

## Bachelorarbeit

# Studien zur Rekonstruktion von Top-Quark-Paaren mittels eines kinematischen Likelihood Fits

## Studies of Top Quark Pair Reconstruction via a Kinematic Likelihood Fit

angefertigt von

**Simon Koch**

aus Hamburg

am II. Physikalischen Institut

**Arbeitsnummer:** II.Physik-UniGö-BSc-2015/01

**Bearbeitungszeit:** 27. Oktober 2014 bis 2. Februar 2015

**Erstgutachter/in:** Prof. Dr. Arnulf Quadt

**Zweitgutachter/in:** Prof. Dr. Ariane Frey



## Abstract

Im Rahmen der Erhöhung der Schwerpunktsenergie des LHC auf  $\sqrt{s} = 14$  TeV und der Erhöhung der Luminosität, werden beim Top-Antitop-Quark-Zerfall im Lepton+Jets Kanal eine höhere Anzahl von Jets und primärer Vertices erwartet. Diese sind auf zusätzliche Energiedepositionen zurückzuführen (Pile-Up). Es ist also notwendig, Rekonstruktionsprogramme so zu modifizieren, dass sie auch bei hohen Schwerpunktsenergien stabil bleiben und gute Effizienzen liefern. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf dem **Kinematic Likelihood Fitter (KLFitter)**, der mittels einer *Likelihood* zu jedem Ereignis die bestmögliche Permutation der Jets berechnet. Im Standard KLFitter Setup werden die Jets mit dem höchsten transversalen Impuls  $p_T$  übergeben. In einer ersten Analyse werden Effizienzen mit diesem Setup für  $\sqrt{s} = 7$  TeV und  $\sqrt{s} = 8$  TeV miteinander verglichen. Im zweiten Teil werden zusätzlich ein *b*-tagging Setup, bei dem erst getaggte *b*-Jets und anschließend Jets mit dem höchsten  $p_T$  ausgewählt werden, und ein  $p_T^{\max}$  Setup, bei dem die 3-Jet Kombination mit dem höchsten  $p_T$  und der Jet mit dem kleinsten Abstand zum geladenen Lepton übergeben werden, implementiert. Grundsätzlich werden die höchsten Effizienzen erreicht, wenn dem KLFitter fünf Jets übergeben werden, sofern mindestens fünf Jets im Ereignis vorhanden sind, und zusätzlich nur Ereignisse einbezogen werden, die zwei *b*-Tags aufweisen.

**Stichwörter:** LHC, ATLAS, Top-Quark, Kinematic Likelihood Fitter, Effizienzanalyse

## Abstract

Due to the increase of the centre-of-mass energy of the LHC to  $\sqrt{s} = 14$  TeV and the increase of the luminosity, a higher number of jets and primary vertices is expected in the top-antitop quark decay in the lepton+jets channel. This results from additional energy depositions (pile-up). As a consequence, it is necessary to modify reconstruction programmes to stabilize them. In this thesis, the emphasis lies on the programme **Kinematic Likelihood Fitter (KLFitter)**, which calculates the best permutation of jets via a *Likelihood*. The standard setup simply takes the jets which have the highest transverse momentum  $p_T$ . In the first part of the analysis, efficiencies are compared for  $\sqrt{s} = 7$  TeV and  $\sqrt{s} = 8$  TeV. In the second part, two setups are implemented additionally. The *b*-tagging setup first chooses the *b*-tagged jets and thereafter jets with the highest  $p_T$ . The  $p_T^{\max}$  setup chooses the three jets which combined have the highest  $p_T$  and the jet with the smallest distance to the charged lepton as a fourth jet. Basically, the best efficiencies are reached by taking five jets, if there are at least five jets present, and additionally by only taking events with two *b*-tags.

**Keywords:** LHC, ATLAS, top quark, Kinematic Likelihood Fitter, efficiency analysis



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Das Standardmodell und das Top-Quark</b>	<b>3</b>
2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	3
2.1.1. Quarks, Leptonen und Eichbosonen . . . . .	4
2.2. Das Top-Quark . . . . .	8
2.2.1. Entdeckung und physikalische Eigenschaften . . . . .	8
2.2.2. Produktionsmechanismen . . . . .	9
2.2.3. Zerfallskanäle . . . . .	10
<b>3. Das ATLAS-Experiment</b>	<b>13</b>
3.1. Der LHC . . . . .	13
3.2. Detektorvariablen . . . . .	14
3.3. Der ATLAS-Detektor . . . . .	15
3.3.1. Innerer Detektor . . . . .	15
3.3.2. Kalorimeter . . . . .	17
3.3.3. Myonspektrometer . . . . .	18
3.4. Neutrinos . . . . .	19
3.5. Pile-Up . . . . .	19
<b>4. Rekonstruktion und Kinematischer Likelihood Fit</b>	<b>21</b>
4.1. Rekonstruktion . . . . .	21
4.2. Kinematischer Likelihood Fit . . . . .	22
4.2.1. Transferfunktionen $W$ . . . . .	22
4.2.2. Breit-Wigner Distributionen $B$ . . . . .	23
4.2.3. Likelihood-Maximierung . . . . .	23
4.2.4. Event-Probability . . . . .	24
4.3. KLFitter Setups . . . . .	24
4.4. Signal Sample und Vorselektion . . . . .	25
4.5. MatchMonster . . . . .	27

<b>5. Auswertung</b>	<b>29</b>
5.1. Vergleich von 7 TeV und 8 TeV Datensätzen . . . . .	29
5.1.1. Anzahl der primären Vertices und Jets . . . . .	29
5.1.2. Effizienzanalyse . . . . .	32
5.1.3. Vergleich zweier KLFitter Setups . . . . .	38
5.1.4. Zusammenfassung und Motivation . . . . .	41
5.2. Vergleich verschiedener KLFitter Setups . . . . .	41
5.2.1. Standard Setup . . . . .	41
5.2.2. $b$ -tagging Setup . . . . .	46
5.2.3. $p_T^{\max}$ Setup . . . . .	49
5.2.4. Direkter Vergleich der Setups . . . . .	50
5.2.5. Stabilitätsvergleich . . . . .	51
<b>6. Diskussion und Ausblick</b>	<b>53</b>
<b>A. Ergänzende Histogramme und Tabellen</b>	<b>57</b>

# 1. Einleitung

*"Dass ich erkenne was die Welt  
Im Innersten zusammenhält."*

J. W. VON GOETHE

Dieser Ausschnitt aus Goethes Drama *Faust* aus dem Jahre 1808 kann die Motivation eines Teilchenphysikers wohl am besten beschreiben.

Die Frage, was die Welt im Innersten zusammenhält, hat sich über die Jahrzehnte und Jahrhunderte spezifiziert: Aus was besteht die uns bekannte Materie? Wie setzen sich Atome und Atomkerne zusammen? Man gelang schließlich an den Punkt, an dem man sich fragte, warum der Kern trotz der elektrisch positiv geladenen Protonen stabil bleibt. Nicht nur die Entdeckung der starken Kraft, die genau dafür verantwortlich ist, sondern auch die Entdeckung der Quarks, aus denen die Nukleonen bestehen, waren Meilensteine der modernen Teilchenphysik.

Dank Einstein weiß man: Energie und Masse sind äquivalent. Was also tun, wenn man Teilchen entdecken will? Man braucht sehr hohe Energien, die in Teilchenbeschleunigern erreicht werden, die es erlauben, sehr schwere und kurzlebige Teilchen zu produzieren. Im Jahre 1995 wurde die Entdeckung des Top-Quarks, des letzten Quarks des Standardmodells der Teilchenphysik, bestätigt [1, 2]. Es ist das schwerste Quark des heutigen Standardmodells und hat einige Eigenschaften, die die anderen Teilchen nicht aufweisen. So zerfällt es, bevor es mit anderen Quarks eine Verbindung eingehen kann, sodass intrinsische Eigenschaften direkt auf die Zerfallsprodukte übertragen werden. Das Standardmodell und die Eigenschaften der jeweiligen Teilchen und Austauscheteilchen, die für die verschiedenen Wechselwirkungen verantwortlich sind, sind in Kapitel 2 zusammengefasst. Anschließend wird der Fokus auf das Top-Quark gelegt.

In Kapitel 3 wird der weltweit größte Teilchenbeschleuniger LHC<sup>1</sup>, der sich am CERN<sup>2</sup> in Genf befindet und der ATLAS<sup>3</sup> Detektor vorgestellt. Die Schwerpunktsenergie des LHC lag in den Jahren 2008-2012 bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  bzw.  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Zwischen den Jahren 2012

---

<sup>1</sup> **L**arge **H**adron **C**ollider

<sup>2</sup> **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire

<sup>3</sup> **A** Toroidal **L**H**C** **A**pparatu**S**

## 1. Einleitung

und 2015 wurden Arbeiten vorgenommen, die es ab voraussichtlich März 2015 erlauben, Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV zu erreichen. Ebenfalls in diesem Kapitel wird die Luminosität vorgestellt, die die Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche beschreibt. Höhere Energien und höhere Luminositäten bedeuten allerdings nicht nur die Möglichkeit, schwerere Teilchen zu finden. Sie haben auch negative Effekte. Bei hohen Energien entstehen in Nebenprozessen, die nicht direkt mit einem Zerfall eines Teilchens in Zusammenhang stehen, neue Teilchen, die natürlich auch im Detektor nachweisbar sind. Wie zieht man nun aus den gemessenen Daten Rückschlüsse auf die tatsächlichen Zerfälle?

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der so genannten Rekonstruktion. Teilchen entstehen und zerfallen in so kurzer Zeit, dass lediglich die Zerfallsprodukte im Detektor nachweisbar sind. Es sind also Programme notwendig, die die gemessenen Daten rekonstruieren können, damit Rückschlüsse auf das Mutterteilchen gezogen werden können.

Jede Analyse ist allerdings nur so gut, wie man sie vorher getestet hat. Mittels simulierter Daten ist es möglich, Informationen aus dem direkten Zerfall sowie Daten, die im Detektor gemessen werden, zu verwerten. In dieser Arbeit wird in Kapitel 4 das Programm `KLFitter` vorgestellt, welches mittels einer so genannten *Likelihood* die bestmögliche Rekonstruktion der Ereignisse ermittelt. Mit einem weiteren Programm, dem `MatchMonster`, lassen sich diese mit den Informationen aus den simulierten Daten über den tatsächlichen Zerfall vergleichen und Effizienzen berechnen. Extrapoliert man diese Effizienzen zu einer höheren Anzahl von primären Vertices, stellt man fest, dass diese sinken.

Ziel dieser Arbeit ist es nun, den `KLFitter` so zu modifizieren, dass er möglichst gute Effizienzen liefert und zusätzlich dazu noch stabil bei hohen Energien ist. Es werden dabei in Kapitel 4 und 5 drei verschiedene Methoden implementiert und miteinander verglichen. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse diskutiert und ein Ausblick in Hinblick auf höhere Schwerpunktsenergien gegeben.



## 2. Das Standardmodell und das Top-Quark

In diesem Kapitel werden die Grundlagen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik gelegt. Dazu werden zunächst die Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen charakterisiert, um anschließend den Fokus auf die Eigenschaften sowie die Produktions- und Zerfallsmechanismen des Top-Quarks zu legen, die für diese Arbeit eine große Relevanz aufweisen.

### 2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Fasst man alle bisher bekannten elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen, die über den Austausch der Austauschteilchen vermittelt werden, zusammen, so erhält man das *Standardmodell der Elementarteilchenphysik*. Es beinhaltet die Quarks, die Leptonen und die Eichbosonen. Mit Ausnahme der Gravitation dienen sie als Vermittler der drei zugrundeliegenden Wechselwirkungen bzw. Kräfte.

Historisch gesehen kannte man zunächst nur die *elektromagnetische Kraft*. Als einer der Ersten charakterisierte ALBERT EINSTEIN in seiner Publikation zum photoelektrischen Effekt das Photon  $\gamma$  als Teilchen [3]. Nachdem die Struktur des Atoms im Rutherford Experiment nachgewiesen wurde, stellte sich die Frage, wie die Protonen im Kern zusammengehalten werden, obwohl sie sich elektrisch abstoßen müssten. Eine erste Erklärung gelang YUKAWA im Jahr 1934 durch die Einführung der Theorie der *starken Kraft* [4]. Durch tiefunelastische Streuexperimente wurde in den 1960er Jahren am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) und später in den 1970er Jahren am CERN festgestellt, dass Protonen und Neutronen eine Substruktur aufweisen. Bekanntermaßen setzen sie sich jeweils aus drei Quarks zusammen (Proton: 2 Up-Quarks ( $u$ ), 1 Down-Quark ( $d$ ); Neutron:  $udd$ ) [5], die untereinander über die starke Wechselwirkung wechselwirken, was dem Austausch von Gluonen  $g$  entspricht. Die Liste der Kräfte wird durch die *schwache Kraft* komplettiert, der alle Teilchen des Standardmodells unterliegen. Sie ist verantwortlich für

## 2. Das Standardmodell und das Top-Quark

den  $\beta$ -Zerfall von radioaktiven Atomkernen. Die Austauschteilchen sind die geladenen Eichbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und das neutrale  $Z^0$  Boson.

Die sogenannte erste Generation der Teilchen wird neben dem Up-Quark, dem Down-Quark und dem Elektron durch das dazugehörige elektrisch neutrale Neutrino ergänzt. Neben diesen Entdeckungen, wurde Mitte der 1930er Jahre kosmische Höhenstrahlung untersucht, was als Ergebnis die Entdeckung des Myons  $\mu$  hatte. Mit exakt denselben Eigenschaften wie das Elektron, allerdings mit einer Masse, die etwa dem 200-fachen entsprach, wurde der Grundstein für die Theorie mehrerer Teilchengenerationen gelegt. Es folgten die Entdeckungen weiterer Quarks und die Idee einer dritten Generation, die durch die Entdeckung des Top-Quarks im Jahre 1995 vervollständigt wurde (siehe dazu Abschnitt 2.2).

Alle Quarks und Leptonen kommen einerseits als Teilchen und andererseits als Antiteilchen vor. Antiteilchen sind charakterisiert durch das umgekehrte Vorzeichen ladungsartiger Quantenzahlen wie zum Beispiel die elektrische oder die Farbladung.

