^0 -Teilchens berechnet. Ebenso werden aus der Topologie der MC-Ereignisse die Transversity-Winkel für jedes Ereignis berechnet.

Unter der Annahme einer Gleichverteilung zwischen Teilchen und Antiteilchen wird zwischen 0 und 1 eine gleichverteilte Aufteilungsrate r gewürfelt. Für Werte kleiner 0,5 wird von einem \bar{b} -Quark und für Werte zwischen 0,5 und 1 wird von einem b -Quark

als Quarkinhalt des B_s^0 bzw. \bar{B}_s^0 ausgegangen. Somit wird trotz der Einstellungen in PYTHIA, in denen die Oszillation von B_s^0 nach \bar{B}_s^0 für die Generation deaktiviert wurde, eine Gleichverteilung zwischen Teilchen und Antiteilchen simuliert.

Die Wahrscheinlichkeit für einen $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfall ergibt sich aus Gleichung 6.1 zu

$$P_{J/\psi\phi} = r \cdot \sum_{k,+} \mathcal{O}_+^{(k)} g^k + (1-r) \cdot \sum_{k,-} \mathcal{O}_-^{(k)} g^k, \quad (6.6)$$

wobei die Summen über k den an der Wechselwirkung beteiligten W^\pm zuzuordnen sind und die Aufteilung zwischen dem Zerfall des B_s^0 und \bar{B}_s^0 darstellen.

Die allgemeine Zerfallswahrscheinlichkeit $P_{allgemein}$ eines B_s^0 -Mesons wird mithilfe von

$$P_{allgemein} = \lambda e^{-\lambda t_{B_s^0}} \quad (6.7)$$

berechnet. Die Zerfallskonstante λ hat in den Berechnungen den konstanten Wert

$$\lambda = c_0/0,4390 \text{ m.}$$

Es entspricht $c_0 = 299\,792\,458 \text{ m/s}$ der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Ereignisse werden verworfen, wenn der Quotient $P_{J/\psi\phi}/P_{allgemein}$ größer oder gleich einer oberen Wahrscheinlichkeitsgrenze von $0,62$ multipliziert mit einer Zufallsvariablen z ist:

$$P_{J/\psi\phi}/P_{allgemein} \geq z \cdot 0,62. \quad (6.8)$$

Als Zufallsvariable ist z im Bereich zwischen 0 und 1 gleichverteilt. Die Abbildungen 6.2, 6.3 und 6.4 zeigen die gebinnten Verteilungen der Transversity-Winkel vor und nach der Anwendung des Korrekturverfahrens. Es ist jeweils die Häufigkeit der Funktionswerte gegen den Winkel bzw. die Winkelfunktion aufgetragen. Als Grundlage wurden $100\,000$ Ereignisse der generierten MC-Daten verwendet. Es ist deutlich zu erkennen, dass durch das Verwerfungsverfahren ein gewisser Anteil an Statistik durch die verworfenen Ereignisse verloren geht. Die durchschnittliche Rate der akzeptierten Ereignisse liegt bei $37,2 \pm 1,2\%$.

Im ersten optischen Vergleich der einzelnen Verteilungen vor und nach der Korrektur wurde die Form der Verteilungen von Φ_{Tr} und $\cos\theta_{Tr}$ nicht sichtbar geändert. Beide Verteilungen haben jedoch an Statistik verloren. Die $\cos\theta_{Tr}$ -Verteilung zeigt nach der Korrektur eine Parabelform. Mit dem Wissen um die Messwerte der Amplituden (Tab. 6.2) kann aus Gleichung 5.20 geschlossen werden, dass eine Verteilung in Form von einem quadrierten Sinus für Φ_{Tr} zu erwarten ist. Am deutlichsten wurde die Form der $\cos\Psi_{Tr}$ -Verteilung verändert. Die zuvor flache Verteilung hat nach der Korrektur einen parabelförmigen Verlauf. Laut der theoretischen Vorhersage (Gl. 5.19) sollte die Verteilung von $\cos\Psi_{Tr}$ einer Parabel entsprechen. Eine Anpassung der theoretischen Funktionen an die korrigierten MC-Daten wurde explizit nicht vorgenommen, da das zugrundeliegende Modell der theoretischen Winkelverteilungen Aspekte, die in

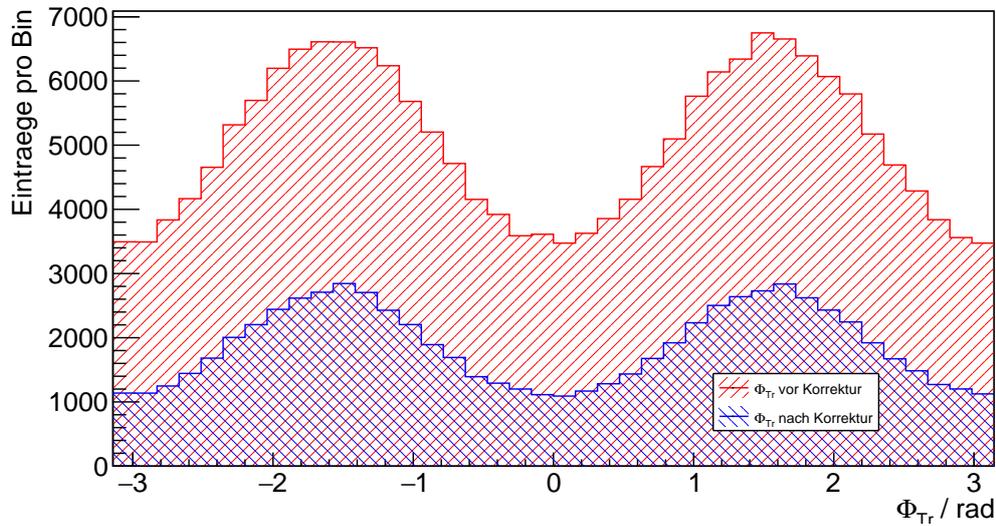


Abbildung 6.2: Gebinnte Φ_{Tr} -Winkelverteilung vor und nach Anwendung der Korrektur durch das Verwerfungsverfahren.

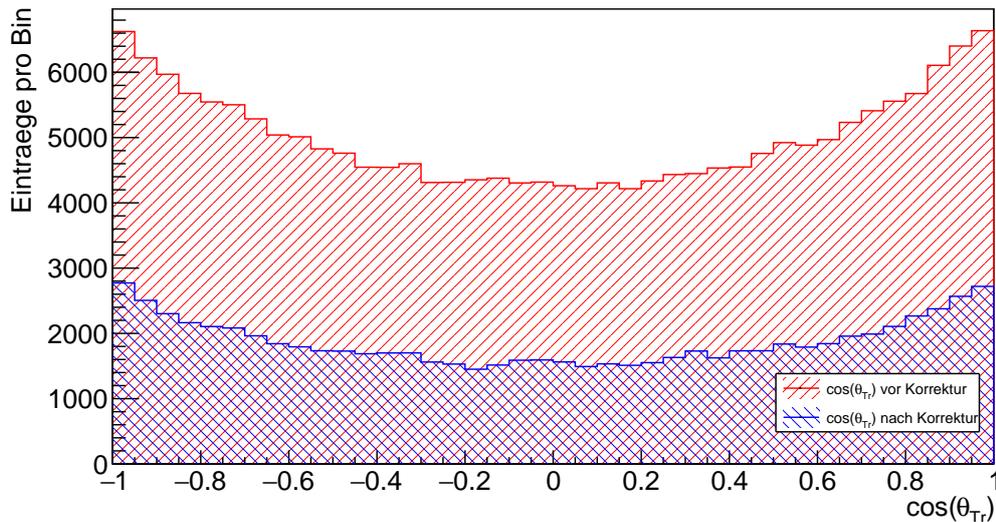


Abbildung 6.3: Gebinnte $\cos \theta_{Tr}$ -Winkelverteilung vor und nach Anwendung der Korrektur durch das Verwerfungsverfahren.

der Signal-PDF berücksichtigt werden, nicht miteinbezieht, wie der Beitrag des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^- (f_0)$ zum Signal des ATLAS-Detektors.

Um die Unterschiede der Verteilungen vor und nach der Korrektur herauszuarbeiten, wurden die Histogramme der Verteilungen nach der Korrektur auf die Fläche der Hi-

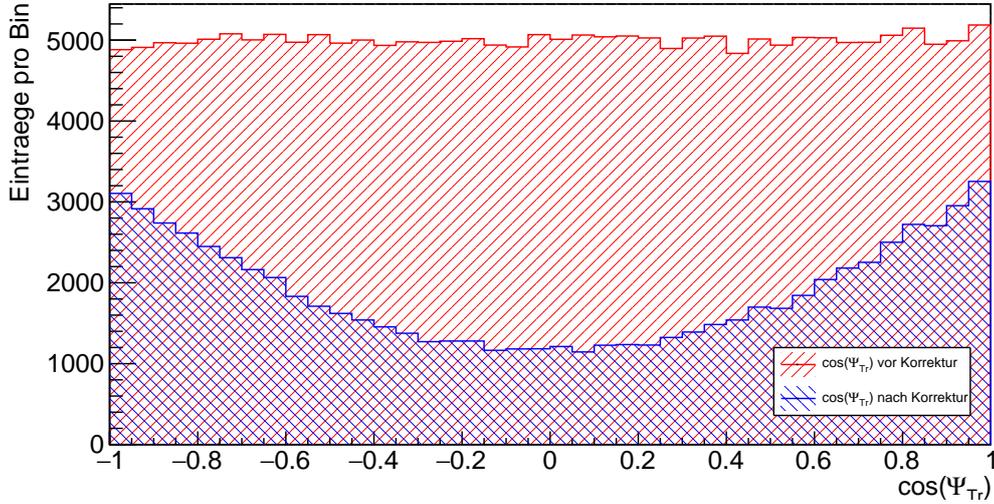


Abbildung 6.4: Gebinnte $\cos \Psi_{Tr}$ -Winkelverteilung vor und nach Anwendung der Korrektur durch das Verwerfungsverfahren.

stogramme vorher normiert (Abb. 6.7, 6.6 und 6.5). Weiterhin wurde eine zusätzliche Abbildung unterhalb jeder der überlagerten Verteilungen hinzugefügt, die das Verhältnis zwischen der Verteilung vorher und nachher für alle Bins darstellt. Die x-Achse der unteren Abbildung ist gleichzeitig die x-Achse der oberen Abbildung. Für jedes Bin ist das Verhältnis zwischen dem unskalierten Eintrag vor der Korrektur und dem skalierten Eintrag nach der Korrektur aufgetragen. Ist der Eintrag für ein Bin eins, gibt es folglich eine starke Übereinstimmung der beiden Verteilungen. Als Fehler auf die x-Werte wurde die halbe Binbreite verwendet.

Die Verteilungen von Φ_{Tr} und $\cos \theta_{Tr}$ weichen beide bei den Binverhältnissen maximal um 0,2 nach oben und unten von dem Wert 1 ab. Im Vergleich zu den Verhältnissen der $\cos \Psi_{Tr}$ -Verteilung, die bis auf 0,6 absinkt bzw. bis auf 1,7 ansteigt, sind deren Änderungen zur ursprünglichen Verteilung kleiner. Bei der Φ_{Tr} -Verteilung ist zu erkennen, dass die im Bereich um $\pi/2$ und $-\pi/2$ auftretenden Werte nach der Skalierung circa 10% größer und in den Bereichen um $-\pi$, 0 und π vorkommenden Werte nach der Skalierung etwa 15% niedriger ausfallen. $\cos \Psi_{Tr}$ zeigt eine deutliche Parabelform im Gegensatz zur unkorrigierten Verteilung. Die Änderungen resultieren aus der korrekten Berücksichtigung der J/ψ -Polarisation während der Zerfälle, die in PYTHIA nicht vorhanden sind.

Die Korrekturmethode wurde als Klasse in C++ programmiert und für weitere Analysen zur Verfügung gestellt. Im nächsten Abschnitt wird die Frage behandelt, wie weit die Ergebnisse dieser Methode von den Unsicherheiten der angepassten Parameter, die in der Signal-PDF verwendet werden, abhängen.

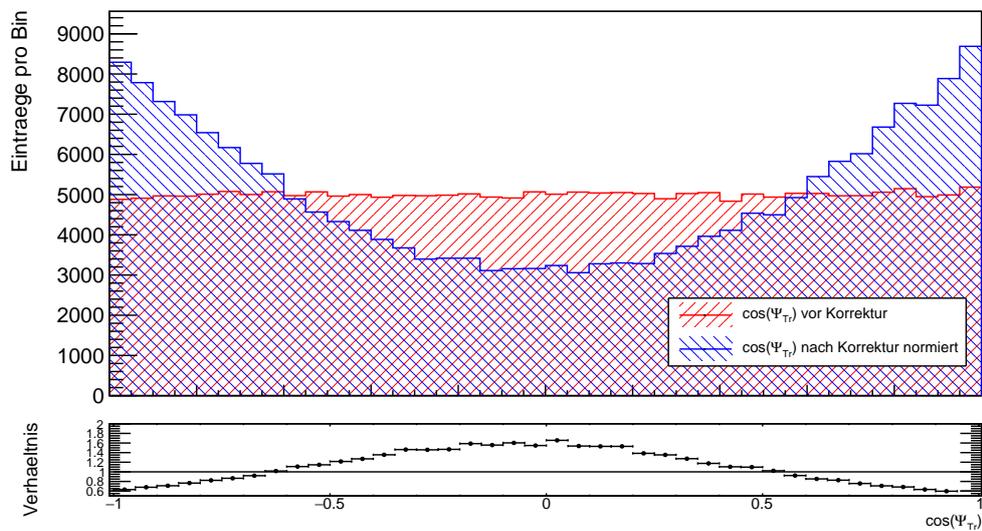


Abbildung 6.5: Die Abbildung zeigt gebinnte $\cos \Psi_{Tr}$ -Winkelverteilung vor und nach Anwendung der Korrektur durch das Verwerfungsverfahren. Die Fläche der Verteilung nach der Korrektur ist auf die Fläche der Verteilung von der Korrektur normiert.

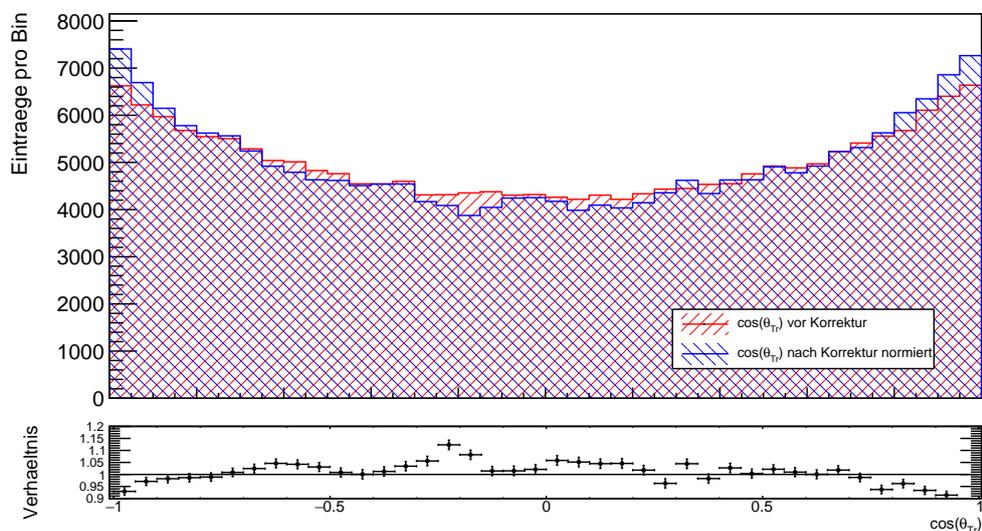


Abbildung 6.6: Die Abbildung zeigt gebinnte $\cos \theta_{Tr}$ -Winkelverteilung vor und nach Anwendung der Korrektur durch das Verwerfungsverfahren. Die Fläche der Verteilung nach der Korrektur ist auf die Fläche der Verteilung von der Korrektur normiert.