Die Entdeckung von Antiteilchen war im Einklang mit der von PAUL DIRAC aufgestellten Dirac-Gleichung, die als Lösung einen 4-komponentigen Spinor  $\Psi$  von Spin-Up/Down-Zuständen von Teilchen sowie dem dazugehörigen Antiteilchen beschreibt [6]:

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - mc)\Psi = 0. \quad (2.1)$$

Das lang gesuchte Higgs-Boson  $H^0$  wurde im Jahr 2012 am CERN entdeckt und ist Teil des Standardmodells [7]. Es ist mit dem so genannten Higgs-Feld assoziiert, welches den Teilchen durch deren Wechselwirkung mit diesem Feld erst die Masse verleiht.

### 2.1.1. Quarks, Leptonen und Eichbosonen

Grundsätzlich unterscheidet man bei Elementarteilchen zwischen Fermionen und Bosonen. Fermionen sind durch einen halbzahligen Spin und Bosonen durch einen ganzzahligen Spin charakterisiert. Zu den Fermionen gehören im Standardmodell die Leptonen und die Quarks, wohingegen die Austauschteilchen durch einen ganzzahligen Spin gekennzeichnet sind und somit als Eichbosonen bezeichnet werden.

Zu den Leptonen gehören einerseits die elektrisch geladenen Elektronen  $e^-$ , Myonen  $\mu^-$  und Tauonen  $\tau^-$  mit der elektrischen Ladung  $Q = -1 \cdot e$ <sup>1</sup> und die elektrisch neutralen, dazugehörigen Neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$ .

Projiziert man den Spin  $\vec{s}$  eines Teilchens auf die Richtung des Impulses  $\vec{p}$ , so lässt es sich als Teilchen mit *positiver* bzw. *negativer Helizität*  $h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$  charakterisieren [4]. Das Lorentz-

---

<sup>1</sup>Elementarladung  $e = (1,60217646 \pm 6) \cdot 10^{-19}$  C [8].

## 2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

invariante Pendant zur Helizität ist die Händigkeit oder auch *Chiralität*<sup>2</sup> [9]. Durch die Einführung des schwachen Isospins  $T$  können nun *linkshändige* Dubletts  $L$  und *rechtshändige* Singulettts  $R$  definiert werden. Linkshändigen Teilchen schreibt man dabei einen schwachen Isospin von  $T = \frac{1}{2}$  und die dritte Komponente des Isospins  $T_3 = \pm\frac{1}{2}$  zu. Rechtshändige Teilchen tragen keinen Isospin [9]. Man kann linkshändige Leptonen mit dieser Definition in drei Familien zusammenfassen, was der folgenden Notation entspricht [9]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L.$$

Ergänzt man das  $u$ - und das  $d$ -Quark mit dem  $c$ - (Charm),  $s$ - (Strange),  $b$ - (Bottom) und dem  $t$ - (Top) Quark und fasst diese analog zu den Leptonen in drei Familien zusammen, so erhält man [9]:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L.$$

Die Quarks der jeweiligen oberen Reihe tragen eine elektrische Ladung von  $Q = +\frac{2}{3} \cdot e$ . Sie werden auch *up-type*-Quarks genannt. Die Quarks der unteren Reihe tragen eine elektrische Ladung von  $Q = -\frac{1}{3} \cdot e$  und werden auch *down-type*-Quarks genannt.

Die jeweiligen Familien unterscheiden sich nach heutiger Kenntnis nur in den unterschiedlichen Massen der Teilchen.

Im Gegensatz zu den Leptonen unterliegen die Quarks der starken Wechselwirkung. Dies liegt daran, dass sie eine zusätzliche *Farbladung* tragen, die bei den Leptonen nicht existiert. Diese kann drei verschiedene Werte annehmen: rot, blau und grün. Antiquarks tragen dementsprechend eine Antifarbe. Im Gegensatz zum Photon trägt bei der starken Wechselwirkung das Gluon, das an die Farbladung der Quarks koppelt, selbst eine Farbe und eine Antifarbe [9]. Dies hat zur Folge, dass Gluonen unter sich wechselwirken können und kann als eine Erklärung dienen, warum Quarks nicht als freie Teilchen auftreten können. Betrachtet man dazu die Kopplung  $\alpha_S$  der starken Wechselwirkung, so stellt man fest, dass bei geringen Energien und somit großen Abständen zwischen zwei Quarks, die Stärke der Kopplung nicht wie bei der elektromagnetischen Wechselwirkung abschwächt, sondern zunimmt. Das hat zur Folge, dass, bevor zwei Quarks getrennt werden können, Quark/Antiquark Paare entstehen können. Das Phänomen wird auch als *Confinement* bezeichnet. Die Prozesse, die bei hohen Energien beobachtbar sind, haben also aufgrund

<sup>2</sup>Für masselose Teilchen entspricht die Chiralität der Helizität.

## 2. Das Standardmodell und das Top-Quark

der Selbstkopplung der Gluonen immer den Nebeneffekt, dass Teilchen entstehen, die mit einem primären Produktions- oder Zerfallsprozess nicht direkt im Zusammenhang stehen, aber trotzdem im Detektor beobachtbar sind (siehe dazu Abschnitt 3.5).

Führt man mit obiger Definition des Isospins nun noch zusätzlich die schwache Hyperladung  $Y_W = 2(Q - T_3)$  [4] ein, so lassen sich die grundlegenden Eigenschaften der Teilchen wie in Tabelle 2.1 zusammenfassen.

	Teilchen	$Q [e]$	$s [\hbar]$	$T$	$T_3$	$Y_W$
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-1
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	-1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	-1	$\frac{1}{2}$	0	0	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$+\frac{4}{3}$
	$\begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{2}{3}$
Eichbosonen	$\gamma$	0	1	0	0	0
	$Z^0$	0	1	0	0	0
	$W^\pm$	$\pm 1$	1	1	$\pm 1$	0
	8 Gluonen $g$	0	1	0	0	0

**Tab. 2.1.:** Standardmodell der Elementarteilchenphysik: Zusammenfassung der Eigenschaften Ladung  $Q$ , Spin  $s$ , Isospin  $T$ , dritte Komponente des Isospins  $T_3$  und schwache Hyperladung  $Y_W$  für die Leptonen, die Quarks bzw. Masseneigenzustände  $q'$  der Quarks und für die Eichbosonen. Die Fermionen sind jeweils nach Links- bzw. Rechtshändigkeit getrennt. Grundsätzlich kommen die Quarks in den drei verschiedenen Farbzuständen rot, grün und blau vor, die Gluonen tragen eine Kombination aus Farbe und Antifarbe [4, 6, 9].

### Die CKM-Matrix

Beobachtet man Zerfälle von Hadronen, so stellt man fest, dass Quarks unter der schwachen Wechselwirkung nicht zwingend in einer Familie bleiben, sondern auch Übergänge von einer Familie in eine andere möglich sind. Betrachtet man einen Flavour-Eigenzustand  $|u\rangle$ , so ist der Partner dieses Zustandes nicht  $|d\rangle$ , sondern eine Linearkombination  $|d'\rangle$ , die aus den down-type-Quarks aller drei Familien besteht. Diese Linearkombination hat für

die jeweiligen Zustände in Matrixschreibweise die folgende Form [9]:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Bei einem Prozess, bei dem ein Quark  $q_i$  in ein Quark  $q_j$  übergeht, ist die Übergangswahrscheinlichkeit proportional zu  $|V_{q_i q_j}|^2$  [9]. Die Parameter  $V_{ij}$  setzen sich aus drei reellen Winkeln und einer imaginären Phase zusammen. Die Beträge sind heute näherungsweise bekannt [4]:

$$|V_{ij}| \approx \begin{pmatrix} 0,974 & 0,225 & 0,004 \\ 0,225 & 0,973 & 0,041 \\ 0,009 & 0,040 & 0,999 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

## Symmetriegruppen

Das Standardmodell kann ebenfalls mathematisch beschrieben werden. Es lässt sich quantenfeldtheoretisch in Symmetriegruppen zusammenfassen. Für die elektromagnetische Wechselwirkung wird zunächst eine lokale Eichtransformation des Spinorfeldes  $\psi$  durchgeführt:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\chi(x)}\psi(x). \quad (2.4)$$

Durch die zusätzliche ortsabhängige Phase  $q\chi(x)$  muss die Dirac-Gleichung (Gl. 2.1) so modifiziert werden, dass die Transformation invariant bleibt. Der dabei entstehende zusätzliche Term impliziert ein zusätzliches *Eichfeld*, das an das Diracteilchen koppelt. Dieses zusätzliche Feld ist durch das Photon gegeben. Das Vorgehen entspricht einer lokalen  $U(1)$  Transformation [4].

Für die schwache Wechselwirkung wird die lokale Eichtransformation des geladenen schwachen Stroms betrachtet:

$$\varphi(x) \rightarrow \varphi'(x) = e^{ig_W \vec{\alpha}(x) \cdot \hat{T}} \varphi(x), \quad (2.5)$$

wobei  $\alpha(x)$  die lokale Phase und  $\hat{T} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$  die Generatoren der  $SU(2)$ -Gruppe beschreiben, die im Wesentlichen durch die Pauli-Matrizen gegeben sind [4].

Die Gruppen  $U(1)$  und  $SU(2)$  lassen sich als elektroschwache Symmetriegruppe  $U(1)_{Y_W} \otimes SU(2)_L$  vereinigen, wobei der Index  $Y_W$  den erhaltenen schwachen Hyperstrom im Elektromagnetismus und  $L$  die Linkshändigkeit der Fermionen, die untereinander wechselwirken, bezeichnet.

## 2. Das Standardmodell und das Top-Quark

Die starke Wechselwirkung kann über Symmetrieoperationen in der Quantenchromodynamik (QCD), also der Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung, beschrieben werden. Die lokale Transformation entspricht einer  $SU(3)$ -Transformation:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{igs\vec{\alpha}(x)\cdot\hat{T}}\phi(x). \quad (2.6)$$

Die acht Generatoren  $T^a = \frac{1}{2}\lambda^a$  der  $SU(3)_C$ -Gruppe sind durch die Gell-Mann Matrizen  $\lambda^a$  gegeben und stehen für die acht verschiedenen Gluonen. Der Index  $C$  bezieht sich auf die Kopplung der Gluonen an die erhaltene Farbladung des Teilchens [4].

Fasst man nun die drei Symmetriegruppen zusammen, so erhält man die *Symmetriegruppe des Standardmodells*:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_{Y_W}. \quad (2.7)$$

## 2.2. Das Top-Quark

### 2.2.1. Entdeckung und physikalische Eigenschaften

Das Top-Quark ist mit einer Masse<sup>3</sup> von

$$m_t = 173,34 \pm 0,27 \pm 0,71 \text{ GeV}/c^2 \quad (2.8)$$

[10] das schwerste Quark des Standardmodells. Bevor es entdeckt bzw. vorhergesagt wurde, ist man zunächst von nur zwei Generationen ausgegangen, bis man das  $\tau$ -Lepton entdeckte und somit von einer dritten Generation ausging [11]. Die Idee einer dritten Quark-Generation kam im Jahr 1973 von Kobayashi und Maskawa, die die bereits im vorigen Jahrzehnt beobachtete CP-Verletzung erklären wollten [12]. Die Vermutung einer neuen Generation wurde weiter bekräftigt, als am Fermilab im Jahr 1977 das  $b$ -Quark entdeckt wurde [13]. Bis zum Jahr 1995 konnte das Top-Quark mit seiner schweren Masse nicht nachgewiesen werden. Erst der Proton/Antiproton Collider Tevatron konnte bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$  das Top-Quark produzieren [1, 2].

Exotische Modelle, bei denen Top-Quark-Ladungen von  $Q = -\frac{4}{3} \cdot e$  angenommen wurden, wurden bereits ausgeschlossen [14], sodass das Top-Quark das bisherige Quarkmodell mit einer Ladung von  $Q = +\frac{2}{3} \cdot e$  und einem Spin von  $s = \frac{1}{2}$  vervollständigt [15].

---

<sup>3</sup>Die erste Fehlerangabe bezieht sich auf den statistischen, die zweite auf den systematischen Fehler. Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c = 299.792.458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  [8]. Im Folgenden werden natürliche Einheiten verwendet, sodass  $c = \hbar = 1$ .

Das Besondere am Top-Quark ist seine kurze Lebensdauer. Sie lässt sich über die totale Zerfallsbreite des Top-Quarks  $\Gamma_t = 2,0 \pm 0,5 \text{ GeV}$  [15] berechnen [6]<sup>4</sup>:

$$\tau_t = \frac{\hbar}{\Gamma_t} \approx 3,3 \cdot 10^{-25} \text{ s}, \quad (2.9)$$

Vergleicht man die Lebensdauer mit der Hadronisationszeit von

$$t_{\text{hadr}} \approx 10^{-23} \text{ s} \quad (2.10)$$

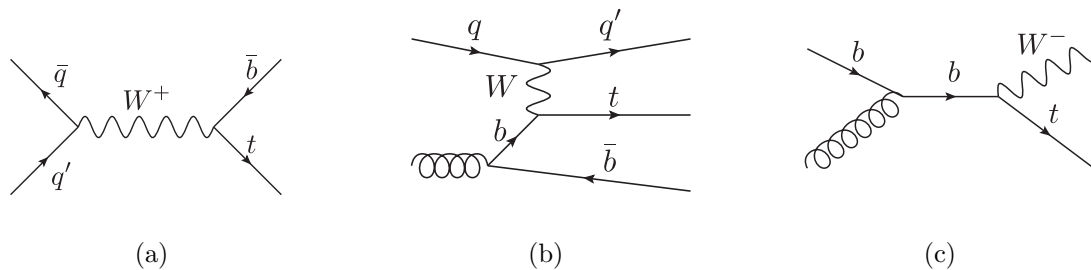
[16], so stellt man fest, dass das Top-Quark zerfällt, bevor es hadronisiert. Diese Eigenschaft, die die anderen Quarks nicht aufweisen, erlaubt es, direkte Rückschlüsse von den Zerfallsprodukten auf das Top-Quark zu ziehen.

### 2.2.2. Produktionsmechanismen

Das Top-Quark kann an Hadron-Collidern einerseits als  $t\bar{t}$ -Paar mittels starker Wechselwirkung und andererseits als einzelnes Quark mittels schwacher Wechselwirkung erzeugt werden. Da für diese Arbeit die Paarproduktion relevant ist, wird die Einzelproduktion nur kurz vorgestellt.

#### Einzel-Top-Quark-Produktion

Die Einzel-Top-Quark-Produktion findet über die elektroschwache Wechselwirkung statt. In Abbildung 2.1 sind drei mögliche Kanäle als Feynman-Diagramm dargestellt. Im  $s$ -Kanal zerfällt ein  $W$ -Boson in ein Bottom- und ein Top-Quark. Im  $t$ -Kanal hingegen wird das Top-Quark über den Austausch eines  $W$ -Bosons zwischen einem  $b$ -Quark und einem Quark  $q$  produziert. Im  $Wt$ -Kanal zerfällt ein  $b$ -Quark in ein  $W$ -Boson und ein  $t$ -Quark.