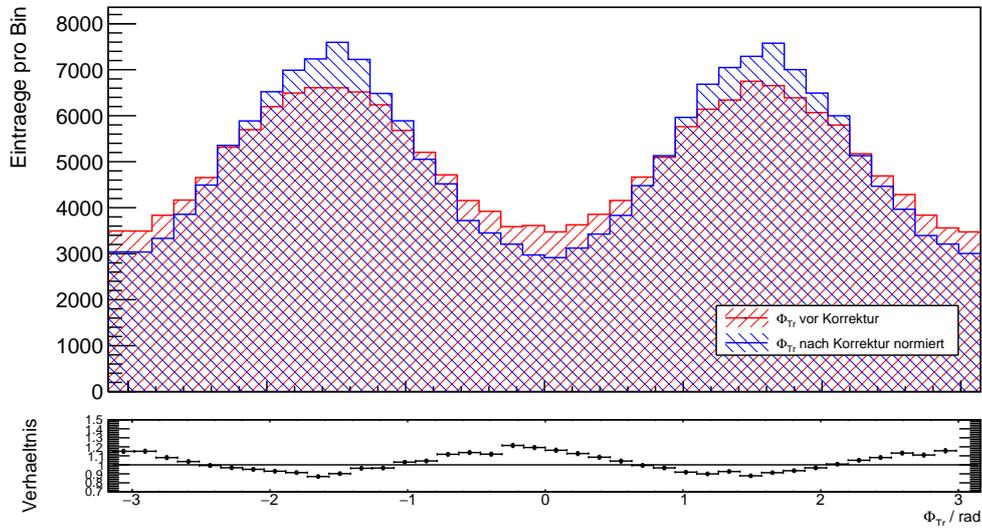


Abbildung 6.7: Die Abbildung zeigt gebinnte Φ_{T_r} -Winkelverteilung vor und nach Anwendung der Korrektur durch das Verwerfungsverfahren. Die Fläche der Verteilung nach der Korrektur ist auf die Fläche der Verteilung von der Korrektur normiert.

6.6 Unsicherheiten aufgrund des Korrekturverfahrens

Durch die Korrektur der Transversity-Winkelverteilungen, die aufgrund des von PYTHIA nicht korrekt generierten J/ψ -Zerfalls notwendig ist, ergeben sich Unsicherheiten für die Transversity-Winkelverteilungen. Diese entstehen aufgrund des Verwerfungsverfahrens, welches einen Zufallsgenerator verwendet, und der Messunsicherheiten der Signal-PDF-Parameter. Bei Wiederholung des Verfahrens mit unterschiedlichen Startwerten des Zufallsgenerators oder anderen Werten der Signal-PDF-Parameter (Tab. 6.2) ist mit Variationen in den korrigierten Transversity-Winkelverteilungen zu rechnen. Für die drei Transversity-Winkelverteilungen bedeutet das eine Variation der Einträge jedes Bins. Um diese Variation zu quantifizieren, wurde ein Analyseverfahren bestehend aus 4 Stufen entwickelt.

Das Verfahren basiert auf der Variation der Signal-PDF-Parameter innerhalb ihrer Messunsicherheiten und der Wiederholung des Verwerfungsverfahrens auf demselben MC-Datensatz. Durch die Verwendung desselben MC-Datensatzes wird ein Einfluss von sich ändernden Eingangsdaten ausgeschlossen. Somit ist jede im Folgenden beobachtete Veränderung ein Resultat der verwendeten Korrekturmethode. Die Signal-PDF-Parameter werden in Zyklen variiert. Jeder Zyklus beinhaltet ein Set von Parametern, das nach einer multivariaten Gauß-Verteilung gewürfelt wird. Zur Erzeugung werden die Werte aus Tabelle 6.2 verwendet und unter Berücksichtigung der Kovarianzmatrix aus

der Anpassung der Parameter an die experimentellen Daten (Tab. 6.4)[57] variiert.

Mit einer Menge von $N_E = 100\,000$ Ereignissen aus dem existierenden MC-Datensatz wurden jeweils $N_C = 10\,000$ Zyklen des Verfahrens durchlaufen und die drei Transversity-Winkelverteilungen $\cos \Psi_{Tr}$, $\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr} in $N_B = 100$ Bins ausgewertet.

Der nachfolgende Abschnitt gibt einen ersten Überblick über das Analyseverfahren. Weitere Details werden anschließend diskutiert. In **Stufe 1** wird aus den N_E Ereignissen eine Winkelverteilung durch Anwendung des Verwerfungsverfahrens mit der Signal-PDF auf die MC-Daten erzeugt. Dieser Vorgang wird für jedes Parameterset in N_C Zyklen mit den gleichen Ereignisdaten wiederholt. Bei **Stufe 2** werden für jedes der N_B Bins einer Winkelverteilung die Anzahl der Einträge in diesem Bin über alle Zyklen aufgezeichnet. Die so entstehende Verteilung der Einträge für jedes Bin besteht aus N_C Werten. An diese Verteilungen werden Gauß-Funktionen angepasst, wodurch Mittelwerte μ der Einträge in jedem Bin und Standardabweichungen σ ermittelt werden. **Stufe 3** besteht aus der Analyse der Mittelwerte und Standardabweichungen in Abhängigkeit der Winkel-funktionen und der Analyse der relativen Differenzen der jeweiligen Werte aus beiden Konfigurationen. In **Stufe 4** werden mithilfe der Berechnung und Betrachtung der relativen Breite jedes Bins und der relativen Differenzen der Werte beider Konfigurationen des Analyseverfahrens die Auswirkungen des Korrekturverfahrens bewertet.

Die vier Stufen des Analyseverfahrens werden separat für die drei Transversity-Winkelverteilungen und in zwei Konfigurationen durchgeführt (Tab.6.3). In der ersten Konfiguration werden die Werte aller Parametersets unter Berücksichtigung der Kovarianzen der Parameter frei variiert (*free*). Bei der zweiten Konfiguration sind alle verwendeten Parametersets identisch und die Werte der Parameter sind auf ihre Messwerte fixiert (*fixed*), ohne Berücksichtigung der Unsicherheiten. Die beiden Konfigurationen werden im späteren Verlauf zur Separation der Variationen verwendet.

Stufe	Konfiguration	Anz. Abb.	Einträge
1	2	$2 \cdot 3N_C$	$k \cdot N_E$
2	2	$2 \cdot 3N_B$	N_C
3	2	$2 \cdot 3$	N_B
4	2	$2 \cdot 3$	N_B
5	-	3	N_B

Tabelle 6.3: Übersicht der Stufen zur Ermittlung der Unsicherheiten des Verwerfungsverfahrens: Die Tabelle zeigt für jede Stufe, in wie vielen Konfigurationen (*free*, *fixed*) die jeweilige Stufe durchgeführt wird, wie viele Abbildungen entstehen und wie viele Einträge jede der Abbildungen besitzt. Dabei steht k für die Akzeptanzrate des Verwerfungsverfahrens von $37,2 \pm 1,2\%$, N_E für die Anzahl der Ereignisse, die verwendet werden, N_C für die Anzahl der Zyklen des Verfahrens und N_B für die Binanzahl der Winkelverteilungen in Stufe 1.

Stufe 1

Für jeden Zyklus wird ein separates Parameterset verwendet. In der freien Konfiguration werden die Parameter einer multivariaten Gauß-Verteilung entsprechend unter Berücksichtigung der Kovarianzen der Parameter und deren Unsicherheiten gewürfelt. Jedes dieser Parametersets wird durch einen Vektor \vec{X} beschrieben, wobei jeder Parameter einer Vektorkomponente entspricht:

$$\vec{X} = \vec{\mu} + A\vec{Z}. \quad (6.9)$$

Es ist $\vec{\mu}$ ein mit den Messwerten der Parameter gefüllter Vektor, \vec{Z} ein Vektor mit unabhängigen standardnormalverteilten Komponenten und A nach der Cholesky-Zerlegung [60] aus der Kovarianzmatrix Σ bestimmte Matrix:

$$\Sigma = AA^T = LDL^T = \underbrace{LD^{1/2}}_A \underbrace{D^{1/2^T}L^T}_{A^T}. \quad (6.10)$$

L repräsentiert die untere Einheitsdreiecksmatrix, D die diagonalisierte Kovarianzmatrix der Parameter (Tab. 6.4) und $D^{1/2}$ die Quadratwurzel von D . Diese Berechnung wurde durch die RooMultiVarGaussian-Klasse des in C++ geschriebenen Analyseframeworks ROOT realisiert [61]. Bei der zweiten Konfiguration des Analyseverfahrens ist der Vektor des Parametersets \vec{X} identisch zu dem Vektor der Mittelwerte $\vec{\mu}$.

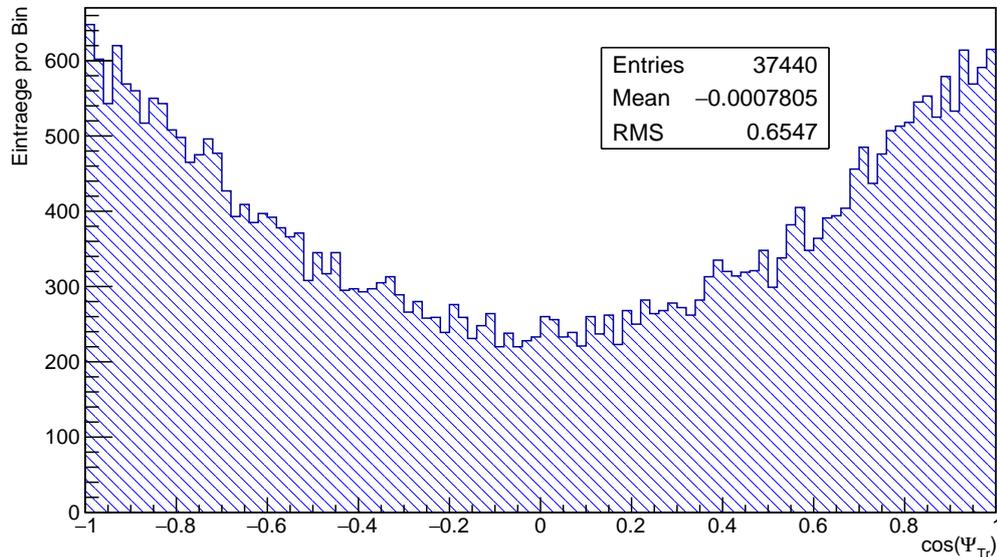


Abbildung 6.8: Eine Winkelverteilung nach Stufe 1: die Abbildung dient der Veranschaulichung von Stufe 1 und zeigt die gebinnte Winkelverteilung von $\cos \Psi_{Tr}$ in 100 Bins und wurde aus 100 000 Ereignissen erstellt für ein Parameterset der Konfiguration *free*.

Kovarianz	$ A_0(0) ^2$	$ A_{ }(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$	Γ_s	$\Delta\Gamma_s$	ϕ_s	δ_{\perp}	$\delta_{ }$	$\delta_{\perp} - \delta_S$
$ A_0(0) ^2$	$3,51 \cdot 10^{-5}$	$-1,41 \cdot 10^{-5}$	$2,35 \cdot 10^{-5}$	$-2,56 \cdot 10^{-6}$	$1,27 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$-4,48 \cdot 10^{-5}$	$-1,49 \cdot 10^{-5}$	$-1,72 \cdot 10^{-5}$
$ A_{ }(0) ^2$	$-1,41 \cdot 10^{-5}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$8,1 \cdot 10^{-6}$	$-4,75 \cdot 10^{-6}$	$1,66 \cdot 10^{-5}$	$1,89 \cdot 10^{-5}$	$1,77 \cdot 10^{-5}$	$5,75 \cdot 10^{-6}$	$-8,35 \cdot 10^{-6}$
$ A_S(0) ^2$	$2,35 \cdot 10^{-5}$	$8,1 \cdot 10^{-6}$	$1,96 \cdot 10^{-4}$	$3,25 \cdot 10^{-6}$	$2,02 \cdot 10^{-5}$	$9,94 \cdot 10^{-5}$	$-3,5 \cdot 10^{-4}$	$-1,46 \cdot 10^{-5}$	$-1,58 \cdot 10^{-4}$
Γ_s	$-2,56 \cdot 10^{-6}$	$-4,75 \cdot 10^{-6}$	$3,25 \cdot 10^{-6}$	$4,63 \cdot 10^{-5}$	$-8,78 \cdot 10^{-5}$	$4,34 \cdot 10^{-5}$	$4,38 \cdot 10^{-6}$	$-2,06 \cdot 10^{-6}$	$-7,23 \cdot 10^{-6}$
$\Delta\Gamma_s$	$1,27 \cdot 10^{-5}$	$1,66 \cdot 10^{-5}$	$2,02 \cdot 10^{-5}$	$-8,78 \cdot 10^{-5}$	$4,37 \cdot 10^{-4}$	$5,56 \cdot 10^{-4}$	$-1,66 \cdot 10^{-4}$	$1,23 \cdot 10^{-5}$	$1,77 \cdot 10^{-6}$
ϕ_s	$3 \cdot 10^{-6}$	$1,89 \cdot 10^{-5}$	$9,94 \cdot 10^{-5}$	$4,34 \cdot 10^{-5}$	$5,56 \cdot 10^{-4}$	$0,0611$	$-0,00484$	$4,83 \cdot 10^{-4}$	$-8,12 \cdot 10^{-5}$
δ_{\perp}	$-4,48 \cdot 10^{-5}$	$1,77 \cdot 10^{-5}$	$-3,5 \cdot 10^{-4}$	$4,38 \cdot 10^{-6}$	$-1,66 \cdot 10^{-4}$	$-0,00484$	$0,21$	$0,00166$	$0,00429$
$\delta_{ }$	$-1,49 \cdot 10^{-6}$	$5,75 \cdot 10^{-6}$	$-1,45 \cdot 10^{-5}$	$-2,06 \cdot 10^{-6}$	$1,23 \cdot 10^{-5}$	$4,83 \cdot 10^{-4}$	$0,00166$	$0,00903$	$8,1 \cdot 10^{-5}$
$\delta_{\perp} - \delta_S$	$-1,72 \cdot 10^{-5}$	$-8,35 \cdot 10^{-6}$	$-1,58 \cdot 10^{-4}$	$-7,23 \cdot 10^{-6}$	$1,77 \cdot 10^{-6}$	$-8,12 \cdot 10^{-5}$	$0,00429$	$8,1 \cdot 10^{-5}$	$0,0132$

Tabelle 6.4: Die Tabelle zeigt die Kovarianzmatrix der Signal-PDF aus der Anpassung an die experimentellen Daten [57], wie sie in der Arbeit verwendet wurden.

In jedem der N_C Zyklen beider Konfigurationen wird die Korrektur auf dieselben $N_E = 100\,000$ Ereignisse aus den vorliegenden MC-Daten unter Verwendung eines der Parametersets angewendet. Als Resultat der Stufe 1 entstehen N_C Winkelverteilungen für jeden Transversity-Winkel und jede Konfiguration (siehe z.B. Abb. 6.8).

Stufe 2

Die Inhalte der Bins werden über alle Zyklen aufgezeichnet. Daraus ergeben sich N_B Verteilungen des Bininhalts jedes Bins, die alle mit N_C Einträgen gefüllt sind. Die Daten der Verteilung wurden mit einer Gauß-Verteilung parametrisiert. Jedes Bin i erhält somit aus der Anpassung einen Mittelwert μ_i und eine Standardabweichung σ_i . In Abbildung 6.9 ist zur Demonstration eine angepasste Bininhaltverteilung gezeigt.

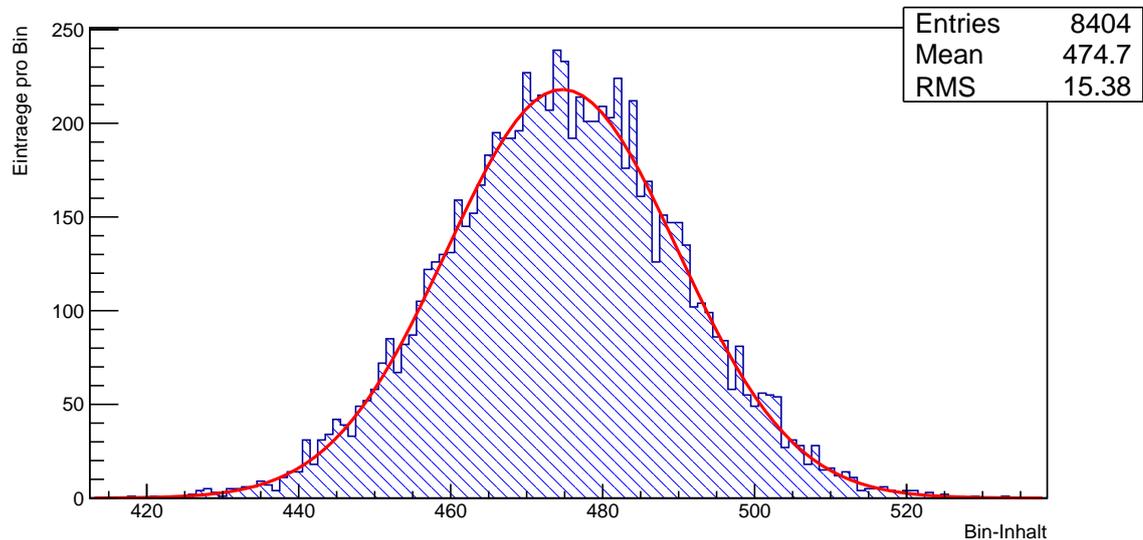


Abbildung 6.9: Eine Bininhaltverteilung nach Stufe 2: Die Abbildung zeigt die Bininhaltverteilung bei 100 000 Ereignissen und 10 000 Zyklen in Bin 13 der Transversity-Winkelverteilung $\cos \Psi_{Tr}$ und der Konfiguration *free*. Anhand der Anpassung einer Gauß-Funktion werden der Mittelwert μ_{13} und die Standardabweichung σ_{13} der Verteilung ermittelt.

Stufe 3

Nach Stufe 2 sind für jedes Bin der Transversity-Winkelverteilungen ein Mittelwert μ_i und eine Standardabweichung σ_i der Verteilung der Einträge in diesem Bin i bekannt. Diese beiden Werte werden jeweils in Abhängigkeit der Transversity-Winkelverteilung

mit ihrem Fehler aufgetragen. Die Form der entstehenden Punkteverteilung der Mittelwerte bildet eine mittlere Winkelverteilung der entsprechenden Transversity-Winkelfunktion und ist der Form der Verteilung aus Stufe 1 ähnlich. Neben der Betrachtung der Verteilungen aus beiden Konfigurationen des Analyseverfahrens erfolgt eine Analyse der relativen Differenz der Ergebnisse aus den Konfigurationen *free* und *fixed*:

$$\Delta x_i = \frac{x_{fixed,i} - x_{free,i}}{x_{free,i}}, \quad (6.11)$$

$$\sigma_{\Delta x_i} = \sqrt{\frac{x_{fixed,i}^2}{x_{free,i}^4} \sigma_{x_{free,i}}^2 + \frac{1}{x_{free,i}^2} \sigma_{x_{fixed,i}}^2}. \quad (6.12)$$

In diesen Gleichungen entspricht x_i jeweils μ_i bzw. σ_i . Die Differenzen werden jeweils relativ zum Wert aus der Konfiguration *free* berechnet.

Stufe 4

Als vierte Stufe wird für jedes Bin die relative Breite K_i mit der Unsicherheit σ_{K_i} berechnet und gegen die entsprechende Transversity-Winkelfunktion aufgetragen:

$$K_i = \frac{\sigma_i}{\mu_i}. \quad (6.13)$$

Weil K_i eine Funktion von σ_i und μ_i ist und beide Größen miteinander korreliert sind, wird die Unsicherheit σ_{K_i} unter Berücksichtigung der Abhängigkeiten bestimmt:

$$\sigma_{K_i}^2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial K_i}{\partial \mu_i} & \frac{\partial K_i}{\partial \sigma_i} \end{pmatrix} \underbrace{\begin{pmatrix} \sigma_{\mu_i}^2 & \sigma_{\mu_i \sigma_i} \\ \sigma_{\sigma_i \mu_i} & \sigma_{\sigma_i}^2 \end{pmatrix}}_{M_i} \begin{pmatrix} \frac{\partial K_i}{\partial \mu_i} \\ \frac{\partial K_i}{\partial \sigma_i} \end{pmatrix} = \frac{\sigma_{\sigma_i}^2}{\mu_i^2} - 2 \frac{\sigma_i \sigma_{\sigma_i \mu_i}^2}{\mu_i^3} + \frac{\sigma_i \sigma_{\mu_i}^2}{\mu_i^4}. \quad (6.14)$$

Es ist M_i die Kovarianzmatrix in Bezug auf die Variablen μ_i und σ_i . Aufgrund der Symmetrie der Kovarianzmatrix ist $\sigma_{\mu_i \sigma_i} = \sigma_{\sigma_i \mu_i}$. Zur Extraktion der Unsicherheiten, die durch die Variation der Parameter hervorgerufen werden, wird die relative Differenz ΔK_i für jedes Bin i der beiden Konfigurationen *free* und *fixed* des Analyseverfahrens gebildet. Dazu werden die Gleichungen 6.11 und 6.12 analog zur Berechnung der relativen Differenzen von σ_i und μ_i verwendet.

6.7 Auswertung der Analyse

Die Ergebnisse der Stufen 1 und 2 sind in den Abbildungen der Stufe 3 zusammengefasst. Es werden zunächst die Abbildungen bezüglich der Mittelwerte für die Verteilungen der Einträge in den Bins aus beiden Konfigurationen diskutiert, bevor die entsprechenden relativen Differenzen der Konfigurationen besprochen werden. Anschließend erfolgt die

Diskussion der Standardabweichungen für die Verteilungen der Einträge in den Bins beider Konfigurationen, gefolgt von der Betrachtung der Abbildungen der entsprechenden relativen Differenzen. Analog verläuft anschließend die Analyse der K_i -Verteilungen aus Stufe 4 beider Konfigurationen.

Alle gezeigten Abbildungen wurden mit $N_E = 100\,000$ Ereignissen in $N_C = 10\,000$ Zyklen für jede Konfiguration erzeugt.

6.7.1 Verteilungen der Mittelwerte

Aufgetragen in den Abbildungen 6.10, 6.11 und 6.12 sind die Mittelwerte der Einträge in jedem Bin als Funktion der zugrundeliegenden Transversivity-Winkelverteilung in den beiden Konfigurationen des Analyseverfahrens *free* und *fixed*. Es werden jeweils die Verteilungen aus der *free* Konfiguration (links) neben der Verteilung des gleichen Transversivity-Winkels aus der *fixed* Konfiguration (rechts) dargestellt. Die x-Achse der Verteilungen von $\cos \Psi_{Tr}$ und $\cos \theta_{Tr}$ haben einen Wertebereich von $[1; 1]$ und bei Φ_{Tr} von $[-\pi; +\pi]$.

Alle Abbildungen haben ihr Maximum auf der y-Achse ungefähr bei einem Wert von 600. Aufgrund der geringen Größe der Unsicherheiten im Vergleich zu den Werten, werden diese zwar dargestellt, sind jedoch nicht zu erkennen. Die Verteilungen von $\cos \Psi_{Tr}$ liegen am linken und rechten Rand etwa bei 640 und damit etwas höher als bei den anderen beiden Transversivity-Winkelverteilungen. Die Form der Verteilungen der Mittelwerte gleicht den korrigierten Winkelverteilungen nach Stufe 1 bzw. nach der Anwendung des Verwerfungsverfahrens (Abs. 6.5). $\cos \Psi_{Tr}$ und $\cos \theta_{Tr}$ zeigen die bereits bekannte Parabelform jeweils mit Offset und Φ_{Tr} wieder einen quadrierten Sinus im Bereich von $-\pi$ bis π . Bei der Verteilung von $\cos \Psi_{Tr}$ ist im Vergleich zu der von $\cos \theta_{Tr}$ das zentrale Minimum der Mittelwerte bei einem Wert von circa 250 und damit um einen Wert von circa 50 niedriger. Zusätzlich ist der Wert an den Rändern links als auch rechts ungefähr 50 größer. Insgesamt steigt die Parabel von $\cos \Psi_{Tr}$ somit schneller an und hat einen niedrigeren Zentralwert. Im Vergleich mit den theoretischen Winkelverteilungen (Gl. 5.19 und 5.20) wird dieser Unterschied auf den größeren Vorfaktor des $\cos \Psi_{Tr}$ -Terms und den entsprechend kleineren Offset zurückgeführt, was im Zusammenhang mit den Werten der Polarisationsamplituden aus Tabelle 6.2 ersichtlich wird. Zwischen den beiden Konfigurationen sind optisch keine Unterschiede in den Verteilungen zu erkennen.

Die relativen Differenzen der jeweiligen Transversivity-Winkel (Abb. 6.13, 6.14 und 6.15) geben eine Übersicht der Unterschiede der Verteilungen aus beiden Konfigurationen. Alle Unsicherheiten der Bineinträge haben einen ungefähren Wert von 0,1% und variieren umgekehrt proportional zur ursprünglichen Menge an Einträgen eines Bins. Die Unterschiede zwischen *free* und *fixed* der Verteilungen von $\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr} liegen im Bereich von bis zu einem halben Prozent und sind kompatibel mit Null. Der Großteil der $\cos \Psi_{Tr}$ hat ebenfalls maximal eine Abweichung von einem halben Prozent, abgesehen von den

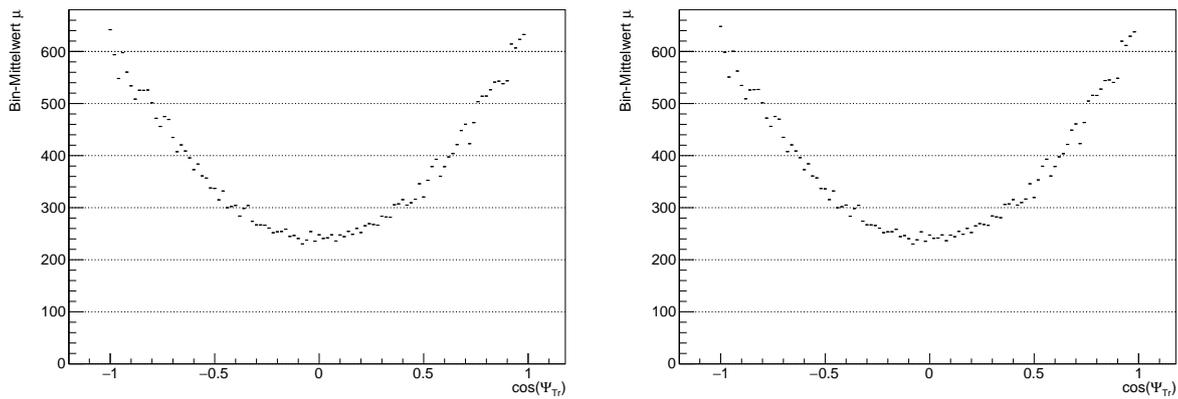


Abbildung 6.10: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der μ_i von $\cos \Psi_{Tr}$ der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

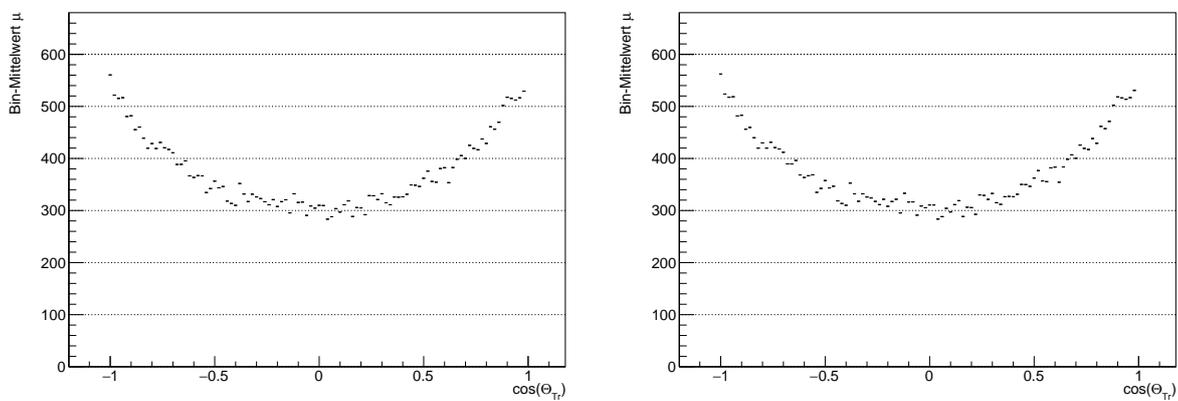


Abbildung 6.11: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der μ_i von $\cos \theta_{Tr}$ der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

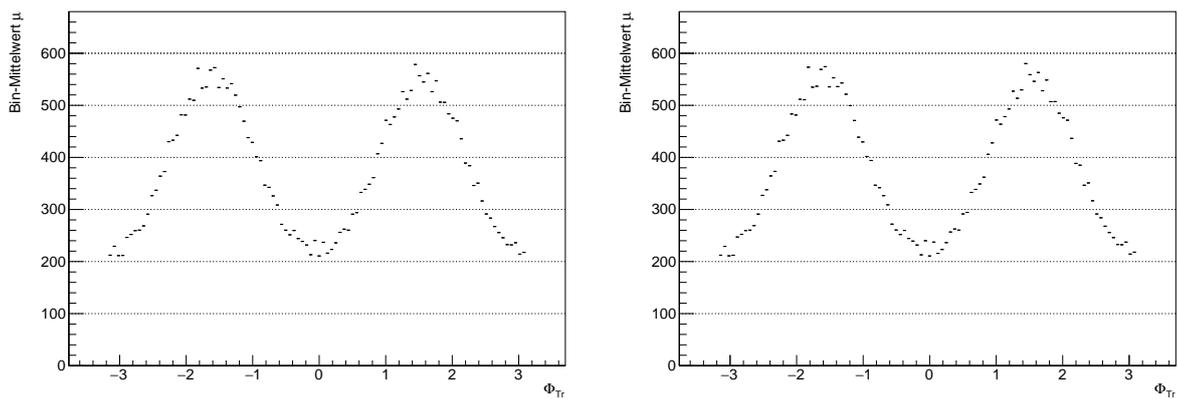


Abbildung 6.12: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der μ_i von Φ_{Tr} der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

Randbereichen, in denen der Unterschied circa 1 Prozent beträgt. Somit existiert ein Bias im Randbereich der relativen Differenzen der $\cos \Psi_{Tr}$ -Verteilungen der beiden Konfigurationen. Dieser wird auf die Parametervariation und den nicht-linearen Zusammenhang der Parameter in der Signal-PDF zurückgeführt.

In der Differenz der Verteilungen von $\cos \theta_{Tr}$ ist zu erkennen, dass die Mittelwerte der Verteilung der Konfiguration *free* um circa 0,2 % kleiner als die aus der Konfiguration *fixed* sind. Somit werden mehr Ereignisse von dem Verwerfungsverfahren akzeptiert, wenn keine Parametervariation verwendet wird. Im Bereich um die Werte von $-\pi/2$ und $\pi/2$ der Φ_{Tr} -Verteilungen ist ebenfalls zu sehen, dass die Werte der Konfiguration *free* unter denen der Konfiguration *fixed* liegen. Die Konfiguration *free* hat oftmals kleinere μ_i , verwirft folglich mehr Ereignisse. Dies wird auf den nicht-linearen Zusammenhang der Parameter in der Korrekturfunktion zurückgeführt. Weiterhin liegt die resultierende Verschiebung der Mittelwerte auf dem Niveau von 0,5%.