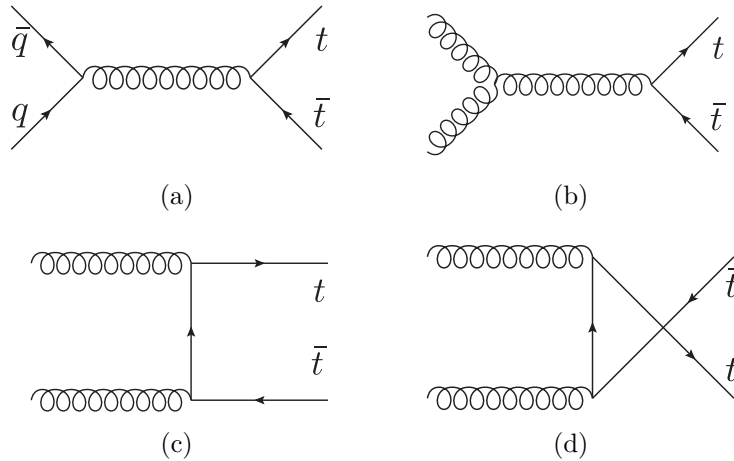


**Abb. 2.1.:** Einzel-Top-Quark-Produktion über die schwache Wechselwirkung (a) im  $s$ -Kanal, (b) im  $t$ -Kanal und (c) im  $Wt$ -Kanal.

<sup>4</sup>Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum  $\hbar = 6,582119 \cdot 10^{-16} \text{ eV s}$  [8].

### Paarproduktion

Für diese Arbeit ist die Paarproduktion relevant, die hier näher vorgestellt wird. Es gibt dabei mehrere Kanäle, die in Abb. 2.2 als Feynman-Diagramme visualisiert sind.



**Abb. 2.2.:** Produktionsmechanismen von Top-Antitop-Quark-Paaren über die starke Wechselwirkung. (a) Quark-Antiquark Annihilation, (b)- (d) Gluon-Fusion.

Am Tevatron, der Protonen und Antiprotonen zur Kollision brachte, wurden bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 1,96$  TeV zu etwa 85%  $t\bar{t}$ -Paare über die Annihilation von Quark-Antiquark-Paaren erzeugt [17]. Am LHC dagegen werden zwei Proton-Strahlen zur Kollision gebracht, sodass bei der  $t\bar{t}$ -Produktion der Prozess über Gluonen dominant ist. Für den Run II am LHC mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV erwartet man zu etwa 90% den Prozess über Gluonen [17].

### 2.2.3. Zerfallskanäle

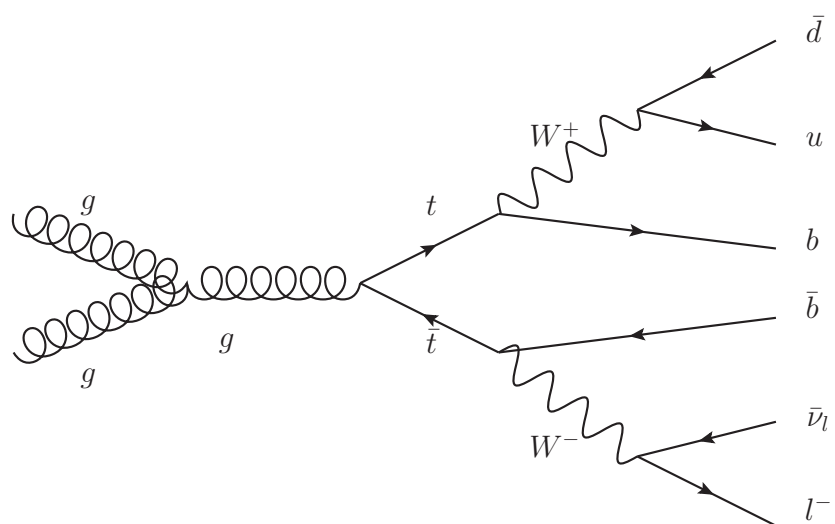
In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Zerfallskanäle des Top-Quarks vorgestellt. Betrachtet wird dazu das Matrixelement  $V_{tb}$  der CKM-Matrix. Dieses hat den Wert  $V_{tb} \approx 0,999$ , was andeutet, dass das (Anti-)Top-Quark über die schwache Wechselwirkung fast ausschließlich zu einem (Anti-)b-Quark und einem W-Boson zerfällt. Übergänge in die zweite oder erste Familie sind demnach stark unterdrückt. Aus diesem Grund werden im Folgenden nur Zerfälle von Top-Antitop-Paaren der Form  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^-$  betrachtet. Die beiden b-Quarks werden im hadronischen Kalorimeter mit gewisser Wahrscheinlichkeit als b-Jets detektiert (Näheres dazu im Abschnitt 4.3). Das W-Boson zerfällt mit einem



Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}$  von etwa  $\frac{2}{3}$  in ein Quark/Antiquark Paar  $q\bar{q}'$  und mit etwa  $\frac{1}{3}$  in ein geladenes Lepton  $\ell$  und ein Neutrino  $\nu$  [15]. Für die Zerfälle der  $W$ -Bosonen gibt es nun verschiedene Möglichkeiten, die experimentell jeweils Vor- und Nachteile mit sich bringen:

- Beim **vollhadronischen Zerfall** zerfallen *beide*  $W$ -Bosonen in ein Quark und ein Antiquark ( $u/d$  oder  $c/s$ ), die jeweils im Kalorimeter als Jet detektiert werden. Sie werden auch *leichte* Quarks genannt. Da das Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{B}_{\text{vollhad}} \approx (\mathcal{B}_{W \rightarrow qq'})^2 = \frac{2}{3} \cdot \frac{2}{3} = \frac{4}{9}$  für diesen Kanal sehr hoch ist, gibt es eine hohe Anzahl von Ereignissen. Allerdings ist der Untergrund, verursacht durch QCD induzierte Multijet-Produktion, im Vergleich zu anderen Kanälen sehr hoch. Hinzu kommt, dass bei sechs Jets die Rekonstruktion erschwert wird, da die Zuordnung der Jets zu den  $W$ -Bosonen mehr Kombinationen bietet, als beispielsweise bei einem Lepton+Jets Zerfall.
- Da Leptonen ebenfalls der schwachen Wechselwirkung unterliegen, können die  $W$ -Bosonen auch beide in ein geladenes Lepton mit dem dazugehörigen Neutrino zerfallen. Dieser Kanal wird **dileptonischer Zerfall** genannt. Ein großer Vorteil an diesem Kanal ist der geringe Untergrund. Statistisch gesehen tritt dieser Fall mit einem Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{B}_{\text{dilep}} \approx (\mathcal{B}_{W \rightarrow \ell\nu})^2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{3} = \frac{1}{9}$  im Vergleich zum vollhadronischen Kanal allerdings weit seltener auf. Ein weiterer Nachteil sind die beiden Neutrinos, bei denen lediglich die Summe der Viererimpulse über den fehlenden transversalen Impuls (*missing*  $E_T$ )  $E_T^{\text{miss}}$  beschrieben werden kann.
- Ein Kompromiss zwischen diesen beiden Kanälen ist der **Lepton+Jets Zerfall**. Dieser Prozess tritt häufiger auf als der dileptonische Zerfall und etwa genauso oft auf wie der vollhadronische Zerfall. Die Zerfallsbreite beträgt  $\mathcal{B}_{\text{Lep+Jets}} \approx 2 \cdot \mathcal{B}_{W \rightarrow qq'} \mathcal{B}_{W \rightarrow \ell\nu} = 2 \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{3} = \frac{4}{9}$ . Es gibt neben den beiden  $b$ -Jets nur zwei weitere Jets. Der Untergrund ist wegen der Anwesenheit des Leptons stärker unterdrückt als beim vollhadronischen Zerfall, sodass es bei der Rekombination der Jets weniger kombinatorische Möglichkeiten gibt. Die fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  ist in erster Näherung lediglich auf das eine fehlende Neutrino zurückzuführen. Für die weitere Analyse wird dieser Zerfallskanal betrachtet, der in Abb. 2.3 als Feynman-Diagramm dargestellt ist.

2. Das Standardmodell und das Top-Quark



**Abb. 2.3.:** Lepton+Jets Zerfall eines  $t\bar{t}$ -Paares.

## 3. Das ATLAS-Experiment

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das am CERN befindliche ATLAS-Experiment, mit dessen Daten die Top-Quark-Rekonstruktion durchgeführt wurde. Dazu wird zunächst ein Überblick über den Beschleunigerring LHC gegeben. Anschließend wird der ATLAS-Detektor mit seinen Subdetektoren und den dazugehörigen Detektorvariablen, von denen in der darauffolgenden Analyse Gebrauch gemacht wird, vorgestellt.

### 3.1. Der LHC

Der LHC<sup>1</sup> ist ein am CERN bei Genf unterirdisch befindlicher Beschleunigerring. Er ist mit einem Umfang von ca. 27 km der weltweit größte Teilchenbeschleuniger und startete im September 2008. Im LHC werden vorrangig zwei Protonstrahlen<sup>2</sup> in entgegengesetzter Richtung und in zwei unterschiedlichen Strahlrohren, die unter Ultrahochvakuum stehen, beschleunigt. Sie werden dabei zunächst in Vorbeschleunigern und schließlich im LHC selbst auf nahezu Lichtgeschwindigkeit und anschließend an verschiedenen Standpunkten zur Kollision gebracht [18]. Der LHC ist dabei nicht perfekt kreisförmig, sondern besteht aus ringförmigen sowie geradlinigen Elementen, wobei letztere für die Beschleunigung der Teilchen und die jeweiligen Experimente genutzt werden.

Die Protonstrahlen werden in etwa 2800 *Bunches* (engl. Pakete), die jeweils maximal  $1,15 \cdot 10^{11}$  Protonen beinhalten können [18], über Hohlraumresonatoren (auch: *Kavitäten*) beschleunigt. In den Kavitäten herrscht ein resonantes elektromagnetisches Feld, das den Teilchen zusätzliche Energie verleiht und diese in die vorgegebene Richtung zwingt. Das Feld selbst oszilliert dabei mit einer Frequenz von 400 MHz [18], um die Bunches in Phase zu beschleunigen.

An den ringförmigen Elementen werden die Teilchenstrahlen mit Hilfe supraleitender Dipolmagnete entlang der Krümmung geleitet. Über zusätzliche Quadrupolmagnete wird der Teilchenstrahl fokussiert, da bereits kleine Winkelabweichungen einen Teilchenverlust zur Folge haben.

---

<sup>1</sup>*Large Hadron Collider*

<sup>2</sup>Neben Protonen werden u.A. auch Bleiionen als Teilchenquelle genutzt.

### 3. Das ATLAS-Experiment

Eine wichtige Variable ist die *Luminosität*  $\mathcal{L}$ . Sie beschreibt die Anzahl der möglichen Teilchenbegegnungen pro Fläche und Zeit und hat am LHC typischerweise einen Wert von  $\mathcal{L} \approx 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [18]. Die Anzahl der betrachteten Ereignisse  $N$  lässt sich über die *integrierte Luminosität* und den zu jedem Ereignis spezifischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  berechnen:

$$N = \int \mathcal{L} dt \sigma. \quad (3.1)$$

Am LHC werden die Teilchenstrahlen in vier verschiedenen Detektoren zur Kollision gebracht. Dazu gehören ATLAS [19] und CMS [20], die sich beispielsweise mit der Suche nach dem Higgs-Boson beschäftigen, ALICE [21], das unter anderem Quark-Gluon-Plasma untersucht und der LHCb-Detektor [22], der vorrangig physikalische Prozesse analysiert, die  $b$ -Quarks enthalten.

## 3.2. Detektorvariablen

Für die verschiedenen Analysen, die am ATLAS-Detektor durchgeführt werden, bedarf es eines konsistenten Koordinatensystems. Aufgrund der zylindrischen Form des Detektors, bietet es sich an, zylindrische Koordinaten zu wählen. Der Ursprung ist dabei der Ort der jeweiligen Kollision, die Strahlachse wird als  $z$ -Achse definiert. Neben dem Azimutwinkel  $\phi$  bietet es sich an, einen zusätzlichen Winkel einzuführen. Statt des Polarwinkels  $\vartheta$  wird zunächst die *Rapidity*  $y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$  definiert. Sie hat den Vorteil gegenüber  $\vartheta$ , dass Rapidityintervalle Lorentz-invariant unter einem Boost in  $z$ -Richtung sind. Da zumeist die Ruhemasse der Teilchen gegenüber ihrer Energie sehr klein ist, führt man die *Pseudorapidity*  $\eta$  ein, die im Fall masseloser Teilchen identisch mit der Rapidity ist. Sie ist wie folgt definiert [4]:

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\vartheta}{2} \right). \quad (3.2)$$

Bei vielen Analysen ist es notwendig, zwischen zwei Teilchen den Abstand  $\Delta R$  im Detektor zu bestimmen<sup>3</sup>. Der Abstand ist wie folgt definiert [4]:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}. \quad (3.3)$$

---

<sup>3</sup>Dies können beispielsweise zwei verschiedene Teilchen in einem Ereignis oder der Vergleich zwischen zwei verschiedenen *Leveln* sein (siehe dazu Abschnitt 4.1).

Da Impulserhaltung nur in der transversalen Detektorebene anwendbar ist, ist insbesondere der *transversale Impuls*  $p_T$  interessant für die Rekonstruktion der betrachteten Ereignisse:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.4)$$

Außerdem kann man die *transversale Masse*  $m_T$  über die relativistische Energie-Impuls-Beziehung definieren, die für die spätere Vorselektion der Ereignisse relevant ist:

$$m_T^2 = (E_{T,1} + E_{T,2})^2 - (\vec{p}_{T,1} + \vec{p}_{T,2})^2, \quad (3.5)$$

wobei die Indices für die jeweilige transversale Energie bzw. den transversalen Impuls der Tochterteilchen 1 und 2 stehen.

### 3.3. Der ATLAS-Detektor

Wie bereits erwähnt, ist der ATLAS<sup>4</sup> Detektor lediglich eine Bezeichnung für die Zusammensetzung mehrerer Subdetektoren. Der Detektor befindet sich ungefähr 100 m unter der Erde. Insgesamt hat er zylindrische Form, ist etwa 25 m hoch bzw. breit, 44 m lang und wiegt ca. 7000 Tonnen [19]. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Die verschiedenen und wichtigsten Detektorkomponenten sollen im Folgenden vorgestellt werden.