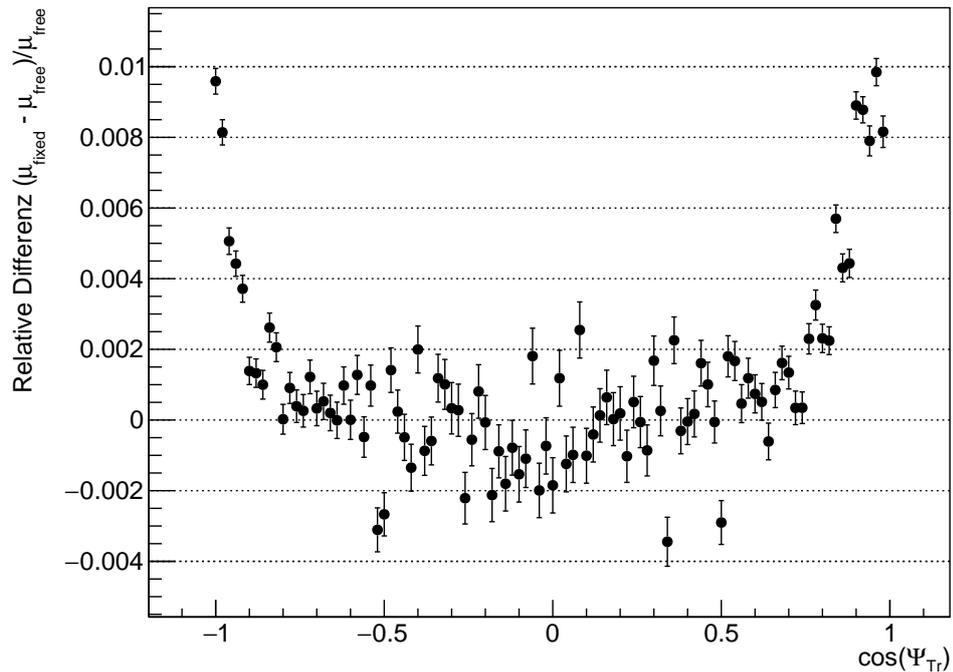


Abbildung 6.13: Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\mu_i$ von $\cos \Psi_{Tr}$.

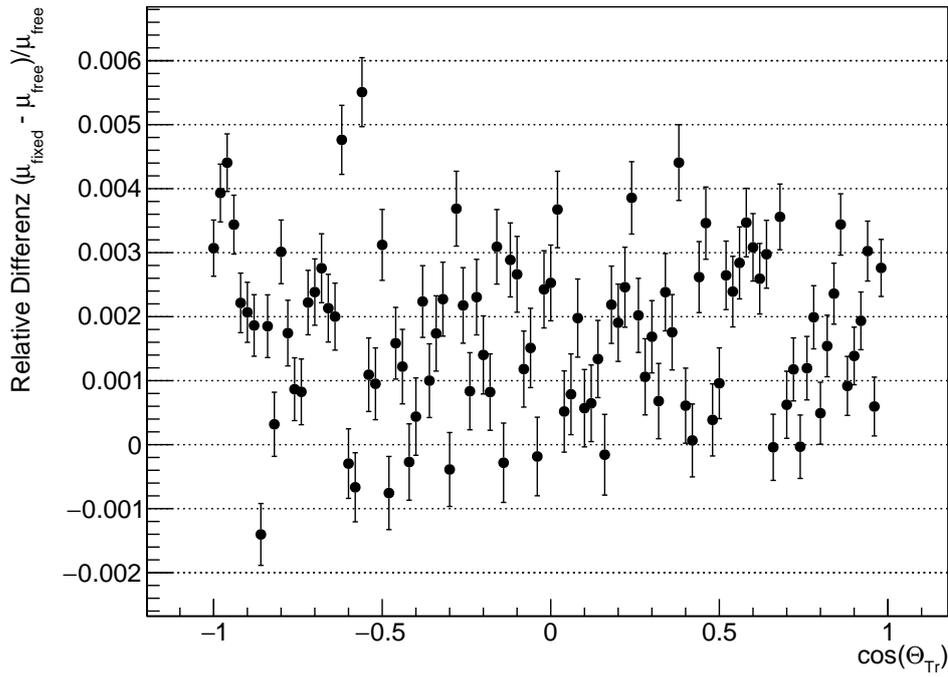


Abbildung 6.14: Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\mu_i$ von $\cos\theta_{Tr}$.

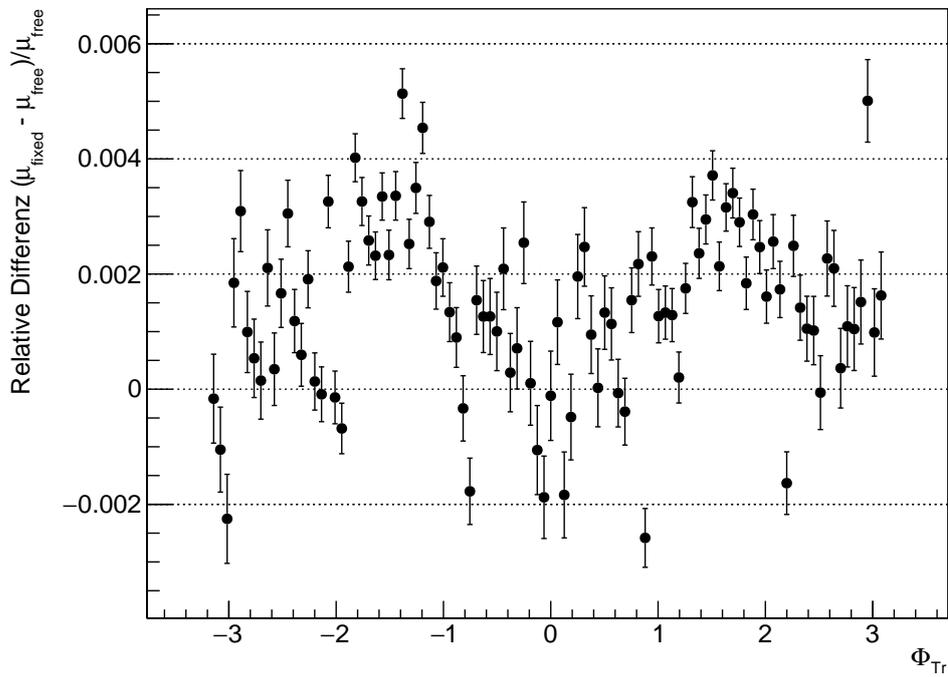


Abbildung 6.15: Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\mu_i$ von Φ_{Tr} .

6.7.2 Verteilungen der Standardabweichungen

In den Abbildungen 6.16, 6.17 und 6.18 sind die Standardabweichungen der angepassten Verteilungen des Bin-Inhalts als Funktion der zugrundeliegenden Transversity-Winkel-funktion analog zum letzten Abschnitt für beide Konfigurationen aufgetragen.

Es werden jeweils die Konfiguration *free* links und *fixed* rechts dargestellt. Alle Standardabweichungen befinden sich in einem Wertebereich von circa 12 bis maximal 22 Einträgen. Die Unsicherheiten aller Abbildungen haben einen Wert von circa 0,1 für jeden Datenpunkt. Generell stimmen die Formen der Verteilungen von $\cos\theta_{Tr}$ und Φ beider Konfigurationen optisch überein, wohingegen die Verteilungen von $\cos\Psi_{Tr}$ beider Konfigurationen stark voneinander abweichen. Allgemein lässt sich feststellen, dass die Standardabweichung der Konfiguration *free* höhere Werte besitzen als die der Konfiguration *fixed*. Da in der *free* Konfiguration eine zusätzliche Variation der Parameter durchgeführt wird, ist eine breitere Verteilung der Einträge eines Bins zu erwarten. In den Verteilungen von $\cos\theta_{Tr}$ und Φ_{Tr} sind die Formen der Verteilungen nach Stufe 1 zu erkennen, weil die statistische Schwankungsbreite bei einer höheren Anzahl an Einträgen größer ist. Die $\cos\Psi_{Tr}$ -Verteilung mit der Konfiguration *free* hat ebenfalls eine Ähnlichkeit mit der Form der Verteilung aus Stufe 1, zeigt jedoch eine Asymmetrie zwischen dem linken und rechten Rand. Diese Asymmetrie besteht aus insgesamt 2 Datenpunkten in der Nähe von 1. Auslöser dieser Asymmetrie könnten die Terme 8 und 9 der Polarisationsamplituden $\mathcal{O}_{\pm}^{(k)}$ der Signal-PDF sein, welche durch die Subtraktion der Phase δ_S innerhalb einer trigonometrischen Funktion verschoben wurden. Vernachlässigt man die Randbereiche, bewegt sich die $\cos\Psi_{Tr}$ -Verteilung in beiden Konfigurationen in einem Wertebereich von 12% bis 16%. Die aus der Konfiguration *fixed* resultierende Verteilung weist jedoch im Vergleich zur anderen Konfiguration an den Rändern und um Null Absenkungen auf.

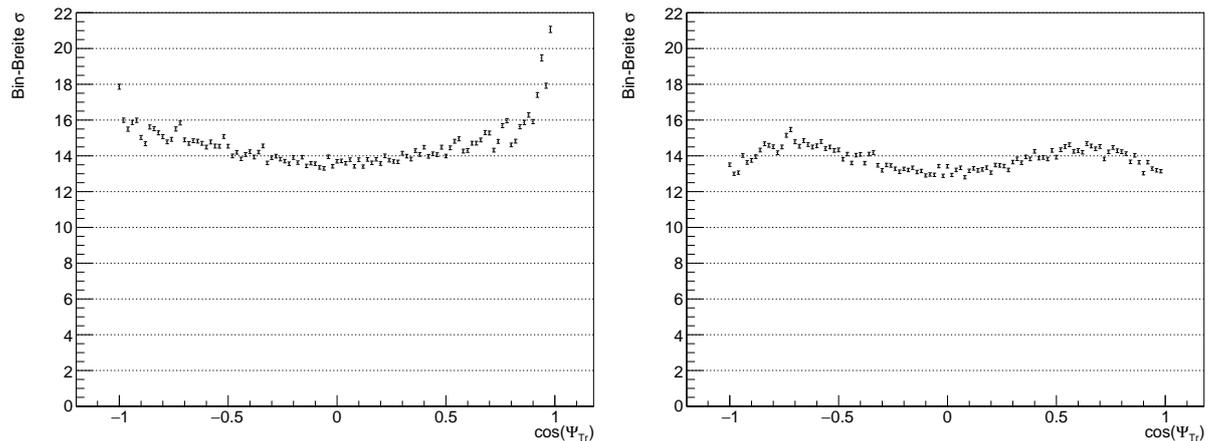


Abbildung 6.16: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der σ_i von $\cos\Psi_{Tr}$ der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

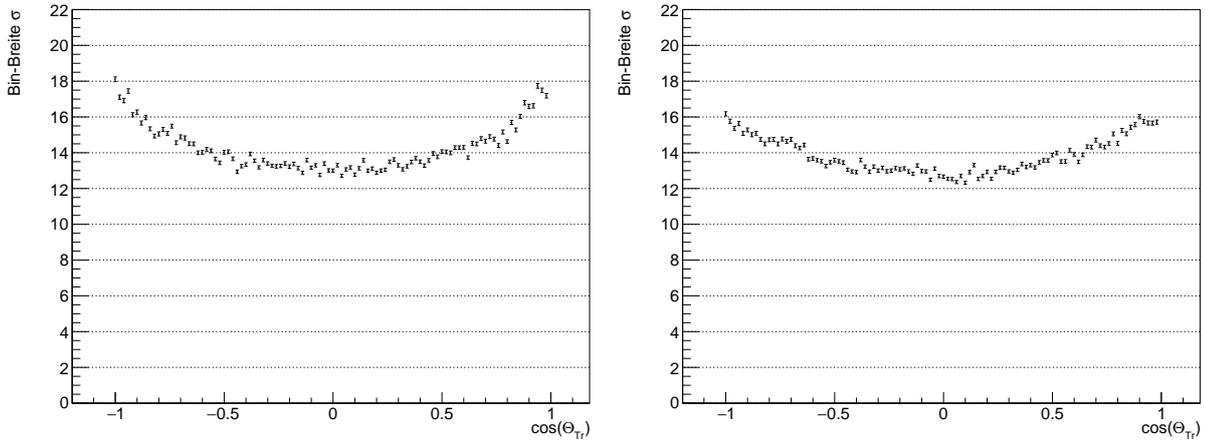


Abbildung 6.17: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der σ_i von $\cos \theta_{Tr}$ der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

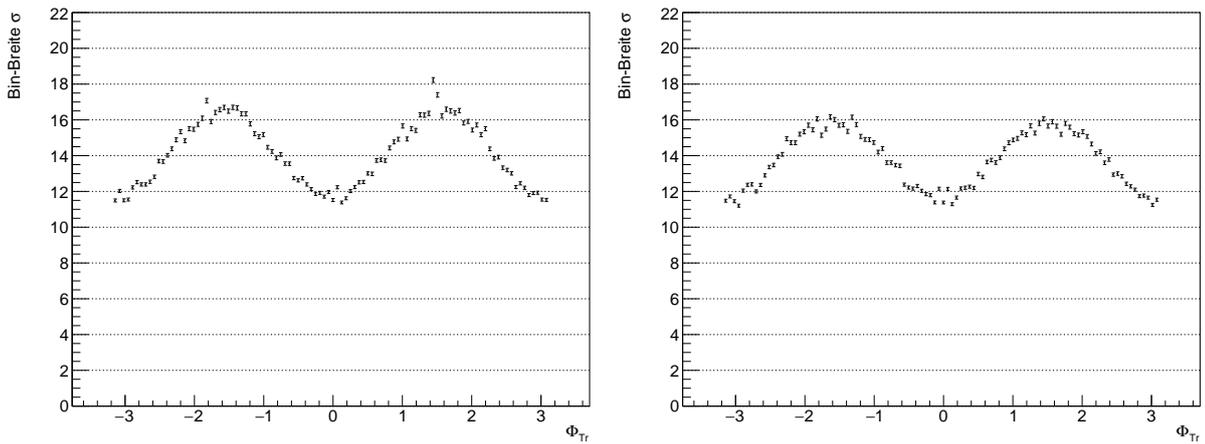


Abbildung 6.18: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der σ_i von Φ_{Tr} der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

Die relativen Differenzen der Standardabweichungen beider Konfigurationen zeigen ein deutlicheres Bild als die einzelnen Verteilungen (Abb. 6.19, 6.20 und 6.21). Alle Unsicherheiten der relativen Abweichungen liegen in der Größenordnung von 1%. Die relativen Differenzen der Standardabweichungen sind nicht mit Null kompatibel.

Diese Inkompatibilität resultiert aus der Tatsache, dass die Standardabweichungen der Konfiguration *free* aufgrund der zusätzlichen Variation der Parameter erwartungsgemäß größer sind als die der Konfiguration *fixed*, was einen Bias zur Folge hat. Als Resultat sind fast alle Datenpunkte der drei Verteilungen kleiner als Null.

Markant ist die Asymmetrie im Bereich um 1 im Vergleich zu -1 des $\cos \Psi_{Tr}$, was aus der Verteilung der Konfiguration *free* stammt. $\cos \Psi_{Tr}$ steigt um 1 einmalig auf bis zu

–37%. Der mittlere Bereich der $\cos \Psi_{Tr}$ -Verteilung beinhaltet Werte von bis zu ungefähr –12%. Die Verteilungen von $\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr} erreichen maximal eine relative Differenz von etwas weniger als –12%.

Wie erwartet sind die relativen Differenzen der Mittelwerte, die im Bereich von maximal einem Prozent liegen, wesentlich kleiner als die der Standardabweichungen, die um einen Faktor 10 größer sind. Für die Mittelwerte wird keine große Variation in beiden Konfigurationen erwartet, da die Mittelwerte ungefähr konstant bleiben sollten, wenn die Parameter variiert werden oder nicht. Bei den Standardabweichungen ist in der Konfiguration *free* aufgrund der zusätzlichen Variation der Parameter mit größeren Werten der Standardabweichungen im Vergleich zu *fixed* zu rechnen.

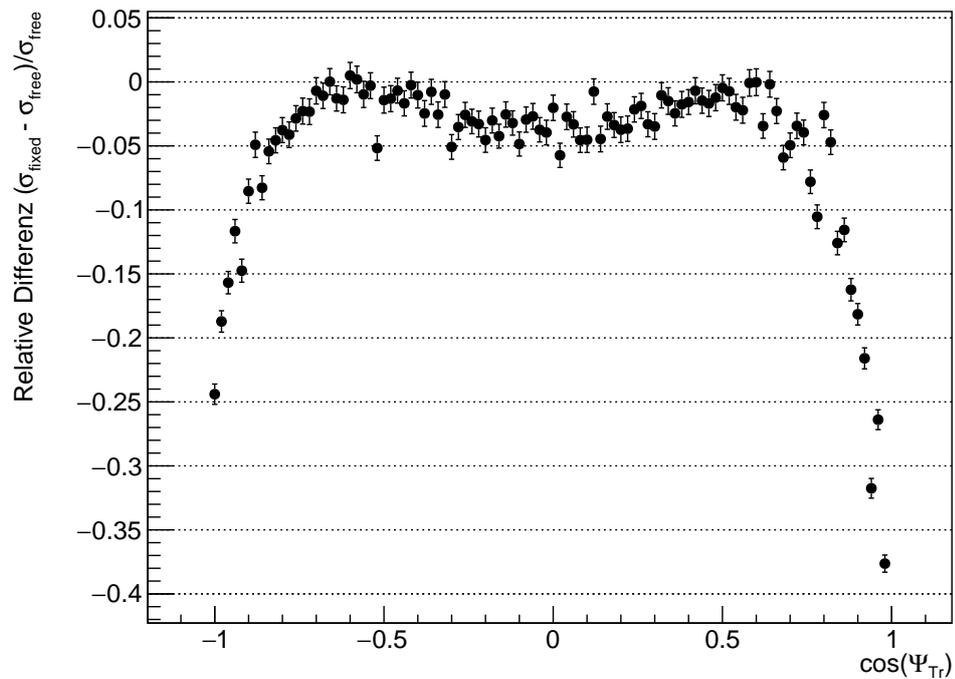


Abbildung 6.19: Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\sigma_i$ von $\cos \Psi_{Tr}$.

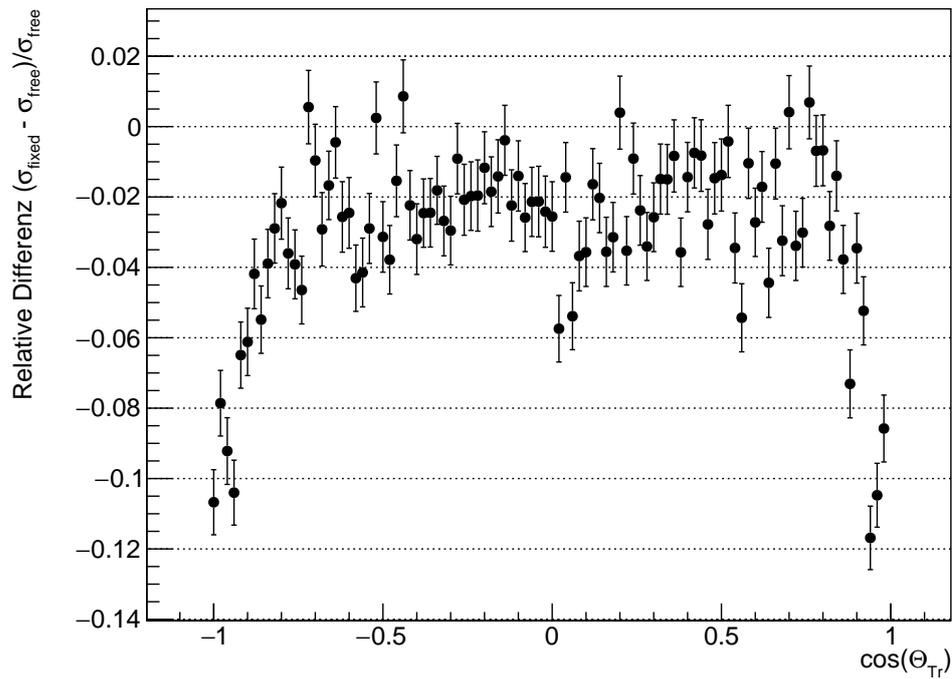


Abbildung 6.20: Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\sigma_i$ von $\cos\theta_{Tr}$.

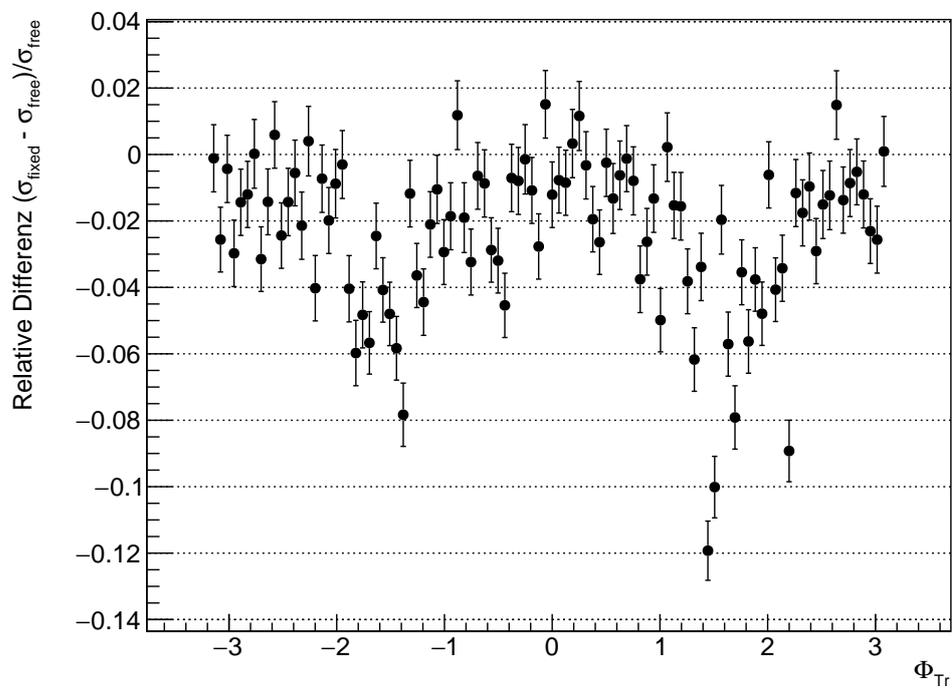


Abbildung 6.21: Relative Differenzen der Verteilungen der $\Delta\sigma_i$ von Φ_{Tr} .

Die Ursache des Unterschieds der Formen der Verteilungen der σ_i des $\cos \Psi_{Tr}$ ist als einziger Unterschied beider Konfigurationen die Variation der Parameter. Wie Gleichung 5.19 zeigt, hängt die Verteilung des $\cos \Psi_{Tr}$ von den drei Polarisationsamplituden $|A_0|^2$, $|A_{\parallel}|^2$ und $|A_{\perp}|^2$ ab. Anhand der Relation aus Gleichung 6.2 kann der Wert für $|A_{\perp}|^2$ aus den anderen Polarisationsamplituden berechnet werden. Nachdem 200 000 Parametersets mittels der multivariaten Gauß-Verteilung und sowohl den Messwerten und Unsicherheiten der Parameter (Tab. 6.2), als auch der Kovarianzmatrix (Tab. 6.4) berechnet wurden, ist der Wert für $|A_{\perp}|^2$ für jedes dieser Sets bestimmt worden. Aus dem resultierenden Datensatz wurde die Korrelation ρ der Polarisationsamplituden bestimmt:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (6.15)$$

$$\rho(x, y) = \frac{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}. \quad (6.16)$$

Es entsprechen n der Anzahl der Datensätze und die Variablen x und y den Parametern, deren Korrelation berechnet wird. Damit ergeben sich die Korrelationskoeffizienten $\rho_{0\parallel} = -0.313$, $\rho_{0\perp} = -0.422$ und $\rho_{\parallel\perp} = -0.374$.

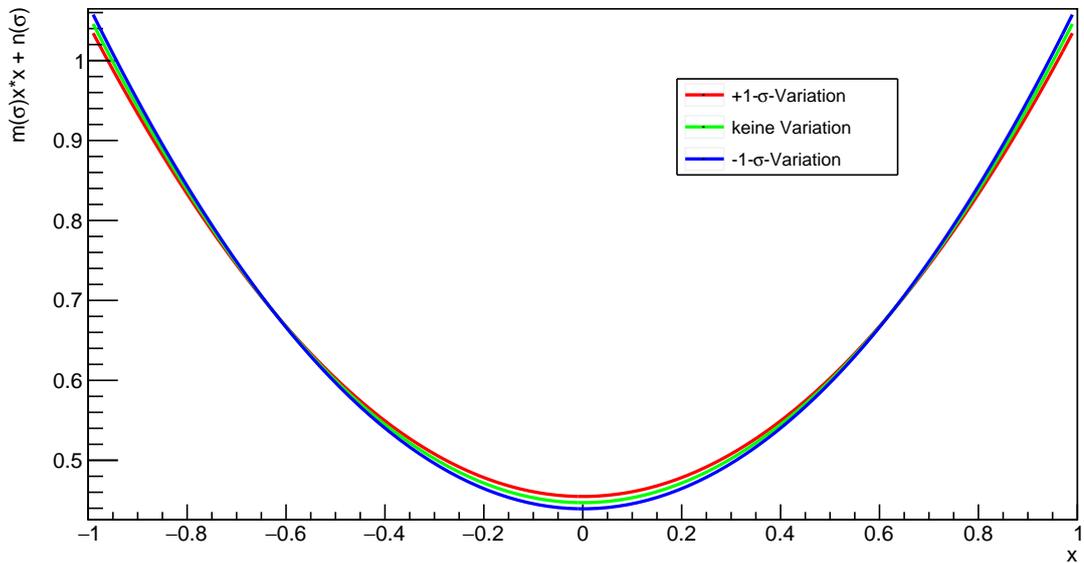


Abbildung 6.22: Exemplarische Variation der Parameter einer Parabel: Die Abbildung zeigt die Variation einer Kosinusfunktion, bei welcher der Vorfaktor des Kosinus-Terms und der Offset positiv miteinander korreliert sind. Die Abbildung dient als Visualisierung des beschriebenen Effekts der Überschneidung an beiden Seiten der Parabel.

Wie aus Gleichung 6.2 zu erwarten, sind alle drei Amplituden negativ miteinander korreliert, damit die Änderung einer Polarisationsamplitude durch die anderen ausgeglichen wird. Im Vergleich zu diesen drei Polarisationsamplituden ist der Wert der Polarisationsamplitude $|A_S|^2$ um eine ganze Größenordnung kleiner, weshalb sie im folgenden Gedankenexperiment vernachlässigt wird.

Der Vorfaktor des \cos -Terms in der theoretischen Winkelverteilung des $\cos \Psi_{Tr}$ (siehe Gl. 5.19) $2|A_0|^2 - |A_{||}|^2 - |A_{\perp}|^2$ und der Offset-Term $|A_{||}|^2 + |A_{\perp}|^2$ ändern sich entsprechend den Korrelationen der Parameter. Steigt einer der drei Parameter, sinken die jeweils anderen beiden und umgekehrt, steigen jeweils die beiden anderen, wenn ein Parameter abfällt. Für den Vorfaktor bedeutet dies, dass bei steigenden $|A_0|^2$ sich die anderen beiden Parameter anpassen, aber aufgrund seines Vorfaktors zählt $|A_0|^2$ doppelt zum Vorfaktor des Kosinus. Daher hat die Parabel bei steigendem $|A_0|^2$ einen weiter geöffneten Verlauf und entsprechend bei sinkendem $|A_0|^2$ eine schmalere Form. Dieser Effekt wird durch die anderen beiden Polarisationsamplituden verstärkt, weil diese mit negativem Vorzeichen eingehen. Der Offset-Term sinkt bei steigendem $|A_0|^2$ und steigt im umgekehrten Fall. Insgesamt ergibt sich für ein steigendes $|A_0|^2$ eine breiter geöffnete Parabel, bei einem niedrigeren Offset und bei sinkendem $|A_0|^2$ eine schmalere Parabel mit höherem Offset. Diese Parabeln werden sich auf jeder Seite überschneiden müssen. Die größte Variation der Parabel entsteht an den Rändern und um Null herum. Zur Veranschaulichung sei auf die schematische Abbildung 6.22 verwiesen.

Im Vergleich zwischen den beiden Verteilungen der Standardabweichungen des $\cos \Psi_{Tr}$, kann somit der Effekt, welcher für den Ausgleich der Absenkungen um Null und an den Rändern zwischen der Konfiguration *fixed* und *free* verantwortlich ist, durch die Variation der Parameter erklärt werden. Der beschriebene Zusammenhang nutzt ein stark vereinfachtes Modell im Vergleich zur Signal-PDF, die 9 Parameter verwendet.

6.7.3 Verteilungen der relativen Breiten K

Nach der Analyse der Verteilungen der Mittelwerte und Standardabweichungen, sowie deren relativer Differenzen wird für jede Konfiguration die Verteilung der relativen Breiten K analysiert (Abb. 6.23, 6.24 und 6.25). Diese Verteilungen zeigen unabhängig von der Anzahl der verwendeten Ereignisse die Relationen zwischen den Mittelwerten und Standardabweichungen der einzelnen Bins. Die relativen Breiten K sind gegen die Werte des jeweiligen Transversity-Winkels aufgetragen. Alle Werte liegen in einem Bereich von 0,02 bis 0,06. Somit haben alle Standardabweichungen der einzelnen Bins eine relative Größe von maximal 6% und wenigstens von 2% in Relation zum Mittelwert der Einträge eines Bins. Die Unsicherheiten der relativen Breiten sind alle kleiner als 10^{-3} . Die relativen Breiten sind schmaler in den Bereichen, in denen mehr Einträge pro Bin vorhanden sind und zeigen daher eine ähnliche aber horizontal gespiegelte Form in ihren Verteilungen im Vergleich zu den Verteilungen der μ_i .

Im Vergleich zwischen den Verteilungen der zwei Konfigurationen ist zu erkennen, dass die Verteilungen der Konfiguration *fixed* erwartungsgemäß niedrigere Werte erreichen als die der Konfiguration *free*, weil die Mittelwerte der Konfiguration *fixed* im Allgemeinen größer sind und die relative Breite entsprechend kleiner ausfällt.

Die relativen Differenzen der Mittelwerte bewegen sich im Promille- bis maximal 1%-Bereich, wohingegen die relativen Differenzen der Standardabweichungen im Bereich von bis zu ungefähr 10% ($\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr}) oder sogar fast 40% ($\cos \Psi_{Tr}$) liegen. Der dominierende Grund für die niedrigeren Werte der Konfiguration *fixed* in den K_i -Verteilungen liegt daher in den Standardabweichungen. Diese sind für die Konfiguration *fixed* kleiner als für die Konfiguration *free*, was aus den zum größten Teil negativen relativen Differenzen der Standardabweichungen zu erkennen ist und somit bei ähnlichen Mittelwerten (Differenz $\approx 1\%$) zu kleineren Werten K_i im Fall *fixed* führt. Zurückzuführen sind die höheren Standardabweichungen der Konfiguration *free*, wie in dem Absatz der relativen Differenzen der Standardabweichungen beschrieben, auf die größere Unsicherheit aufgrund der Variation der Parameter. Daher ist die Variation der Parameter die Ursache der kleineren K_i -Werte der Konfiguration *fixed*.