#### 3.3.1. Innerer Detektor

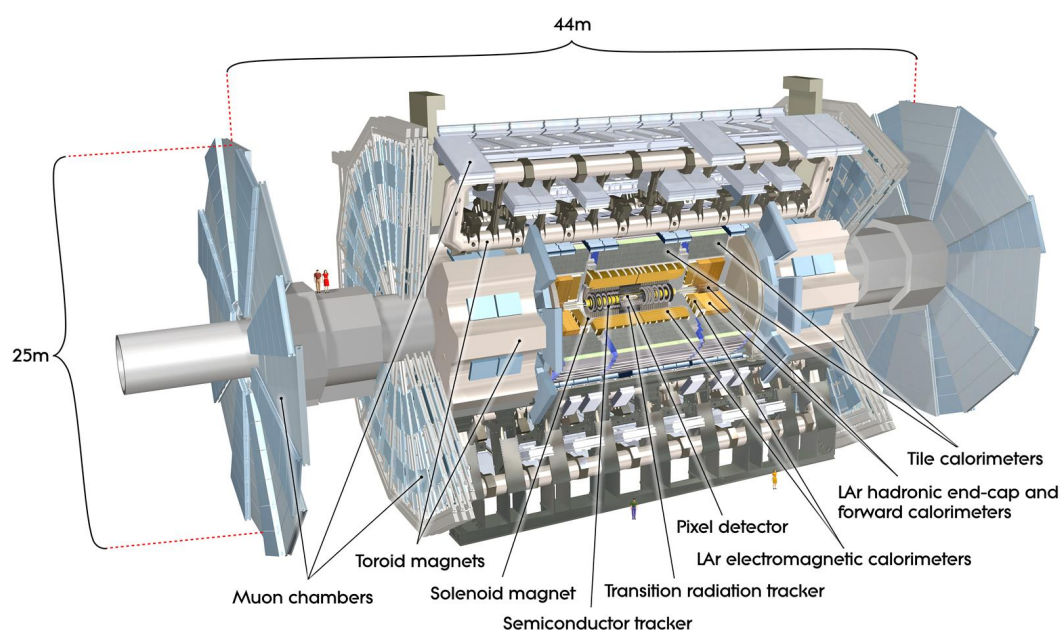
Der Innere Detektor (ID), oder auch Spurdetektor, ist der Detektor, den die Teilchen als erstes passieren. Er besteht aus einem *Pixel Detektor*, dem *Semiconductor Tracker* (SCT) und dem *Transition Radiation Tracker* (TRT). Außerdem sorgt ein Solenoid für ein Magnetfeld von etwa 2 T [19], sodass geladene Teilchen abgelenkt werden und über die Bestimmung des Krümmungsradius der transversale Impuls bestimmt werden kann. Der Aufbau des ID ist in Abb. 3.2 zu sehen.

Der Pixel Detektor ist am nächsten am Kollisionspunkt. Er besteht aus drei zylindrischen Lagen, die einen Abstand von etwa 5 cm, 9 cm und 12 cm zur Strahlachse aufweisen, und je drei Scheiben an den Endkappen. Die Lagen bestehen jeweils aus dünnen Schichten aus Silizium, die zu 90% in  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  großen Pixeln angeordnet sind [19]. Insgesamt

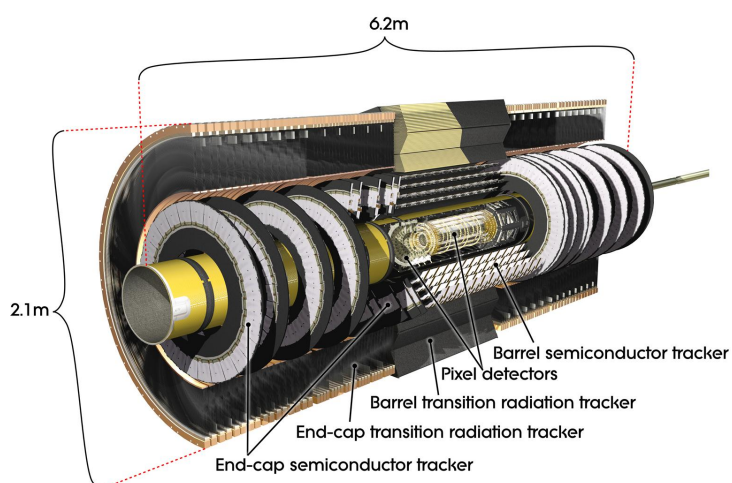
---

<sup>4</sup>A *Toroidal LHC Apparatus*

### 3. Das ATLAS-Experiment



**Abb. 3.1.:** Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors. Zu sehen sind die verschiedenen Subdetektoren bestehend aus dem Inneren Detektor, dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter und den Myonkammern.



**Abb. 3.2.:** Innerer Detektor bestehend aus dem Pixel Detektor, SCT und TRT.

sind etwa 80 Millionen solcher vorhanden. Passiert ein geladenes Teilchen einen Pixel, so wird durch Ionisation ein messbarer Spannungspuls induziert. Durch diese Messung ist es möglich, den Ort des Teilchens zu bestimmen.

Der SCT sorgt für eine zusätzliche Messung der Trajektorie des Teilchens. Es gibt acht zusätzliche Lagen, die aus  $80\ \mu\text{m}$  breiten und einigen cm langen Siliziumstreifen bestehen.

Es sind jeweils zwei Streifen um einen Winkel von  $\pm 20$  mrad verdreht, sodass eine dreidimensionale Positionsmessung möglich wird [19].

Als äußerste Schicht des ID dient der TRT, der aus einer Anordnung von Gasröhren besteht, die zu 70% mit Xenon, zu 27% mit Kohlenstoffdioxid und zu 3% mit Sauerstoff gefüllt sind. Mit einem zusätzlichen Draht durch die Röhre dienen der Mantel und dieser Draht als Kathode und Anode. Die Röhren haben etwa einen Durchmesser von 4 mm und sind bis zu 144 cm lang. Die zylindrische Anordnung des TRT enthält etwa 50.000 zur Strahlachse parallele Röhren [19]. Die Endkappen enthalten insgesamt etwa 320.000 radial angeordnete Röhren. Durch das Eintreffen eines geladenen Teilchens wird durch Ionisation des Gases ein messbarer Spannungspuls induziert. Ein weiterer Effekt ist das Auftreten von Übergangsstrahlung, die auftritt, wenn Teilchen die Röhren passieren. Diese ist stark massenabhängig, weswegen mit dem TRT beispielsweise Elektronen von Pionen unterschieden werden können.

Grundsätzlich ist bei dem Erfassen von Daten die Detektorauflösung zu berücksichtigen. Die relative Auflösung  $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}$  wird bei Spurdetektoren mit steigendem Impuls schlechter:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \sim p_T. \quad (3.6)$$

### 3.3.2. Kalorimeter

Grundsätzlich werden in *Kalorimetern* die Energien von Teilchen durch Schauerbildung und deren Energiedepositionen gemessen. Um diese zu messen, wird einerseits ein aktives und andererseits ein passives Medium benötigt. Der passive Absorber dient dazu, das Teilchen abzubremesen. Besonders geeignet sind dabei Materialien, die eine so genannte kleine *Strahlungslänge*  $X_0$  aufweisen. Sie beschreibt die Länge, bei der die Energie eines Teilchens auf das  $1/e$ -fache gesunken ist.

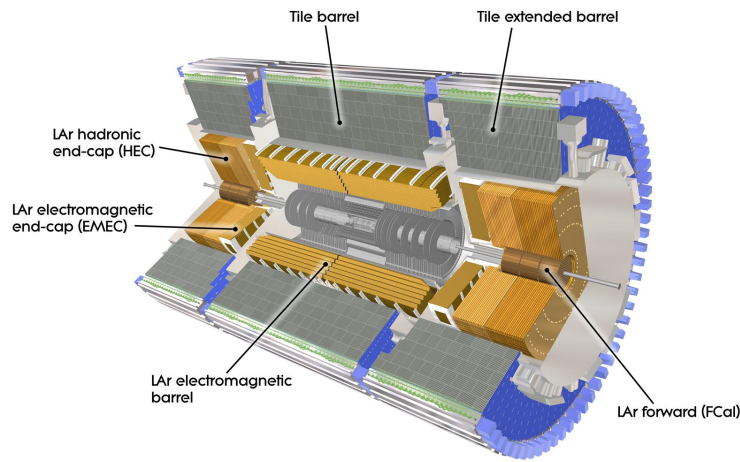
Tritt ein hochenergetisches Photon oder Elektron bzw. Positron in das passive Material ein, so werden diese durch Paarbildung und Bremsstrahlung abgebremst, sodass ein elektromagnetischer Schauer entsteht. Besonders geeignet als passives Medium ist Blei oder Eisen. Ist die Energie der Konstituenten der Schauer weit genug gesunken, können die Energien über ein aktives Material gemessen werden.

Im elektromagnetischen Kalorimeter ist dies flüssiges Argon (LAr) [19], welches durch das Eintreffen eines Teilchens ionisiert wird, sodass ein induzierter Spannungspuls messbar wird.

Die Schauerbildung im hadronischen Kalorimeter passiert analog zum elektromagnetischen. Die Prozesse, die hier für den Zerfall und die Bildung neuer Teilchen verantwortlich sind, liegen neben der elektromagnetischen noch zusätzlich der starken Kraft zugrunde.

### 3. Das ATLAS-Experiment

Nach der Schauerbildung kann die Energie der jeweiligen Teilchen in Szintillatoren gemessen werden. Bei Szintillatoren werden die Atome des Materials durch Stoßprozesse angeregt, die anschließend durch die Emission von Photonen wieder in ihren Grundzustand übergehen. Die Energien der Hadronen können somit über die emittierten Photonen und einen Photomultiplier gemessen werden [19]. Die hadronischen Schauer werden auch als *Jets* bezeichnet. Die Anordnung der Kalorimeter ist in Abb. 3.3 zu sehen.



**Abb. 3.3.:** Elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter.

Anders als beim Spurdetektor, bei dem die Auflösung mit steigender Energie abnimmt (siehe Gl. 3.6), wird die relative Auflösung  $\frac{\sigma_E}{E}$  der Kalorimeter mit steigender Energie besser:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (3.7)$$

#### 3.3.3. Myonspektrometer

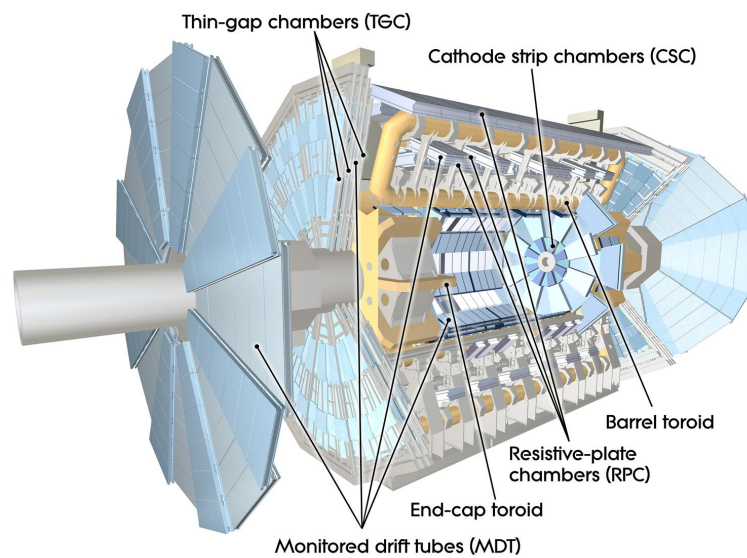
Hochenergetische Myonen können aufgrund ihrer hohen Masse keine Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter bilden. Außerdem unterliegen sie nicht der starken Wechselwirkung, sodass sie auch im hadronischen Kalorimeter nicht nachgewiesen werden können. Sie sind die einzigen Teilchen, die alle Detektorkomponenten passieren, sodass sie anschließend nochmals separiert gemessen werden können.

Aus diesem Grund sind als äußerste Schicht am Detektor die Myonspektrometer vorhanden, die mit zusätzlichen Magneten die Spur und den Impuls der Myonen messen können. Diese setzen sich wiederum aus verschiedenen Subsystemen zusammen. In den *Monitored*



*Drift Tubes* (MDT) werden ähnlich wie beim ID mit Gas gefüllte Röhren genommen, wobei das Gas durch das Eintreffen eines Myons ionisiert wird und ein Strom messbar wird. Der Durchmesser der Röhren beträgt etwa 3 cm [19]. Die MDTs befinden sich zylindrisch um die Strahlachse und an den Endkappen (siehe Abb. 3.4). Durch zusätzliche Messungen an den Endkappen durch die *Cathode Strip Chambers* (CSC) können Impulse von Myonen, die einen geringen Winkel zur Strahlachse aufweisen, noch präziser vermessen werden.

Die zylindrischen *Resistive Plate Chambers* (RPC) und *Thin Gap Chambers* (TGC) an den Endkappen sind durch eine schnelle Auslese der Daten charakterisiert.



**Abb. 3.4.:** Myonspektrometer bestehend aus MDT, CSC, RPC und TGC.

## 3.4. Neutrinos

Neutrinos können im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden. Die transversale Energie ist lediglich auf das Zurückführen der fehlenden transversalen Energie (*missing  $E_T$* ) indirekt bestimmbar.

## 3.5. Pile-Up

Eines der Probleme, die bereits bei Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 7$  bzw.  $\sqrt{s} = 8$  TeV eine Rolle spielten, ist Pile-Up. Es handelt sich dabei um Störungen durch zusätzliche

### 3. Das ATLAS-Experiment

Energiedepositionen der zu einem Vertex gehörenden Signale. Man unterscheidet zwischen zwei Arten von Pile-Up:

- **In-time Pile-Up** ist ein Signal, das durch weitere primäre Vertices hervorgerufen wird. Durch die Erhöhung der Luminosität beim zweiten Run des LHC wird dieser Effekt zunehmen.
- **Out-of-time Pile-Up** wird durch Energiedepositionen aus vorherigen *Bunch-crossings*<sup>5</sup> hervorgerufen. Dieser Fall ist auf den geringen zeitlichen Abstand der einzelnen Bunches im Strahl zurückzuführen. Im Rahmen der Erhöhung der Energien am LHC auf bis zu 14 TeV, wird der zeitliche Abstand zwischen den Bunch-crossings sehr viel kleiner, sodass Schwierigkeiten entstehen werden, ein eingegangenes Signal so zu verarbeiten, dass das Folgende nicht gestört wird.