In den K_i -Verteilungen von $\cos \Psi_{Tr}$ ist markant, dass sich die Randbereiche der beiden Konfigurationen unterscheiden und die Parabelform der Konfiguration *free* optisch eine breitere Öffnung zeigt. Weiterhin ist in der Verteilung von $\cos \Psi_{Tr}$ der Konfiguration *free* am rechten Rand ein leichter Anstieg der Werte bemerkbar. Die sichtbaren Unterschiede der beiden Konfigurationen werden auch hier auf die Standardabweichungen zurückgeführt, die im Fall des $\cos \Psi_{Tr}$ deutlich unterschiedlich sind. Folglich zeigen die Verteilungen eine klare Kombination der Formen der beiden ursprünglichen Verteilungen der Mittelwerte und Standardabweichungen im Fall des $\cos \Psi_{Tr}$.

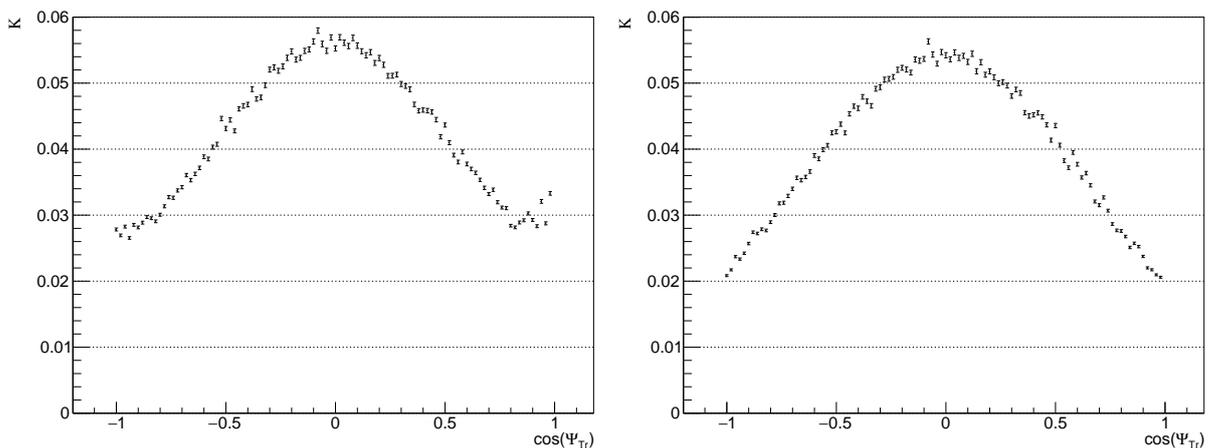


Abbildung 6.23: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der K_i von $\cos \Psi_{Tr}$ der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

Alle Verteilungen der Konfiguration *free* zeigen für die drei Transversity-Winkelfunk-

tionen, welche Unsicherheiten prozentual zur Menge der Einträge nach Anwendung der Methode in den einzelnen Bins zu erwarten sind. Folglich muss mit einer Unsicherheit von maximal 6% auf die Anzahl der Einträge eines Bins nach Anwendung der Korrekturmethode gerechnet werden. Diese Unsicherheit ist klein gegenüber der Größe der Korrektur selbst. Genauere Werte können den linken Abbildungen von 6.23, 6.24 und 6.25 entnommen werden.

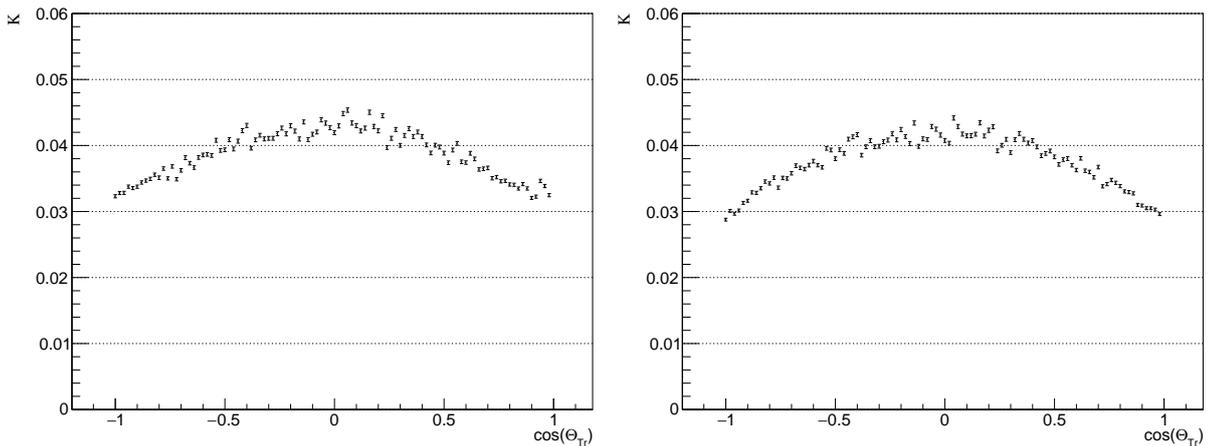


Abbildung 6.24: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der K_i von $\cos \theta_{Tr}$ der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

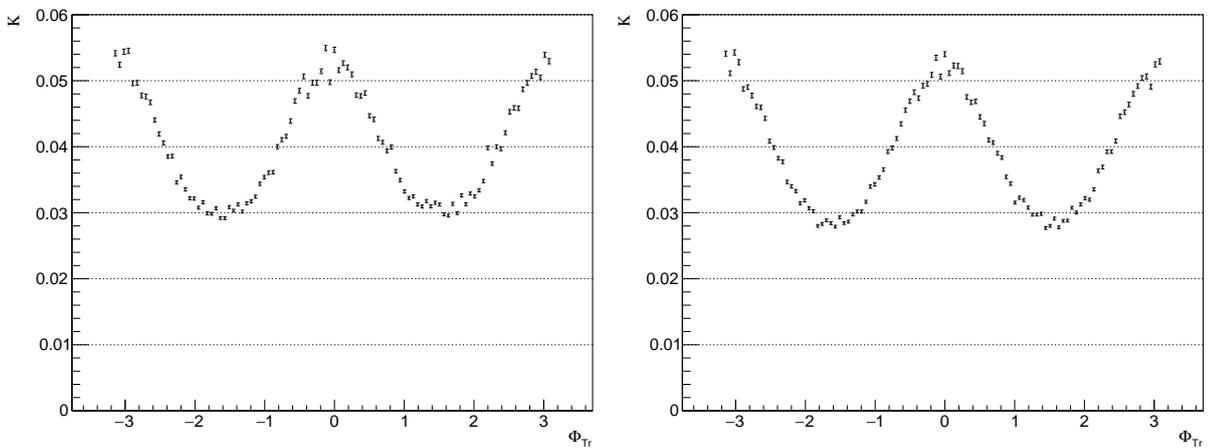


Abbildung 6.25: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der K_i von Φ_{Tr} der Konfigurationen *free* (links) und *fixed* (rechts).

Die relativen Differenzen der relativen Breiten verdeutlichen die Unterschiede der Resultate beider Konfigurationen (Abb. 6.26, 6.27 und 6.28). Die Verteilungen von $\cos \theta_{Tr}$ und $\cos \Psi_{Tr}$ sind einer Parabelverteilung weiterhin ähnlich. Aufgrund des zusätzlichen

Beitrags der Parametervariation zu den relativen Breiten der Binvariationen sind nahezu alle Werte negativ.

In den Verteilungen der relativen Differenzen der K_i von $\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr} werden Werte aus dem Bereich von $-0,12\%$ bis $0,02\%$ erreicht. Der mittlere Bereich des $\cos \Psi_{Tr}$ zeigt eine relative Differenz zwischen -4% und -5% und an den Rändern bis zu -30% . Ein geringer Einfluss ist im Wertebereich von $\pm 0,65$ des $\cos \Psi_{Tr}$ bei Werten um Null (vergleiche Abs. 6.7.2) auszumachen.

Im Fall des $\cos \Psi_{Tr}$ ist deutlich der Einfluss der Standardabweichungen auf die Verteilung der Mittelwerte erkennbar. Die Absenkung um Null von der Verteilung stammt von den Standardabweichungen der Konfiguration *fixed* und sowohl das Randverhalten als auch die Asymmetrie aus den Standardabweichungen der Konfiguration *free*. Die Unsicherheiten aller relativen Differenzen haben eine Größenordnung von $0,01\%$.

Abschließend wird, um eine allgemeine Aussage über den Unterschied der beiden Konfigurationen zu treffen, das gewichtete Mittel der Verteilungen berechnet.

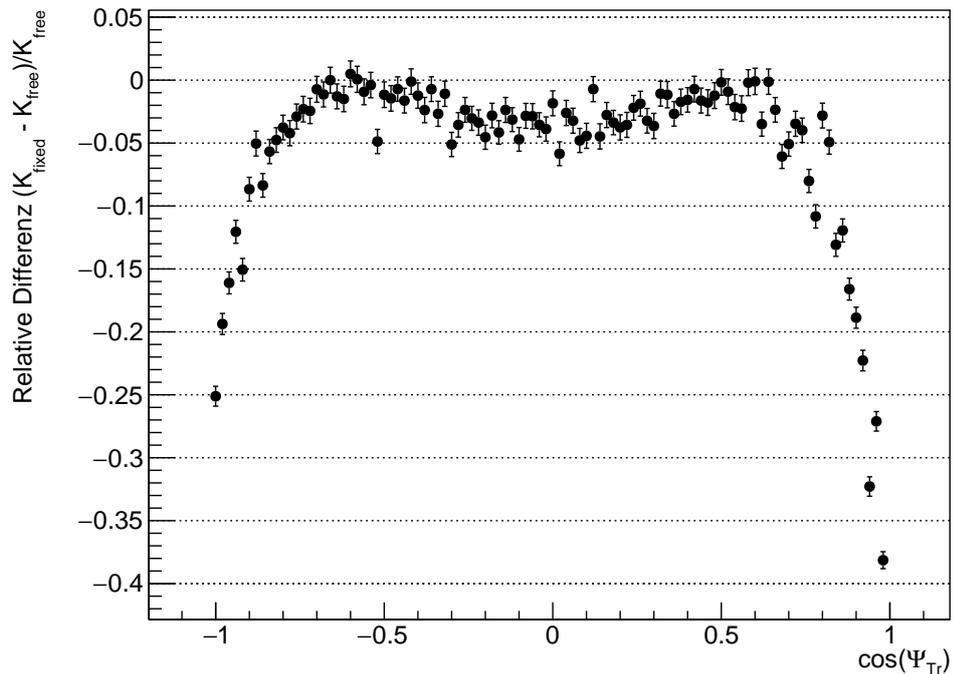


Abbildung 6.26: Relative Differenzen der Verteilungen der ΔK_i von $\cos \Psi_{Tr}$.

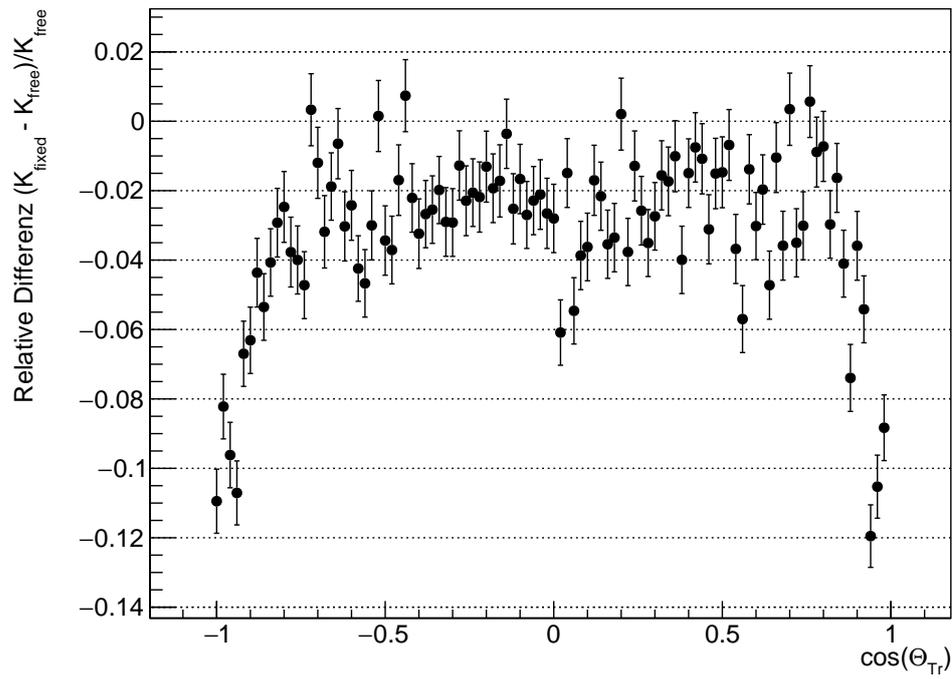


Abbildung 6.27: Relative Differenzen der Verteilungen der ΔK_i von $\cos \theta_{Tr}$.

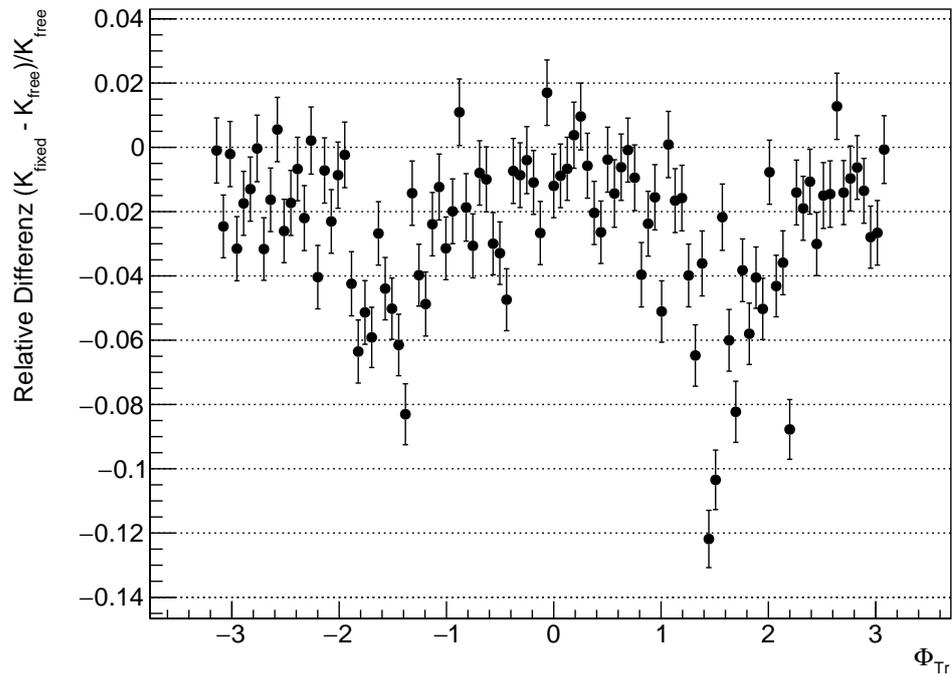


Abbildung 6.28: Relative Differenzen der Verteilungen der ΔK_i von Φ_{Tr} .

6.7.4 Gewichtetes Mittel der relativen Breiten K_i

Zur Berechnung des gewichteten Mittels werden jeweils die relativen Differenzen ΔK_i der einzelnen Bins i und ihre Unsicherheiten $\sigma_{\Delta K_i}$ verwendet. Dazu wird ein Wichtungsfaktor w_i für jedes Bin (Gl. 6.17) und für jede Verteilung der gewichtete Mittelwert \bar{K} (Gl. 6.18) berechnet. Zusätzlich werden der innere und äußere Fehler (Gl. 6.19 und 6.20) bestimmt, wovon der größere der beiden als obere Abschätzung der Unsicherheit des gewichteten Mittels übernommen wird:

$$w_i = \frac{1}{\sigma_{\Delta K_i}}, \quad (6.17)$$

$$\bar{\Delta K} = \frac{\sum w_i \Delta K_i}{\sum w_i}, \quad (6.18)$$

$$\sigma_{\bar{\Delta K}_{\text{intern}}} = \frac{1}{\sqrt{\sum w_i}}, \quad (6.19)$$

$$\sigma_{\bar{\Delta K}_{\text{extern}}} = \sqrt{\frac{\frac{1}{N_B-1} \sum_{i=0}^{N_B} w_i (\bar{K} - \Delta K_i)^2}{\sum w_i}}. \quad (6.20)$$

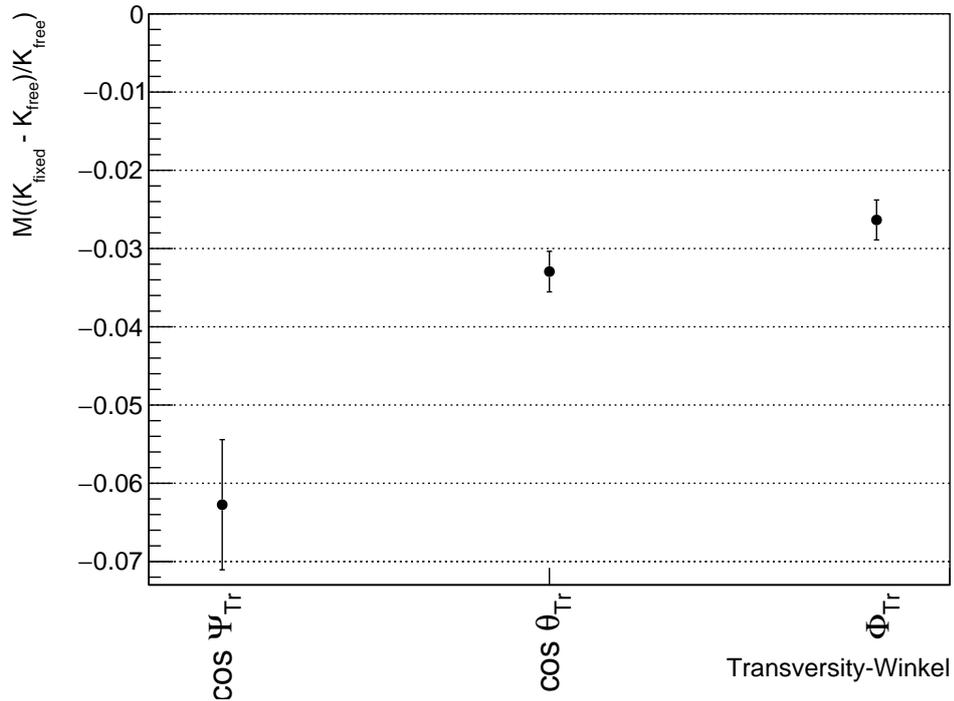


Abbildung 6.29: Gewichtete Mittelwerte der relativen K -Differenzen

In Abbildung 6.29 sind die gewichteten Mittelwerte der relativen Differenzen für die relativen Breiten aller drei Transversity-Winkelfunktionen aufgetragen. Auf der x-Achse befindet sich der jeweilige Transversity-Winkel und die y-Achse zeigt das entsprechende gewichtete Mittel.

Der Transversity-Winkel $\cos \Psi_{Tr}$ zeigt die größte Differenz zwischen den beiden Konfigurationen *free* und *fixed* des Analyseverfahrens mit einem Unterschied von $-6,27 \pm 0,83\%$. Für den $\cos \theta_{Tr}$ ergibt sich ein Wert von $-3,60 \pm 0,26\%$ und für Φ_{Tr} entsprechend $-2,64 \pm 0,26\%$. Diese Werte geben eine Einschätzung, wie groß der Unterschied der relativen Breiten zwischen den beiden Konfigurationen in jedem der Transversity-Winkel durchschnittlich ist. Die Verteilung von $\cos \Psi_{Tr}$ zeigt in den Randbereichen deutlich andere Werte als zur Mitte der Verteilung hin, wie auch an der Verteilung von $\cos \theta_{Tr}$ ähnlich zu erkennen.

Werden analog die gewichteten Mittelwerte der einzelnen K_i -Verteilungen aus den Konfigurationen *free* und *fixed* gebildet, erhält man für die Konfiguration *free* und damit beiden Variationsmöglichkeiten des Verfahrens durchschnittliche relative Breiten von $\overline{K}_{free, \cos \Psi_{Tr}} = 3,78 \pm 0,09\%$, $\overline{K}_{free, \cos \theta_{Tr}} = 3,82 \pm 0,04\%$ und $\overline{K}_{free, \Phi_{Tr}} = 3,72 \pm 0,08\%$. Entsprechend für die Konfiguration *fixed*, in der die Parameter nicht variiert werden, ergibt sich $\overline{K}_{fixed, \cos \Psi_{Tr}} = 3,37 \pm 0,11\%$, $\overline{K}_{fixed, \cos \theta_{Tr}} = 3,68 \pm 0,04\%$ und $\overline{K}_{fixed, \Phi_{Tr}} = 3,59 \pm 0,08\%$ (Tab. 6.5). Wie zu erwarten, ist die relative Breite der Konfiguration *free* größer, da diese die zusätzliche Variation der Parameter beinhaltet, was zu größeren Standardabweichungen und damit größeren relativen Breiten führt.

Es ist jedoch zu beachten, dass aufgrund der Formen der Verteilungen (Abb. 6.26, 6.27 und 6.28) für eine genauere Angabe die Werte der einzelnen Bins herangezogen werden sollten, weil die Mittelwerte nicht die Form wiedergeben.

Variable	$\cos \Psi_{Tr}$	$\cos \theta_{Tr}$	Φ_{Tr}
$\overline{K}_{free, \Omega}$	$3,78 \pm 0,09\%$	$3,82 \pm 0,04\%$	$3,72 \pm 0,08\%$
$\overline{K}_{fixed, \Omega}$	$3,37 \pm 0,11\%$	$3,68 \pm 0,04\%$	$3,59 \pm 0,08\%$
$\overline{\Delta K}_{\Omega}$	$-6,27 \pm 0,83\%$	$-3,30 \pm 0,26\%$	$-2,64 \pm 0,26\%$

Tabelle 6.5: Gewichtete Mittelwerte der relative Breiten und von deren Differenzen: Die Tabelle zeigt die gewichteten Mittelwerte (Gl. 6.18) für beide Konfigurationen *free* und *fixed* aller drei Transversity-Winkel Ω ($\cos \Psi_{Tr}$, $\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr}) und auch die gewichteten Mittelwerte der relativen Differenzen beider Konfigurationen $\overline{\Delta K}_{\Omega}$.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Ziele dieser Arbeit sind es, die mit PYTHIA generierten Monte-Carlo-Daten (MC-Daten) des Zerfallskanals $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ zu korrigieren und die Auswirkungen des angewendeten Korrekturverfahrens auf die MC-Daten zu analysieren. Die fehlerbehafteten MC-Daten sind auf eine vereinfachte Behandlung der Polarisationsamplituden $|A_0|^2$, $|A_{\parallel}|^2$ und $|A_{\perp}|^2$ in PYTHIA zurückzuführen. Aus den beobachteten von PYTHIA generierten Transversity-Winkelverteilungen $\cos\Psi_{Tr}$, $\cos\theta_{Tr}$ und Φ_{Tr} wurde geschlossen, dass in PYTHIA alle Polarisationsamplituden den gleichen absoluten Betrag besitzen müssen, damit die beobachtete flache Verteilung des Transversity-Winkels $\cos\Psi_{Tr}$ entsteht. Anhand der Einstellungen des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ in PYTHIA wurde festgestellt, dass die Abweichungen von den Erwartungen der Transversity-Winkelverteilungen aus der Generation des im Raumwinkel gleichverteilten J/ψ -Zerfalls entsteht, welche keine Polarisierungen berücksichtigt.

In dem verwendeten Korrekturverfahren wurden die MC-Daten mittels eines Verwerfungsverfahrens auf Basis der theoretischen Signal-PDF des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Kontrollkanals korrigiert. Die größten Änderungen nach der Korrektur sind in der Verteilung von $\cos\Psi_{Tr}$ festzustellen. Durch das Verwerfungsverfahren wird die Statistik auf $37,2 \pm 1,2\%$ reduziert. Ein Vorteil dieses Verfahrens im Vergleich zu einer Wichtung der vorhandenen Verteilung ist, dass in weiterführenden Analysen der MC-Daten keine zusätzlichen Gewichte aufgrund der Korrektur berücksichtigt werden müssen.

Nach der Korrektur der Transversity-Winkelverteilungen folgt die Analyse des Korrekturverfahrens. Ziel der Analyse ist es, die Unsicherheiten in den korrigierten Transversity-Winkelverteilungen, die auf zwei Ursachen im Korrekturverfahren zurückgeführt werden können, zu untersuchen. Zum einen nutzt das Verwerfungsverfahren einen Zufallszahlengenerator, der im Zusammenhang mit der Akzeptanz der einzelnen Ereignisse steht (Abs. 6.6) und für eine Variation sorgt. Zum anderen besitzen die Parameter der Signal-PDF Unsicherheiten, da sie auf Messungen mit dem ATLAS-Detektor beruhen. Um die Auswirkungen dieser beiden Faktoren zu analysieren und zu quantifizieren wurde ein vierstufiges Analyseverfahren entwickelt. In diesem Verfahren wird die Korrektur auf die immer gleichen MC-Daten in $N_C = 10\,000$ Zyklen angewendet. Durch die Verwendung derselben MC-Daten mit insgesamt 100 000 Ereignissen in allen Zyklen, wurde eine Variation aufgrund von unterschiedlichen Eingangsdaten für das Verfahren ausgeschlossen. Die Zyklen wurden in den Konfigurationen *free* und *fixed* durchlaufen. In der Konfiguration *free* wurden die Signal-PDF-Parameter mithilfe einer multivaria-

ten Gauß-Verteilung unter Berücksichtigung der Kovarianzen und ihrer Unsicherheiten variiert, wodurch bei jedem Zyklus ein separates Set von Signal-PDF-Parametern angewendet wurde. Bei der Konfiguration *fixed* wurden immer die Messwerte der Signal-PDF-Parameter verwendet. Somit berücksichtigt die Konfiguration *free* beide Ursachen für die Unsicherheiten in den korrigierten Transversity-Winkelverteilungen und die Konfiguration *fixed* nicht die Variation aufgrund der Unsicherheiten der Parameter.

Stufe 1 des Analyseverfahrens besteht aus der wiederholten Anwendung der Korrektur auf den vollständigen Satz der MC-Daten für alle verfügbaren Parametersets.

In Stufe 2 wurde für jedes Bin die Verteilung der Einträge innerhalb dieses Bins über die N_C Zyklen der zwei Konfigurationen aufgezeichnet. An diese Verteilungen wurde jeweils eine Gauß-Funktion angepasst, wodurch ein Mittelwert μ_i und eine Standardabweichung σ_i der Einträge für das Bin i in der jeweiligen Konfiguration ermittelt wurde.

Anschließend wurden in Stufe 3 die Verteilungen der μ_i und der σ_i , sowie deren relative Differenzen (Gl. 6.11) aus beiden Konfigurationen für die drei Transversity-Winkel verglichen (Abs. 6.7.1 und 6.7.2). Die Mittelwerte beider Konfigurationen stimmen in den einzelnen Bins mit einer Abweichung von weniger als 1% überein. Dieser nicht intuitive Unterschied der Mittelwerte wird auf die nicht linearen Zusammenhänge zwischen den Parametern zurückgeführt. Bei den Standardabweichungen wurde zwischen den Werten beider Konfigurationen ein Unterschied von bis zu circa 10% ($\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr}) bzw. etwa 37% ($\cos \Psi_{Tr}$) festgestellt. Weiterhin wurde festgestellt, dass die Messwerte als Signal-PDF-Parameter der Konfiguration *fixed* im Durchschnitt eine höhere Anzahl an Ereignissen das Verwerfungsverfahren passieren lassen, als die Sets aus variierten Parametern. In den Verteilungen der σ_i des $\cos \Psi_{Tr}$ wurde ein Unterschied der beiden Konfigurationen beobachtet, dessen Ursache in der Variation der theoretisch vorhergesagten Winkelverteilung (Gl. 5.19) liegt (Abb. 6.22).

Anschließend wurden in Stufe 4 die relativen Breiten $K_i = \sigma_i/\mu_i$ aller Bins i für beide Konfigurationen berechnet und deren relative Differenzen gebildet (Gl. 6.11). Die K_i -Verteilungen der Konfiguration *free* sind ein Maß für die zu erwartenden relativen Unsicherheiten der Einträge der Bins nach Anwendung der Korrektur. Relativ zu dem Inhalt eines Bins wird eine Unsicherheit, die beide Variationsursachen beinhaltet, in Prozent für jeden Bin und jede der drei Transversity-Winkelfunktionen angegeben (linke Abb. von 6.23, 6.24 und 6.25). Alle Unsicherheiten bewegen sich in einem Bereich von maximal 6% für alle Transversity-Winkel und Bins. Die relativen Differenzen der K_i -Verteilungen zeigen die Variation aufgrund der Parameter und sind ein Maß für den Unterschied der beiden Konfigurationen in den jeweiligen Bins. Die Werte der relativen Differenzen des $\cos \Psi_{Tr}$ liegen mit Ausnahme der Randbereiche um 1 und -1 unterhalb von 5%, erreichen an den Rändern Werte von bis zu 25% (linker Rand, -1) bzw. etwa 37% (rechter Rand, 1) (Abb. 6.26). Die Unsicherheiten der Verteilungen von $\cos \theta_{Tr}$ und Φ_{Tr} (Abb. 6.27 und 6.28) bewegen sich vorwiegend in einem Bereich von 0% bis 3% bzw. von 0% bis 2%. An den Rändern steigen die Werte für $\cos \theta_{Tr}$ auf teilweise über 10%. Für Φ_{Tr} ergeben sich in dem Bereich von $\pm\pi/2$ Werte von circa 8% und bis zu 12%.

Abschließend wurden die gewichteten Mittelwerte aller drei relativen Differenzenver-

teilungen und die gewichteten Mittelwerte der einzelnen Verteilungen für die beiden Konfigurationen berechnet. Das gewichtete Mittel der relativen Differenzen quantifiziert den Unterschied der Verteilungen aufgrund der Parametervariation für jeden Transversity-Winkel. Für $\cos \Psi_{Tr}$ ergibt sich ein Wert von $6,27 \pm 0,83\%$. Das gewichtete Mittel der $\cos \theta_{Tr}$ -Verteilung ist $3,30 \pm 0,26\%$ und für die Φ_{Tr} -Verteilung ist der entsprechende Wert $2,64 \pm 0,26\%$. Da die Form der Verteilung des $\cos \Psi_{Tr}$ am stärksten von den dreien durch die Korrektur verändert wird, ist für diesen auch die größte Differenz zu erwarten. Der maximale Unterschied beider Konfigurationen liegt im gewichteten Mittel folglich bei ungefähr $6,3\%$ und wenigstens bei $2,6\%$.

Für die gewichteten Mittelwerte der K_i -Verteilungen der drei Transversity-Winkel ergibt sich in der Konfiguration *free*: $\overline{K}_{free, \cos \Psi_{Tr}} = 3,78 \pm 0,09\%$, $\overline{K}_{free, \cos \theta_{Tr}} = 3,82 \pm 0,04\%$ und $\overline{K}_{free, \Phi_{Tr}} = 3,72 \pm 0,08\%$. Entsprechend für die Konfiguration *fixed* wurden ermittelt: $\overline{K}_{fixed, \cos \Psi_{Tr}} = 3,37 \pm 0,11\%$, $\overline{K}_{fixed, \cos \theta_{Tr}} = 3,68 \pm 0,04\%$ (Tab. 6.5). Aufgrund der zusätzlichen Variation der Parameter sind die Werte der relativen Breite der Konfiguration *free* größer als die der Konfiguration *fixed*. Als genauere Abschätzung der relativen Breiten bzw. der Unsicherheit für den Eintrag eines Bins relativ zu dessen absoluten Wert, können die Werte aus den linken Abbildungen von 6.26, 6.27 und 6.28 für jedes Bin verwendet werden.