---

<sup>5</sup>Kollision zweier Bunches.

# 4. Rekonstruktion und Kinematischer Likelihood Fit

## 4.1. Rekonstruktion

Das Programm **Kinematic Likelihood Fitter** (KLFitter) ermöglicht es, aus gegebenen Datensätzen oder aus Monte-Carlo-Simulationen Top-Quark Ereignisse zu rekonstruieren [23]. Im Allgemeinen geht es darum, aus den gemessenen oder simulierten Daten auf dem so genannten *Reco-Level*, welches durch die im Detektor registrierten Objekte gegeben ist, Rückschlüsse auf die tatsächlichen Zerfälle des Top-Quarks zu ziehen (so genanntes *Truth-Level*).

Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 erklärt, ist für Analysezwecke der Lepton+Jets-Kanal sinnvoll. Es werden also im Idealfall vier Jets und ein Lepton detektiert. Da bei vielen Ereignissen zusätzliche Jets erzeugt werden können, werden im Standard Setup des KLFitters die vier Jets mit dem höchsten transversalen Impuls  $p_T$  benutzt<sup>1</sup> [23].

Die Aufgabe des KLFitters ist es nun, mittels einer *Likelihood* (siehe Abschnitt 4.2) die bestmögliche Zuordnung verschiedener Jet- und Lepton-Systeme zu den jeweiligen Partonen zu finden. Es wird dabei die invariante Masse zweier (bzw. dreier) Jets betrachtet und die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet, dass diese zu einem der  $W$ -Bosonen (bzw. Top-Quark) passt. Der KLFitter permutiert alle möglichen Jet-Kombinationen, sodass sich  $4! = 24$  Kombinationen ergeben. Da die Anordnung der beiden „leichten“ Jets, die aus dem  $W$ -Zerfall stammen, dieselbe invariante Masse ergeben, ergeben sich demnach  $4!/2 = 12$  Werte für die Likelihood [23]<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup>Die Auswahlkriterien und die Anzahl der Jets werden in der späteren Analyse variiert.

<sup>2</sup>Im ersten Teil der Auswertung wird ein Setup des KLFitters verwendet, bei dem die leichten Quarks explizit rekonstruiert werden, sodass sich für diese Methode  $4! = 24$  Permutationen ergeben.

## 4.2. Kinematischer Likelihood Fit

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, muss die bestmögliche Kombination der Jets über eine Likelihood  $\mathcal{L}$  bestimmt werden. Es werden dabei alle Kombinationen miteinander verglichen, für die die Likelihood jeweils maximiert wurde, sodass letztendlich ein maximaler Wert einer Kombination ausgegeben werden kann. Die Likelihood ist im `KLfitter` wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & B \{m(q_1 q_2) | m_W, \Gamma_W\} \cdot B \{m(l\nu) | m_W, \Gamma_W\} \cdot \\ & B \{m(q_1 q_2 b_{\text{had}}) | m_t, \Gamma_{\text{top}}\} \cdot B \{m(l\nu b_{\text{lep}}) | m_t, \Gamma_{\text{top}}\} \cdot \\ & W(\tilde{E}_{\text{jet}_1} | E_{b_{\text{had}}}) \cdot W(\tilde{E}_{\text{jet}_2} | E_{b_{\text{lep}}}) \cdot W(\tilde{E}_{\text{jet}_3} | E_{q_1}) \cdot W(\tilde{E}_{\text{jet}_4} | E_{q_2}) \cdot \\ & W(\tilde{E}_x^{\text{miss}} | p_{x,\nu}) \cdot W(\tilde{E}_y^{\text{miss}} | p_{y,\nu}) \cdot \begin{cases} W(\tilde{E}_l | E_l), & e + jets \text{ channel} \\ W(\tilde{p}_{T,l} | p_{T,l}), & \mu + jets \text{ channel} \end{cases} \end{aligned}$$

Die einzelnen Komponenten  $W$  und  $B$  werden Transferfunktionen bzw. Breit-Wigner Distributionen genannt und sind in den folgenden Unterkapiteln erläutert. Die freien Parameter dieser Komponenten sind die Energien (bzw. Impulse bei Myonen) auf dem Truth-Level.

### 4.2.1. Transferfunktionen $W$

Grundsätzlich geben die Transferfunktionen die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Parton auf dem Truth-Level mit der Energie  $E_{\text{truth}}$  zu dem Jet der Energie  $E_{\text{reco}}$  rekonstruiert wurde. Diese können über eine doppelte Gauß-Funktion mit  $\Delta E = \frac{E_{\text{truth}} - E_{\text{reco}}}{E_{\text{truth}}}$  beschrieben werden. Bei Myonen wird die Energie  $E$  durch den transversalen Impuls  $p_T$  ersetzt.

$$W(E_{\text{reco}}, E_{\text{truth}}) = \frac{1}{2\pi(p_2 + p_3 p_5)} \left( e^{-\frac{(\Delta E - p_1)^2}{2p_2^2}} + p_3 e^{-\frac{(\Delta E - p_4)^2}{2p_5^2}} \right).$$

Die Parameter  $p_i$  werden dabei als lineare Funktionen von  $E_{\text{truth}}$ , also der Energie auf dem Truth-Level, angenommen. Der Parameter  $p_2$  beschreibt die Breite der größeren der beiden Gaußfunktionen, also in diesem Fall die Auflösung im Kalorimeter bzw. im Myonspektrometer. Er hat also eine Abhängigkeit von  $\frac{1}{\sqrt{E_{\text{truth}}}}$  für die Energien, die im Kalorimeter bestimmt werden und für Myonen eine lineare Abhängigkeit von  $p_T$ , da die Auflösung in der Spurkammer für Myonen mit steigender Energie (steigendem  $p_T$ ) schlechter wird. Die Beschreibung der Parameter ist in Tabelle 4.1 aufgelistet.

	Leichte Jets	$b$ -Jets	Elektronen	Myonen
$p_1$	$a_1 + b_1 E_{\text{truth}}$	$a_1 + b_1 E_{\text{truth}}$	$a_1 + b_1 E_{\text{truth}}$	$a_1 + b_1 E_{\text{truth}}$
$p_2$	$a_2/\sqrt{E_{\text{truth}}} + b_2$	$a_2/\sqrt{E_{\text{truth}}} + b_2$	$a_2/\sqrt{E_{\text{truth}}} + b_2$	$a_2 + b_2 E_{\text{truth}}$
$p_3$	$a_3 + b_3 E_{\text{truth}}$	$a_3 + b_3 E_{\text{truth}}$	$a_3 + b_3 E_{\text{truth}}$	$a_3 + b_3 E_{\text{truth}}$
$p_4$	$a_4 + b_4 E_{\text{truth}}$	$a_4 + b_4 E_{\text{truth}}$	$a_4 + b_4 E_{\text{truth}}$	$a_4 + b_4 E_{\text{truth}}$
$p_5$	$a_5 + b_5 E_{\text{truth}}$	$a_5 + b_5 E_{\text{truth}}$	$a_5 + b_5 E_{\text{truth}}$	$a_5 + b_5 E_{\text{truth}}$

**Tab. 4.1.:** Definition der Parameter  $p_i$  der Transferfunktionen  $W$  in Abhängigkeit der Energie auf dem Truth-Level  $E_{\text{truth}}$ .

### 4.2.2. Breit-Wigner Distributionen $B$

Die Breit-Wigner Distributionen beschreiben ebenfalls Wahrscheinlichkeitsverteilungen, allerdings für die wahren invarianten Massen der jeweiligen Teilchen auf dem Truth-Level. Das Maximum der Verteilung ist gerade die invariante Masse, die Breite der Verteilung ist über die Zerfallsbreite der Teilchen definiert. In der Likelihood werden die Werte für die Massen, die rekonstruiert werden, das heißt in diesem Fall die Masse des  $W$ -Bosons  $m_W$  und die des Top-Quarks  $m_t$ , vorgegeben:

$$m_W = 80,4 \text{ GeV}, \quad (4.1)$$

$$m_t = 172,5 \text{ GeV}. \quad (4.2)$$

Die Breite des  $W$ -Bosons  $\Gamma_W$  wird vorgegeben, die Breite des  $t$ -Quarks  $\Gamma_t$  wird vom `KLfitter` über die Massen  $m_W$  und  $m_t$  berechnet:

$$\Gamma_W = 2,1 \text{ GeV}, \quad (4.3)$$

$$\Gamma_t \approx 1,3 \text{ GeV}. \quad (4.4)$$

### 4.2.3. Likelihood-Maximierung

Bei der Maximierung der Likelihood sind nur die *gemessenen* Werte, also die Daten aus dem Reco-Level, bekannt und müssen korrekt zugeordnet werden. Es wird dabei zunächst der jeweilige Wert  $E_{\text{reco}}$  mit der Energie des Truth-Levels gleichgesetzt<sup>3</sup>:  $E_{\text{reco}} = E_{\text{truth}}$ . Anschließend wird die invariante Masse der dazugehörigen Energie mit der Masse des jeweiligen  $W$ -Bosons, bzw. Top-Quarks, verglichen. Da diese fest ist, kann anschließend nur die mögliche Energie auf dem Truth-Level innerhalb der Transferfunktionen verändert werden, sodass sich die invariante Masse, ebenfalls auf dem Truth-Level, ebenso verän-

<sup>3</sup>Es handelt sich dabei nicht um das „echte“ Truth-Level, sondern um das gefittete Level, welches das Truth-Level nach der Rekonstruktion widerspiegeln soll.

#### 4. Rekonstruktion und Kinematischer Likelihood Fit

dert und angepasst wird. Dieser Algorithmus wird auf jede Energie in jeder Permutation angewandt bis der maximale Wert der Likelihood bestimmt werden kann.

#### 4.2.4. Event-Probability

Um die Wahrscheinlichkeit einer korrekten Zuordnung noch weiter zu erhöhen, wird die Likelihood zur so genannten *Event-Probability*  $p_i$  für jede mögliche Permutation  $i$  mit dem Faktor  $\Delta p_{i,j}$  gewichtet:

$$p_i = \frac{\mathcal{L}_i \prod_j \Delta p_{i,j}}{\sum_i \mathcal{L}_i \prod_j \Delta p_{i,j}}.$$

Da man davon ausgeht, dass bei den vier Jets zwei  $b$ -Quarks getaggt werden, können Kombinationen, die den getaggteten Jet einem leichten Quark zuordnen, direkt ausgeschlossen werden. Eine Möglichkeit, die  $\Delta p_{i,j}$  zu definieren ist die Folgende:

$$\Delta p_{i,\text{veto}} = \begin{cases} 0 & \text{leichtes Quark wurde getaggt,} \\ 1 & \text{sonst.} \end{cases}$$

Da diese Methode sehr streng ist und beispielsweise die Möglichkeit „leichtes Quark wurde getaggt,  $b$ -Quark wurde nicht getaggt“ nicht zulässt, kann  $\Delta p_{i,j}$  ebenso wie folgt beschrieben werden [24]:

$$\Delta p_{i,\text{tag}} = \begin{cases} \varepsilon_b, b_{\text{had}} \text{ ist } b\text{-tagged} \\ (1 - \varepsilon_b), b_{\text{had}} \text{ ist nicht } b\text{-tagged} \end{cases} \cdot \begin{cases} \varepsilon_b, b_{\text{lep}} \text{ ist } b\text{-tagged} \\ (1 - \varepsilon_b), b_{\text{lep}} \text{ ist nicht } b\text{-tagged} \end{cases} \cdot \begin{cases} \varepsilon_l, q_1 \text{ ist } b\text{-tagged} \\ (1 - \varepsilon_l), q_1 \text{ ist nicht } b\text{-tagged} \end{cases} \cdot \begin{cases} \varepsilon_l, q_2 \text{ ist } b\text{-tagged} \\ (1 - \varepsilon_l), q_2 \text{ ist nicht } b\text{-tagged} \end{cases}.$$

Die  $\varepsilon_b, \varepsilon_l$  geben dabei die Wahrscheinlichkeiten an, dass ein  $b$ -Jet bzw. leichter Jet getaggt wurde. Der bei dieser Analyse zugrundeliegende `KLfitter` basiert auf dieser Methode.

### 4.3. KLfitter Setups

Für die Analyse, die im nächsten Kapitel vorgestellt wird, werden verschiedene Setups des `KLfitters` genutzt und miteinander verglichen. Neben den verschiedenen Setups wird zusätzlich bei jedem Jet das so genannte  *$b$ -tag-Gewicht* überprüft. Dieses beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem gemessenen Jet um einen Jet handelt, der von

einem  $b$ -Quark stammt. Jets, die einen gegebenen  $b$ -tag Wert überschreiten, werden als *getaggt* gespeichert. Für die folgenden Analysen wurde für beide Datensätze der  $b$ -Tagger MV1 mit einer Effizienz von 70% verwendet [25].

Die verschiedenen Setups sind:

1. **Standard Setup**

Bei dem Standard Setup werden dem `KLfitter` die vier (fünf) Jets übergeben, die den höchsten transversalen Impuls  $p_T$  aufweisen.

2.  **$b$ -tagging Setup**

Bevor die Jets übergeben werden, wird zunächst bei *allen* vorhandenen Jets in einer Schleife überprüft, ob diese *getaggt* sind. Es können insgesamt bis zu vier (fünf) Jets ausgewählt werden. Ist die Anzahl der Jets, die dem `KLfitter` übergeben werden soll, nach dieser Schleife noch nicht erreicht, so wird in einer zweiten Schleife unter Ausschluss der bisher ausgewählten Jets der transversale Impuls  $p_T$  überprüft. Diejenigen Jets mit dem höchsten  $p_T$  werden ausgewählt, bis vier (fünf) Jets gespeichert wurden.

3.  **$p_T^{\max}$  Setup**

Bei dieser Methode wird in einer dreifachen Schleife die 3-Jet-Kombination gesucht, die in der Summe den höchsten transversalen Impuls  $p_T$  aufweist. In einer weiteren Schleife wird, unter Ausschluss der bereits gespeicherten Jets, das  $\Delta R$  (siehe Gl. 3.3) zwischen dem geladenen Lepton und den Jets überprüft. Der Jet, der mit dem geladenen Lepton das kleinste  $\Delta R$  aufweist, wird als vierter Jet gespeichert.

Die Setups aus 1. und 2. wurden auf zwei verschiedene Weisen durchgeführt. Einerseits werden dem `KLfitter` genau *vier Jets* übergeben, andererseits *fünf Jets*, sofern mindestens fünf Jets vorhanden sind.