Mithilfe der MC-Daten, die wie beschrieben korrigiert wurden, können die Signale aus den Messdaten des ATLAS-Detektors mit den korrigierten MC-Daten verglichen werden. Anhand der K -Verteilung der Konfiguration *free* existiert gleichzeitig eine Möglichkeit, die Unsicherheit der Einträge aufgrund der Anwendung der Korrektur zu quantifizieren.

Das während der Generation der MC-Daten auftretende Problem in PYTHIA ist bekannt und verstanden. In dieser Arbeit wird die Ursache noch einmal erläutert. Alle mit PYTHIA generierten MC-Daten des $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ -Zerfalls weisen diese Abweichung von den tatsächliche Messdaten auf. Durch das in dieser Arbeit angewendete Verfahren [AB14] wird diese Abweichung erfolgreich korrigiert.

Darüber hinaus wird in dieser Arbeit der Einfluss der Parameterunsicherheiten, sowie der Korrekturmethode untersucht und quantifiziert.

Literatur

- [1] J. C. Pati und A. Salam, Unified Lepton-Hadron Symmetry and a Gauge Theory of the Basic Interactions, *Phys. Rev. D* 8 (4 Aug. 1973), S. 1240–1251, DOI: 10.1103/PhysRevD.8.1240.
- [2] Roderick V. R. Jr., Local phenomenological nucleon-nucleon potentials, *Annals of Physics* 50.3 (1968), S. 411–448, ISSN: 0003-4916, DOI: 10.1016/0003-4916(68)90126-7.
- [3] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, Wiley, 1984.
- [4] W.-M. Yao u. a., Review of Particle Physics, *Journal of Physics G* 33 (2006), S. 1+, URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [5] S. L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry, *Phys. Rev. D* 2 (1970), S. 1285–1292, DOI: 10.1103/PhysRevD.2.1285.
- [6] S. Weinberg, A Model of Leptons, *Phys. Rev. Lett.* 19.21 (Nov. 1967), S. 1264–1266, DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [7] A. Salam, Weak and Electromagnetic Interactions, *Conf.Proc.* C680519 (1968), S. 367–377.
- [8] P. W. Higgs, Broken Symmetries And The Masses Of Gauge Bosons, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 508–509, DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [9] F. Englert und R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, *Phys. Rev. Lett.* 13.9 (Aug. 1964), S. 321–323, DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.321.
- [10] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, 2012, DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [11] CMS Collaboration, *Search for a Standard-Model-like Higgs boson with a mass of up to 1TeV at the LHC*, 2012.
- [12] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963), S. 531–533.
- [13] M. Kobayashi und T. Maskawa, CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Prog. Theor. Phys.* 49 (1973), S. 652–657, DOI: 10.1143/PTP.49.652.

- [14] K. A. Olive u. a., Review of Particle Physics, *Chin.Phys.* C38 (2014), S. 090001, DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [15] Ling-Lie Chau und Wai-Yee Keung, Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix, *Phys. Rev. Lett.* 53 (19 Nov. 1984), S. 1802–1805, DOI: 10.1103/PhysRevLett.53.1802.
- [16] E. A. Paschos und U. Türke, Quark mixing and CP violation, *Physics Reports* 178.4 (1989), S. 145–260, ISSN: 0370-1573, DOI: 10.1016/0370-1573(89)90052-5.
- [17] L. Wolfenstein, Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix, *Phys. Rev. Lett.* 51 (21 Nov. 1983), S. 1945–1947, DOI: 10.1103/PhysRevLett.51.1945.
- [18] Y. Amhis u. a., Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of summer 2014 (2014), arXiv: 1412.7515 [hep-ex].
- [19] G. Raven, Measurement of the CP violation phase ϕ_s in the B_s system at LHCb (2012), arXiv: 1212.4140.
- [20] J. J. Back u. a., Precision measurement of the $B_s - \bar{B}_s$ oscillation frequency with the decay $B_s \rightarrow D_s \pi^+$, *New Journal of Physics* Volume 15 (Mai 2013), Article number 053021.
- [21] C. Grupen, *Grundkurs Strahlenschutz*, Springer Verlag, 2008, ISBN: 9783540758495.
- [22] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, Spektrum Akadem. Verlag, 1993, ISBN: 978-3411165711.
- [23] ATLAS Collaboration, *The four main LHC experiments*, Juni 1999.
- [24] LHC Collaboration, *LHC Design Report*, Techn. Ber., Geneva, 2004.
- [25] LHC Collaboration, *LHC Design Report, v 3; The LHC injector chain*, Techn. Ber., 2004.
- [26] ALICE Collaboration, ALICE: Physics Performance Report, Volume I, *J. Phys. G: Nuclear and Particle Physics* 30.11 (2004), S. 1517, URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/30/11/001>.
- [27] CMS Collaboration, The CMS Physics Technical Design Report, Volume 1, *CERN / LHCC* 2006-001 (2006).
- [28] LHCb Collaboration, *LHCb reoptimized detector design and performance: Technical Design Report*, Techn. Ber., Geneva, 2003.
- [29] LHCf Collaboration, *LHCf experiment: Technical Design Report*, Techn. Ber., Geneva, 2006.
- [30] TOTEM Collaboration, *TOTEM Technical Design Report*, Techn. Ber., Geneva, 2004.

- [31] ATLAS Collaboration u. a., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* 3 (2008), S08003, DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [32] J. Pequeno, *Computer generated image of the whole ATLAS detector*, CERN Photolab, März 2008.
- [33] G. Aad u. a., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* 3 (2008), S08003, DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [34] ATLAS Collaboration, Feb. 2015, URL: <http://www.atlas.ch>.
- [35] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector: Technical Design Report, 1*, Techn. Ber., Geneva, 1997.
- [36] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS muon trigger in 2011*, Techn. Ber. ATLAS-CONF-2012-099, Geneva: CERN, Juli 2012.
- [37] ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1*, Techn. Ber., Geneva, 1999.
- [38] J. Wotschack, *ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers*, Techn. Ber. ATL-MUON-PUB-2008-006. ATL-COM-MUON-2008-008, Geneva: CERN, Apr. 2008.
- [39] ATLAS Muon Collaboration, ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report, Technical Design Report ATLAS (1997).
- [40] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, Techn. Ber., Geneva, 2008.
- [41] ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Trigger System in 2010, *Eur. Phys.J.C* 72 (2012) 1849 (Dez. 2011), DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1849-1, arXiv: 1110.1530v2 [hep-ex].
- [42] F. Donno und M. Litmaath, *Data management in WLCG and EGEE. Worldwide LHC Computing Grid*, Techn. Ber. CERN-IT-Note-2008-002, Geneva: CERN, Feb. 2008.
- [43] ATLAS Collaboration, *ATLAS luminosity public results*, 2012, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>.
- [44] P. Vankov, *ATLAS Upgrade for the HL-LHC: meeting the challenges of a five-fold increase in collision rate*, Techn. Ber. arXiv:1201.5469. ATL-UPGRADE-PROC-2012-003, Geneva: CERN, Jan. 2012.
- [45] O. S. Brüning u. a., *LHC Luminosity and energy upgrade: A Feasibility Study*, Techn. Ber. LHC-Project-Report-626. CERN-LHC-Project-Report-626, Geneva: CERN, Dez. 2002.
- [46] R. Assmann u. a., *First Thoughts on a Higher-Energy LHC*, Techn. Ber. CERN-ATS-2010-177, Geneva: CERN, Aug. 2010.

- [47] K. Bruyn u. a., Probing New Physics via the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ - Effective Lifetime, *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), S. 041801, DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.041801.
- [48] ATLAS Collaboration, *Limit on $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ branching fraction based on 4.9 fb⁻¹ of integrated luminosity*, Techn. Ber. ATLAS-CONF-2013-076, Geneva: CERN, Juli 2013.
- [49] Vardan Khachatryan u. a., Observation of the rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay from the combined analysis of CMS and LHCb data, *Nature* (2015), arXiv: 1411.4413 [hep-ex].
- [50] CDF Collaboration, Measurement of the CP-Violating Phase $\beta_s^{J/\psi\phi}$ in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Decays with the CDF II Detector, *Phys.Rev.* D85 (Dez. 2012), S. 072002, DOI: 10.1103/PhysRevD.85.072002, arXiv: 1112.1726 [hep-ex].
- [51] J. L. Rosner, Determination of pseudoscalar-charmed-meson decay constants from B -meson decays, *Phys. Rev. D* 42 (11 Dez. 1990), S. 3732–3740, DOI: 10.1103/PhysRevD.42.3732.
- [52] Amol S. Dighe u. a., Angular distributions and lifetime differences in $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ decays, *Phys.Lett.* B369 (1996), S. 144–150, DOI: 10.1016/0370-2693(95)01523-X, arXiv: hep-ph/9511363 [hep-ph].
- [53] A. S. Dighe, Isard Dunietz und Robert Fleischer, Extracting CKM Phases and $B_s - \bar{B}_s$ Mixing Parameters from Angular Distributions of Non-Leptonic B Decays, *Eur. Phys. J. C* 6.hep-ph/9804253. CERN-TH-98-085. FERMILAB-PUB-98-093-T. IC-98-25 (Apr. 1998), 647–662. 31 p.
- [54] H.-U. Bengtsson, The lund monte carlo for high-pT physics, *Computer Physics Communications* 31.4 (1984), S. 323–355, ISSN: 0010-4655, DOI: 10.1016/0010-4655(84)90018-3.
- [55] J. Pumplin u. a., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, *JHEP* 0207 (2002), S. 012, DOI: 10.1088/1126-6708/2002/07/012, arXiv: hep-ph/0201195 [hep-ph].
- [56] P. Ball u. a., B Decays at the LHC (2000), arXiv: hep-ph/0003238 [hep-ph].
- [57] Georges Aad u. a., Flavor tagged time-dependent angular analysis of the $B_{-s} \rightarrow J/\psi\phi$ decay and extraction of $\Delta\Gamma$ s and the weak phase ϕ_{-s} in ATLAS, *Phys. Rev.* D90.5 (2014), S. 052007, DOI: 10.1103/PhysRevD.90.052007, eprint: 1407.1796 (hep-ex).
- [58] A. Barton, private Kommunikation, Juli 2014.
- [59] CDF Collaboration, Observation of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillations, *Phys. Rev. Lett.* 97 (24 Dez. 2006), S. 242003, DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.242003.
- [60] E. Benoit, Note Sur Une Méthode de Résolution des équations Normales etc. (Procédé du Commandant Cholesky), *Bulletin géodésique* 2.1 (1924), S. 67–77, ISSN: 0007-4632, DOI: 10.1007/BF03031308.

- [61] W. Verkerke und D. Kirkby, The RooFit toolkit for data modeling, *ArXiv Physics e-prints* (Juni 2003), eprint: [physics/0306116](https://arxiv.org/abs/physics/0306116).

Akronymverzeichnis

ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
<i>BR</i>	Verzweigungsverhältnis (branching ratio)
BSM	über das Standardmodell hinausgehenden Theorien (Beyond Standard Model)
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CKM	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CMS	Compact Myon Solenoid
CSC	Cathode Strip Chambers
EF	Event-Filter
EMCal	elektromagnetisches Kalorimeter (electromagnetic calorimeter)
FC	Flavour-Changing
FCal	Vorwärtskalorimeter (forward calorimeter)
FCCC	Flavour-Changing-Charged-Currents
FCNC	Flavour-Changing-Neutral-Currents
GUT	große vereinheitlichte Theorie (Grand Unified Theory)
HCal	hadronisches Kalorimeter (hadronic calorimeter)
HEC	hadronisches Endkappen-Kalorimeter (hadronic endcap calorimeter)
HL-LHC	High Luminosity Large Hadron Collider
HLT	High Level Trigger
IBL	Insertable B-Layer
ID	Inner Detector
L1	Level-1-Trigger
L2	Level-2-Trigger
LAr	Flüssig-Argon (liquid Argon)
LB	Luminositätsblock (luminosity block)
LEP	Large Electron Positron Collider
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider beauty
LHCf	Large Hadron Collider forward
Linac	Linear accelerator
LS	Long Shutdown
MC-Daten	Monte-Carlo-Daten

MDT	Monitored Drift Tubes	
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	(Probability-Density-Function)
PS	Proton Synchrotron	
PSB	Proton Synchrotron Booster	
QCD	Quantenchromodynamik	
QED	Quantenelektrodynamik	
QFT	Quantenfeldtheorie	
ROB	Auslesepuffern (read out buffer)	
RoI	Region of Interest	
RPC	Resistive Plate Chambers	
SCT	Semiconductor Tracker	
SM	Standardmodell der Elementarteilchenphysik	
SPS	Super Proton Synchrotron	
TGC	Thin Gap Chambers	
TOTEM	TOTAL cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC	
TRT	Transition Radiation Tracker	
WCC	schwache geladene Ströme (Weak Charged Currents)	
WLCG	Worldwide LHC Computing Grid	
WNC	schwache neutrale Ströme (Weak Neutral Currents)	

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei den Personen bedanken, die mich während deren Erstellung unterstützt haben.

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. Peter Buchholz bedanken, der mir ermöglicht hat, als Teil der Arbeitsgruppe am ATLAS-Experiment mitzuarbeiten. Ich danke Prof. Buchholz für seine kontinuierliche Unterstützung, sowie die fruchtbaren Diskussionen der in dieser Arbeit präsentierten Resultate.

Dr. Wolfgang Walkowiak möchte ich für seine Hilfe, Korrekturen und Anleitung während meiner Arbeit als Masterstudent danken. Durch fachliche Diskussionen, dem Hinterfragen von Sachverhalten und wertvollen Informationen hat er mich sehr unterstützt. Ebenfalls möchte ich mich für seinen technischen Support und die Wartung der IT-Infrastruktur bedanken.

Ich möchte mich bei Sebastian Sonntag für das Lesen der Arbeit und die Korrekturvorschläge bedanken. Auch für seine und Frederik Laubers wertvolle Hilfe im Umgang mit Linux, bedanke ich mich.

Dr. Iskander Ibragimov danke ich für seine Erklärungen von physikalischen Sachverhalten und der ständigen Bereitschaft bei Fragestellungen zu helfen.

Meinen Kollegen Alexander Aab, Dr. Hendrik Czirr, Marcus Niechciol und Dr. Andreas Tepe danke ich für ihre Hilfe bei der Erstellung dieser Arbeit, für viele interessante fachliche und manchmal weit, weit abschweifende und sehr unterhaltende Gespräche.

Insgesamt danke ich allen Mitarbeitern in der experimentellen Teilchenphysik der Universität Siegen für ihre Freundschaft, ihre Unterstützung und die gemeinsame Zusammenarbeit. Es hat mir sehr viel Freude bereitet, meine Zeit mit euch zu verbringen und ich wünsche euch für die Zukunft nur das Beste.

Ich bedanke mich herzlich bei der Familie meiner Freundin, die mich während der Erstellung meiner Arbeit unterstützt hat.

Ein großer Dank geht an meine Familie, die mich während der ganzen Zeit unterstützt und an mich geglaubt hat. Auch für euer Verständnis während der letzten Wochen der Arbeit und all' die Sachen, die Eltern für ihre Kinder tun, habt ihr meinen Dank.

Vor Allem danke ich meiner Freundin. Danke Anna, dass du mir geholfen hast, dass du für mich da warst und an mich geglaubt hast.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Masterarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebene Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

.....
(Ort) (Datum)

.....
(Unterschrift)