## 4.4. Signal Sample und Vorselektion

Für die Simulation der Top-Quark-Paare wurde der NLO Generator `MC@NLO` v4.01 [26–29] verwendet, wobei die Masse des Top-Quarks auf 172,5 GeV gesetzt worden ist und die NLO PDF CT10 [30] genutzt wurde.

Bevor Daten verwendet werden, bedarf es gewisser Vorselektionen, die sicherstellen, dass Ereignisse, die von vornherein nicht nützlich für die Analyse sind, ausgeschlossen werden. Dazu werden bestimmte *Cuts* (engl. Schnitte) durchgeführt, sodass nur die Ereignisse, die

#### 4. Rekonstruktion und Kinematischer Likelihood Fit

den Bedingungen genügen, später verwendet werden.

Die Auswahlkriterien sind im Folgenden zusammengefasst:

##### **Lepton**

- Es wurde exakt ein Lepton (Elektron oder Myon) gemessen.
- $p_T > 25 \text{ GeV}$ .
- $\eta$ -Bereich:
  - Elektron  $e$ :  $|\eta| < 2,47$ , unter Ausschluss von  $1,37 < |\eta| < 1,52$ ,<sup>4</sup>
  - Myon  $\mu$ :  $|\eta| < 2,5$ .
- $\Delta R(\text{Lepton}, \text{Jet}) > 0,4$ .
- Fehlender transversaler Impuls  $E_T^{\text{miss}}$ :
  - Elektron  $e$ :  $E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$ ,
  - Myon  $\mu$ :  $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$ .
- Transversale Masse  $m_T$  des  $W$ -Bosons:
  - Elektron  $e$ :  $m_{T,W} > 30 \text{ GeV}$ ,
  - Myon  $\mu$ :  $m_{T,W} + E_T^{\text{miss}} > 60 \text{ GeV}$ .

##### **Jets**

- Es wurden mindestens vier Jets gemessen.
- $p_T > 25 \text{ GeV}$ .

Es ist zu sehen, dass bei der Vorselektion verschiedene Anforderungen an Elektronen und Myonen gestellt werden. Aus diesem Grund werden in den folgenden Analysen je zwei Grafiken vorgestellt, die den beiden Kanälen entsprechen.

---

<sup>4</sup>In diesem Bereich befindet sich der Übergang zwischen der zylindrischen Form des elektromagnetischen Kalorimeters und den Endkappen. Die Messung ist dort sehr ungenau, weswegen dieser Bereich ausgeschlossen wird. Für Myonen gilt dies nicht, da die Myonkammern diesen Bereich komplett abdecken.



## 4.5. MatchMonster

Um Rekonstruktionseffizienzen des `KLFitters` zu überprüfen, ist es notwendig mit einem zusätzlichen Programm die verschiedenen Level miteinander zu vergleichen. Dieses Vorhaben wird durch das Programm `MatchMonster` ermöglicht. Die Berechnung der Effizienzen ist nur möglich, wenn simulierte Daten verwendet werden, da nur bei diesen Informationen über das Truth-Level vorliegen. Das Programm vergleicht die vom `KLFitter` übergebenen *gefitteten* Größen<sup>5</sup> mit den exakten Größen auf dem Truth-Level.

Für alle Effizienzrechnungen wurde zunächst eine erste Selektion durchgeführt, die nur die Ereignisse in die Berechnung mit einbezieht, die folgende Bedingungen erfüllen:

- **$\ell$ +Jets**

Es werden nur Ereignisse gewählt, die im Vergleich mit dem Truth-Level ein wahres Lepton+Jets Ereignis sind.

- **All jets present**

Es sind alle Jets, die von einem Parton stammen, auch im Detektor gemessen worden.

Für den ersten Teil der Analyse wird lediglich von dem Standard Setup des `KLFitters` Gebrauch gemacht, bei dem vier Jets übergeben werden. Bei diesen Analysen wird in der Selektion zusätzlich verlangt:

- **All jets within 4**

Die rekonstruierten Jets stammen tatsächlich von den vier Jets mit dem höchsten  $p_T$ .

In der folgenden Analyse werden immer drei verschiedene *Matches* (engl. Übereinstimmung) betrachtet. Eine Größe heißt dabei *gematcht*, wenn die folgende Relation zwischen dem gefitteten und dem Truth-Level gültig ist:

$$\Delta R < 0,3. \tag{4.5}$$

Die drei betrachteten Matches sind:

1.  **$b_{\text{had}}$ -Quark gematcht**

Das  $b$ -Quark, das aus dem Zerfall des hadronischen  $t$ -Quarks stammt, wird korrekt rekonstruiert.

---

<sup>5</sup>Die gefitteten Daten entsprechen den aus den gemessenen Detektordaten rekonstruierten Daten.

#### 4. Rekonstruktion und Kinematischer Likelihood Fit

##### 2. *d*-Quark gematcht

Das *d*-Quark wird korrekt rekonstruiert.<sup>6</sup> Beim ersten Teil der Analyse wird von zwei verschiedenen Rekonstruktionsmethoden im `KLfitter` Gebrauch gemacht. Im zweiten Teil wird nur die zweite Methode genutzt:

- a) Der `KLfitter` rekonstruiert explizit das *u*- und das *d*-Quark.
- b) Der `KLfitter` rekonstruiert das *u*-Quark als das Quark, welches den höheren  $p_T$  aufweist. Das *d*-Quark ist das Quark mit dem niedrigeren  $p_T$ .

##### 3. Alle Partonen gematcht

Alle Partonen, also beide *b*-Quarks und die beiden leichten Quarks, werden korrekt rekonstruiert.

Die Effizienzen  $\epsilon$  werden anschließend über die Relation

$$\epsilon = \frac{\text{gematchte Ereignisse}}{\text{alle Ereignisse}} \quad (4.6)$$

berechnet.

---

<sup>6</sup>Es handelt sich dabei nicht zwingend um die Rekonstruktion des *d*-Quarks, sondern um die Rekonstruktion eines down-type-Quarks. Es kann sich also auch um ein *s*-Quark handeln.

# 5. Auswertung

Die Auswertung gliedert sich in zwei Teile. In Abschnitt 4.4 wurde bereits die notwendige Vorselektion definiert. Im ersten Abschnitt der Auswertung wird der erste Teil der Analyse vorgestellt. Es handelt sich dabei um einen Vergleich der Effizienzen des `KLfitters` von zwei verschiedenen Datensätzen, die einer Simulation bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  bzw.  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  entsprechen. Des Weiteren wird der Unterschied zwischen der Standardeinstellung des `KLfitters` und der expliziten  $u/d$ -Quark Rekonstruktion dargelegt. Die Effizienzen werden dabei einerseits als Funktion der *Anzahl der Jets* und andererseits als Funktion der *Anzahl der primären Vertices* berechnet.

Für den zweiten Teil der Analyse wird ein simulierter Datensatz bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  verwendet. Es werden verschiedene `KLfitter` Setups implementiert, die bereits in Abschnitt 4.3 vorgestellt worden sind. Außerdem wird bei der Erstellung der Effizienzhistogramme zusätzlich eine gewisse Anzahl von  $b$ -Tags gefordert. Es werden also nur Ereignisse berücksichtigt, die die vorgegebene Anzahl von  $b$ -Tags aufweisen.

## 5.1. Vergleich von 7 TeV und 8 TeV Datensätzen

Im ersten Teil der Analyse werden Effizienzen des `KLfitters` für zwei verschiedene Datensätze und zwei verschiedene `KLfitter` Setups vorgestellt, um den darauffolgenden zweiten Teil der Analyse zu motivieren.

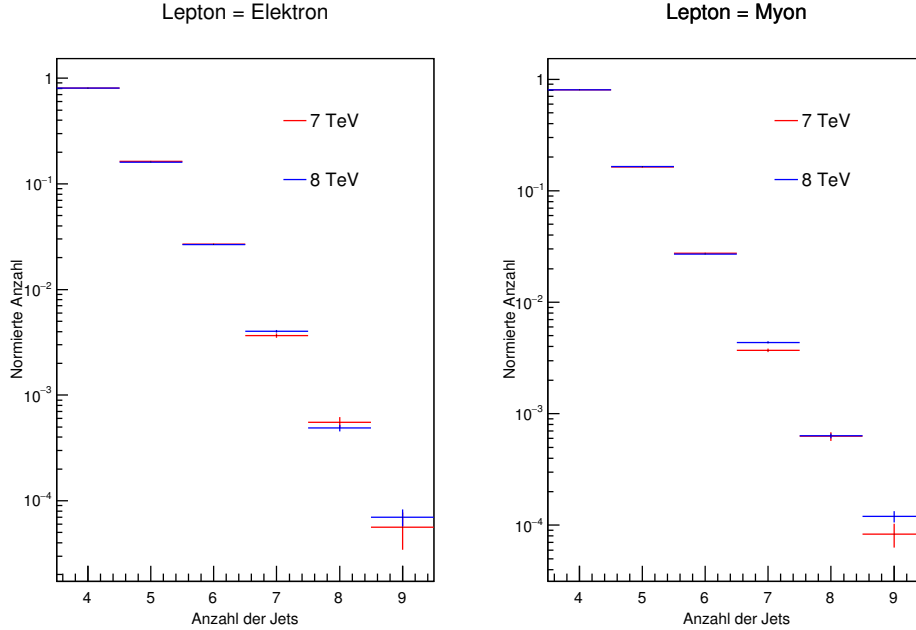
Zu Beginn werden Datensätze, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  bzw.  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  simuliert wurden, miteinander verglichen.

### 5.1.1. Anzahl der primären Vertices und Jets

Im Folgenden werden die Effizienzen als Funktion der Anzahl der Jets sowie der primären Vertices betrachtet. Um eine Vorstellung der Häufigkeit der jeweiligen Variable zu bekommen, sind in Abb. 5.1 und 5.2 jeweils die Histogramme dargestellt. Um einen Vergleich

## 5. Auswertung

ziehen zu können, wurde je das Integral berechnet und auf Eins normiert. Für das Histogramm für die Anzahl der Jets wurde zusätzlich eine logarithmische Skala auf der  $y$ -Achse definiert.



**Abb. 5.1.:** Skaliertes Histogramm für die Anzahl der Jets zum Vergleich der Daten bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV bzw.  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

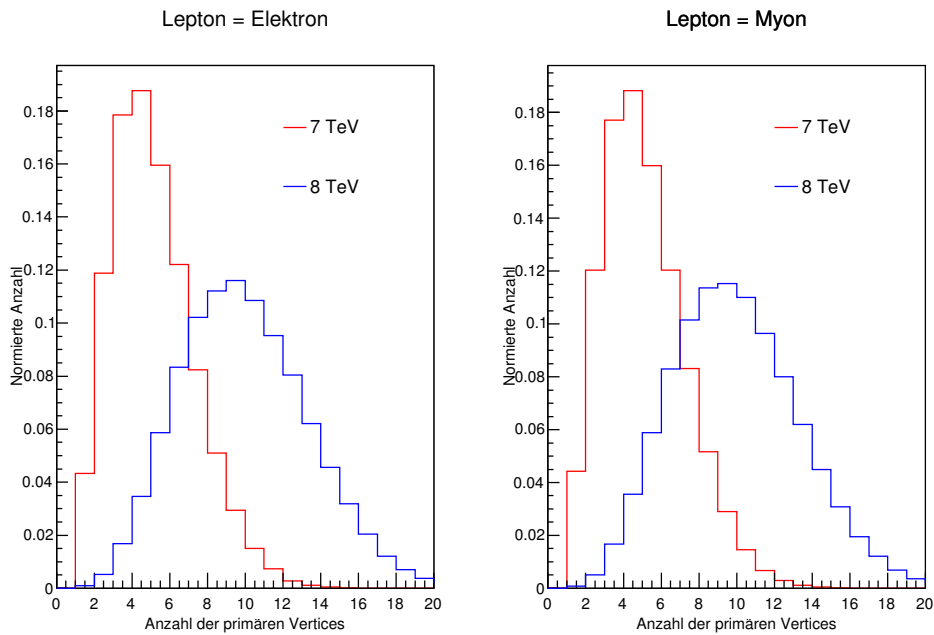
Aufgrund der Vorselektion werden Ereignisse, bei denen weniger als vier Jets gemessen wurden, direkt ausgeschlossen, weswegen in Abb. 5.1 die  $x$ -Achse erst bei diesem Wert beginnt. Es ist außerdem zu sehen, dass die Häufigkeit der Ereignisse mit steigender Jet-Anzahl abnimmt.

In Abb. 5.2 zu erkennen, dass die maximale Anzahl der primären Vertices mit steigender Schwerpunktsenergie zunimmt. Der Grund dafür liegt bei der Luminosität, die neben der Schwerpunktsenergie ebenfalls erhöht worden ist. In Abbildung 5.3 ist die Entwicklung der Luminosität  $\mathcal{L}$  während des Run I des LHC dargestellt. Es ist zu sehen, dass sie bereits während der Erhöhung der Schwerpunktsenergie auf  $\sqrt{s} = 8$  TeV erhöht worden ist. Das Maximum der Luminosität hatte dabei einem Wert von etwa  $7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Für den Run II des LHC wird eine Luminosität von bis zu  $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erwartet [31].

Die Abbildungen 5.4(a) und 5.4(b) zeigen zusätzlich die Entwicklung der integrierten Luminosität  $\int \mathcal{L} dt$  bzw. die durchschnittliche Anzahl  $\langle \mu \rangle$  der Ereignisse pro Bunch-crossing für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

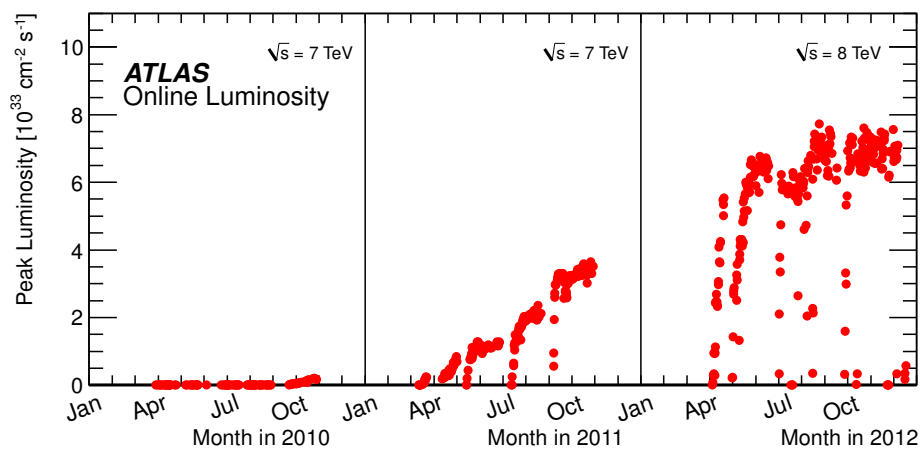
Um statistische Fluktuationen so gut wie möglich zu vermeiden, werden im Folgenden die Effizienzen der Maxima von der Verteilung für die primären Vertices miteinander vergli-

## 5.1. Vergleich von 7 TeV und 8 TeV Datensätzen



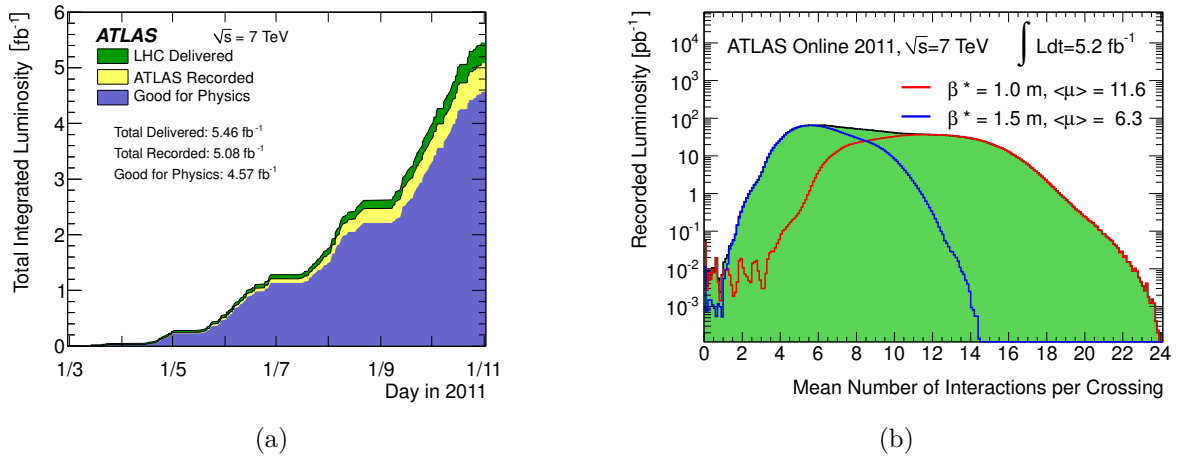
**Abb. 5.2.:** Skaliertes Histogramm für die Anzahl der primären Vertices zum Vergleich der Daten bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV bzw.  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

chen. Es ist gut sichtbar, dass diese bei dem Datensatz von  $\sqrt{s} = 7$  TeV bei *vier* und bei dem Datensatz von  $\sqrt{s} = 8$  TeV bei *neun* primären Vertices liegen.



**Abb. 5.3.:** Zeitliche Entwicklung der Luminosität  $\mathcal{L}$  während des Run I des LHC [32].

## 5. Auswertung



**Abb. 5.4.:** (a) Zeitliche Entwicklung der integrierten Luminosität  $\int \mathcal{L} dt$  für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV [32]. (b) Durchschnittliche Anzahl  $\langle \mu \rangle$  der Ereignisse pro Bunch-crossing für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV [32].

### 5.1.2. Effizienzanalyse

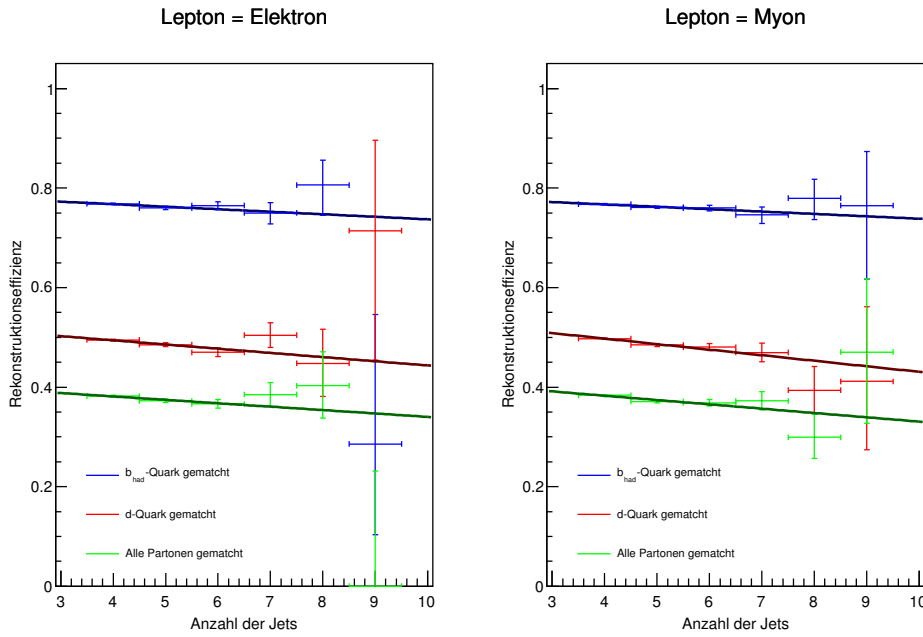
In diesem Abschnitt werden die Rekonstruktionseffizienzen für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark,  $d$ -Quark und alle gematchten Partonen zunächst als Funktion der Jets und anschließend als Funktion der primären Vertices berechnet.

#### Effizienzen als Funktion der Anzahl der Jets

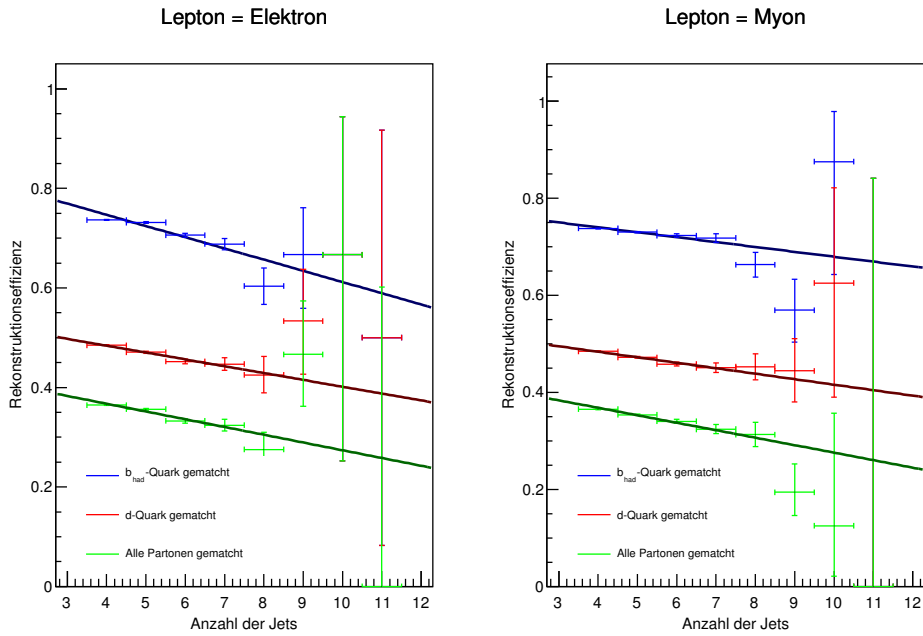
In den Abbildungen 5.5 und 5.6 sind diese Effizienzen als Funktion der Anzahl der Jets für die jeweilige Schwerpunktsenergie dargestellt. Eine Gegenüberstellung der Effizienzen für vier Jets ist in Tabelle 5.1 zu sehen.

Neben dem Auftragen der Effizienzen wurde ebenfalls eine lineare Regression durchgeführt, die ebenfalls in den Grafiken zu sehen ist. Es ist bereits sichtbar, dass die Effizienzen bei den jeweiligen Histogrammen mit steigender Jet-Anzahl sinken. Die Steigungen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Besonders auffällig ist die fast 5-fach stärkere negative Steigung bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV als bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV bei der  $b_{\text{had}}$ -Quark Rekonstruktion. Bei einer höheren Anzahl von Jets nimmt also die Rekonstruktionseffizienz ab. Da bei der Erhöhung der Luminosität eine Zunahme der Jet-Anzahl erwartet wird, ist es sinnvoll, die Unterschiede genauer zu untersuchen und Möglichkeiten zu finden, den Verlust zu minimieren.

## 5.1. Vergleich von 7 TeV und 8 TeV Datensätzen



**Abb. 5.5.:** Effizienzhistogramm als Funktion der Anzahl der Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.



**Abb. 5.6.:** Effizienzhistogramm als Funktion der Anzahl der Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.

## 5. Auswertung

$\sqrt{s}$	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
7 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,77 \pm 0,06$	$0,77 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$0,49 \pm 0,07$	$0,50 \pm 0,05$
	Alle Partonen	$0,38 \pm 0,07$	$0,38 \pm 0,05$
8 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,74 \pm 0,04$	$0,74 \pm 0,03$
	$d$ -Quark	$0,48 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,03$
	Alle Partonen	$0,36 \pm 0,04$	$0,37 \pm 0,03$

**Tab. 5.1.:** Effizienzen für vier Jets bei  $\sqrt{s} = 7$  bzw.  $\sqrt{s} = 8$  TeV für die jeweiligen Matches.

$\sqrt{s}$	Matches	Steigung [Effizienz pro Jet]	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
7 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,005 \pm 0,003$	$-0,005 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$-0,008 \pm 0,004$	$-0,011 \pm 0,005$
	Alle Partonen	$-0,007 \pm 0,004$	$-0,009 \pm 0,004$
8 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,023 \pm 0,007$	$-0,010 \pm 0,005$
	$d$ -Quark	$-0,014 \pm 0,004$	$-0,011 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$-0,016 \pm 0,005$	$-0,015 \pm 0,005$

**Tab. 5.2.:** Zusammenfassung aller Steigungen als Funktion der Anzahl der Jets zu den verschiedenen Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 7$  TeV bzw.  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

Um die Effizienzen für die verschiedenen Schwerpunktsenergien besser vergleichen zu können, sind in Abb. 5.7 die Rekonstruktionseffizienzen für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark im direkten Vergleich zu sehen. Die Histogramme für das gematchte  $d$ -Quark bzw. für alle gematchten Partonen sind aus Gründen der Vollständigkeit im Anhang A.1 und A.2 zu finden.

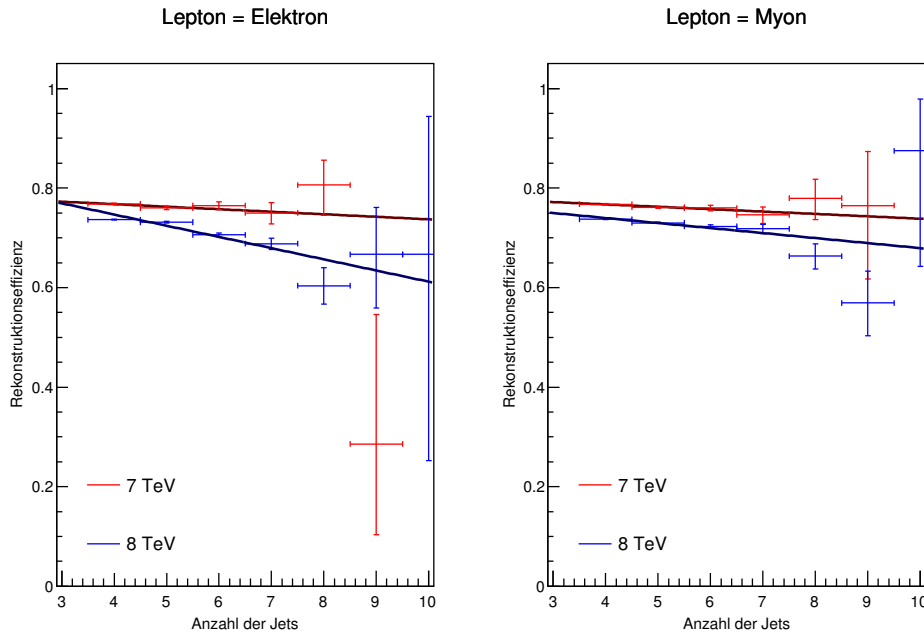
### Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für die jeweilige Schwerpunktsenergie dargestellt.

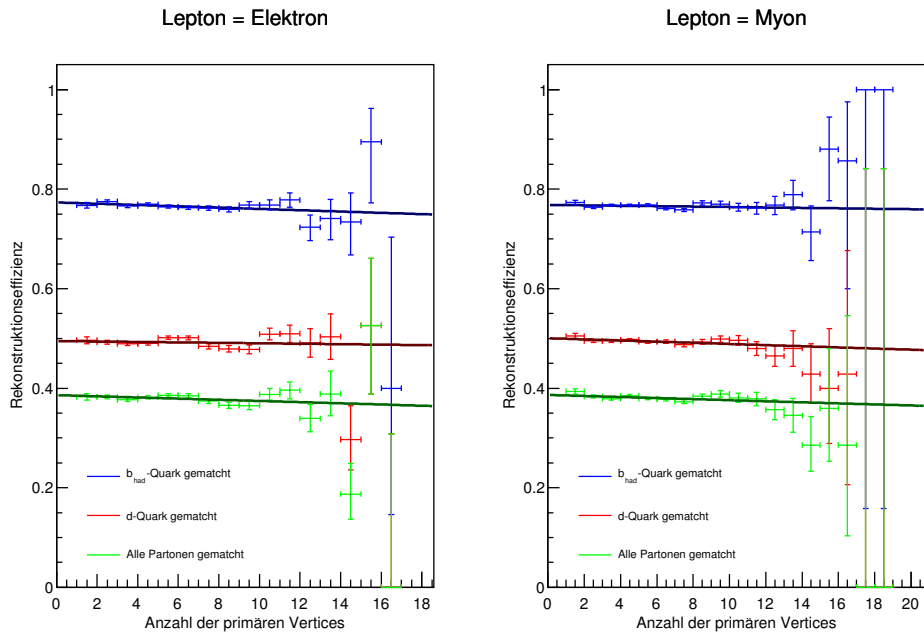
Wie schon zuvor ist hier zu sehen, dass die besten Rekonstruktionseffizienzen für das  $b_{\text{had}}$ -Quark gegeben sind. Vergleicht man die Effizienzen für den Maximalwert, also für



## 5.1. Vergleich von 7 TeV und 8 TeV Datensätzen

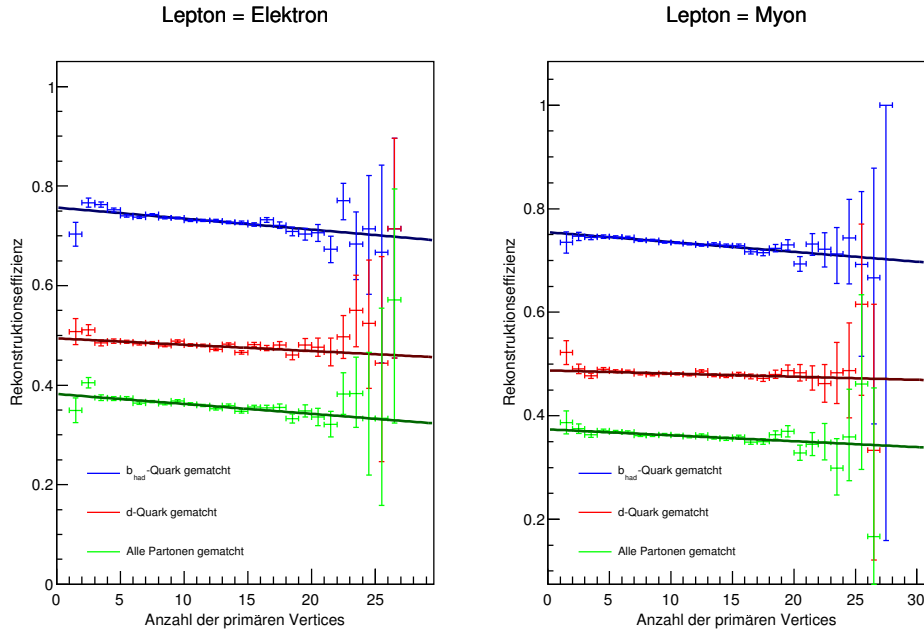


**Abb. 5.7.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $b_{\text{had}}$ -Quarks als Funktion der Anzahl der Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.



**Abb. 5.8.:** Effizienzhistogramm als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.

## 5. Auswertung



**Abb. 5.9.:** Effizienzhistogramm als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.

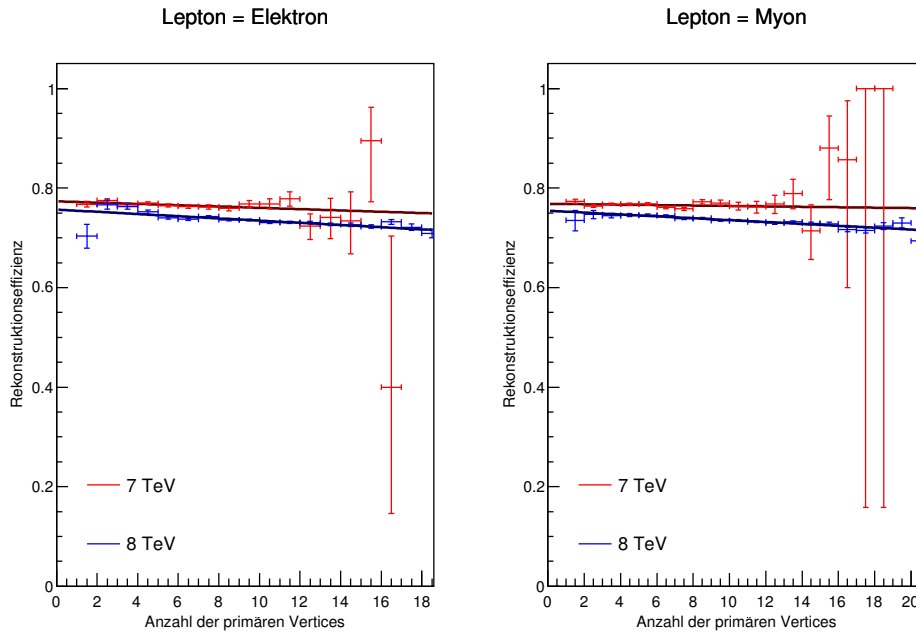
vier bzw. neun primäre Vertices, so stellt man auch an dieser Stelle bereits fest, dass die Effizienzen bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV für den Standard `KLFitter` um bis zu 4% beim gematchten  $b_{\text{had}}$ -Quark gesunken sind. Ein expliziter Vergleich ist in Tabelle 5.3 und beispielhaft für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark in Abb. 5.10 zu sehen. Die ergänzenden Histogramme für das gematchte  $d$ -Quark und alle gematchten Partonen sind im Anhang A.3 und A.4 zu finden.

$\sqrt{s}$	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
7 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,768 \pm 0,004$	$0,768 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$0,490 \pm 0,004$	$0,496 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$0,379 \pm 0,004$	$0,382 \pm 0,003$
8 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,736 \pm 0,003$	$0,737 \pm 0,002$
	$d$ -Quark	$0,484 \pm 0,003$	$0,481 \pm 0,002$
	Alle Partonen	$0,365 \pm 0,003$	$0,363 \pm 0,002$

**Tab. 5.3.:** Effizienzen für vier primäre Vertices bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV bzw. neun primäre Vertices bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV für die jeweiligen Matches.

Auch bei diesen Grafiken wurde eine lineare Regression durchgeführt. Die verschiedenen Steigungen sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Es ist wiederum festzustellen, dass die

## 5.1. Vergleich von 7 TeV und 8 TeV Datensätzen



**Abb. 5.10.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $b_{\text{had}}$ -Quarks als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.

Effizienzen bei steigender Anzahl primärer Vertices sinken.

Bei höheren Schwerpunktsenergien und steigender Luminosität werden auch mehr primäre Vertices erwartet. Führt man also eine Extrapolation zu 100 primären Vertices durch, so sieht man einen Abfall der Effizienzen um bis zu 16% bzw. 26% beim gematchten  $b_{\text{had}}$ -Quark bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  bzw.  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Die Werte für die Extrapolationen sind ebenfalls in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

$\sqrt{s}$	Matches	Steigung [Effizienz pro prim. Vert.]		Extrapol. zu 100 prim. Vert.	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$	$\ell = e$	$\ell = \mu$
7 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0013 \pm 0,0006$	$-0,0004 \pm 0,0005$	$0,64 \pm 0,06$	$0,73 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0004 \pm 0,0007$	$-0,0012 \pm 0,0006$	$0,45 \pm 0,08$	$0,39 \pm 0,06$
	Alle Part.	$-0,0012 \pm 0,0007$	$-0,0011 \pm 0,0006$	$0,27 \pm 0,08$	$0,28 \pm 0,06$
8 TeV	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0022 \pm 0,0003$	$-0,0019 \pm 0,0002$	$0,54 \pm 0,03$	$0,56 \pm 0,02$
	$d$ -Quark	$-0,0013 \pm 0,0003$	$-0,0006 \pm 0,0002$	$0,37 \pm 0,03$	$0,43 \pm 0,02$
	Alle Part.	$-0,0020 \pm 0,0003$	$-0,0012 \pm 0,0002$	$0,18 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,02$

**Tab. 5.4.:** Zusammenfassung aller Steigungen als Funktion der Anzahl der primären Vertices zu den verschiedenen Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  bzw.  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  und Extrapolation zu 100 primären Vertices.

Eine Möglichkeit, die Effizienzen zu erhöhen und stabiler zu halten, ist die Anwendung des

## 5. Auswertung

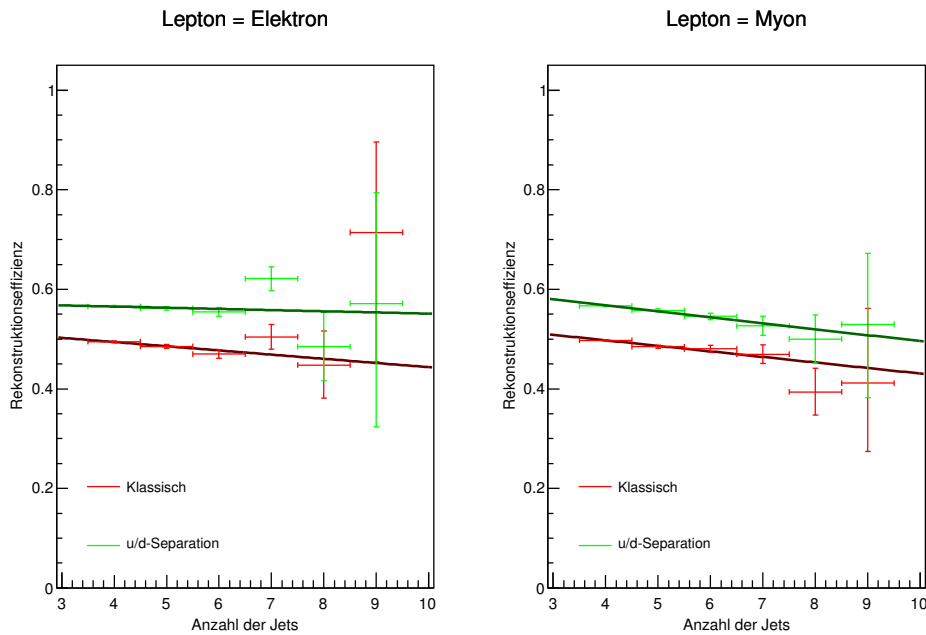
KL`Fitter`, der eine explizite  $u/d$ -Quark Rekonstruktion verwendet. Eine Effizienzanalyse für diese Methode wird im folgenden Abschnitt vorgestellt. Sie ist allerdings für höhere Schwerpunktsenergien als  $\sqrt{s} = 7$  TeV noch nicht ausgereift.

### 5.1.3. Vergleich zweier KL`Fitter` Setups

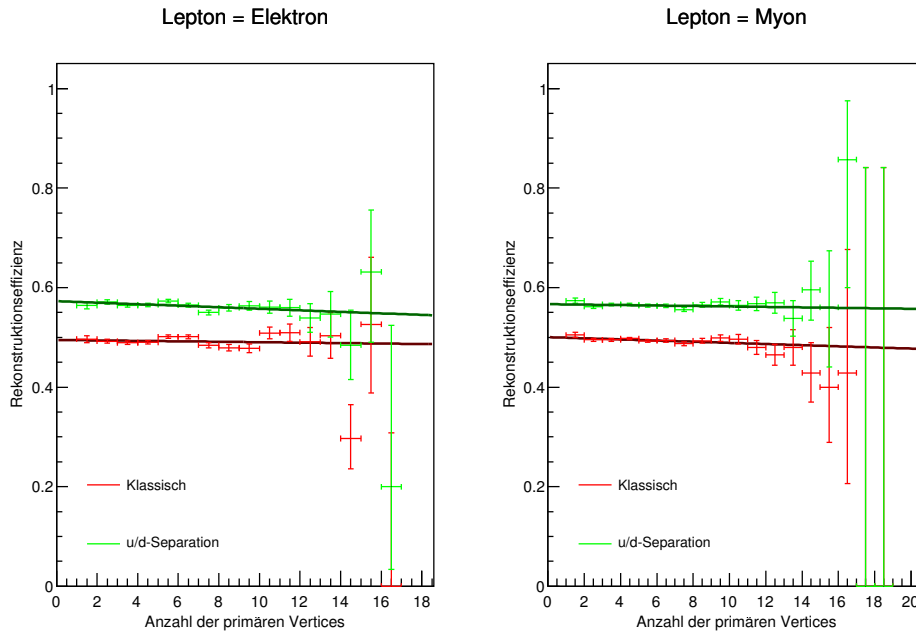
In diesem Abschnitt sollen zwei verschiedene KL`Fitter` Setups vorgestellt werden. Bisher wurde der *klassische* KL`Fitter` zum Vergleich herangezogen. Es werden das  $u$ - und das  $d$ -Quark nicht explizit rekonstruiert, sondern das  $u$ -Quark als das Quark mit dem höheren  $p_T$  und das  $d$ -Quark mit dem niedrigeren  $p_T$  identifiziert.

Für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV gibt es noch eine Modifikation, bei der der KL`Fitter` die beiden leichten Quarks explizit rekonstruiert [24]. Ein Vergleich zwischen diesen beiden Setups soll nun vorgestellt werden.

In den Abbildungen 5.11 und 5.12 sind beispielhaft die Rekonstruktionseffizienzen für das gematchte  $d$ -Quark einerseits als Funktion der Jets und andererseits als Funktion der primären Vertices dargestellt. Die Abbildungen für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark und alle gematchten Partonen sind der Vollständigkeit halber in den Anhängen A.5 - A.8 zu finden. In den Tabellen 5.5 und 5.6 sind die Rekonstruktionseffizienzen zusammengefasst.



**Abb. 5.11.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $d$ -Quarks als Funktion der Anzahl der Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Vergleich zwischen dem klassischen Setup und dem Setup, bei dem die leichten Quarks explizit rekonstruiert werden.



**Abb. 5.12.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $d$ -Quarks als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Vergleich zwischen dem klassischen Setup und dem Setup, bei dem die leichten Quarks explizit rekonstruiert werden.

Setup	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
$u/d$ -Separation	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,79 \pm 0,06$	$0,79 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$0,57 \pm 0,07$	$0,57 \pm 0,05$
	Alle Partonen	$0,44 \pm 0,07$	$0,44 \pm 0,05$
klassisch	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,77 \pm 0,06$	$0,77 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$0,49 \pm 0,07$	$0,50 \pm 0,05$
	Alle Partonen	$0,38 \pm 0,07$	$0,38 \pm 0,05$

**Tab. 5.5.:** Direkter Vergleich der Effizienzen für vier Jets für das klassische Setup und das Setup, bei dem das  $u$ - und  $d$ -Quark explizit rekonstruiert werden, bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

In den Tabellen 5.7 und 5.8 sind die Steigungen dieses Setups im Vergleich zum klassischen Setup gegenüber gestellt. In Tabelle 5.8 sind zusätzlich die Effizienzen für die Extrapolation zu 100 primären Vertices zu sehen.

Grundsätzlich liefert der `KLfitter`, bei dem die explizite Rekonstruktion der leichten Quarks stattfindet, bessere Effizienzen. Dies ist erwartungsgemäß an der Effizienz des rekonstruierten  $d$ -Quarks zu erkennen, bei dem eine Steigerung der Effizienz als Funktion der Anzahl der Jets bzw. der Anzahl der primären Vertices von bis zu 16% bzw. 15%

## 5. Auswertung

Setup	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
$u/d$ -Separation	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,790 \pm 0,003$	$0,790 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$0,565 \pm 0,004$	$0,566 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$0,435 \pm 0,004$	$0,439 \pm 0,003$
klassisch	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,768 \pm 0,004$	$0,768 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$0,490 \pm 0,004$	$0,496 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$0,379 \pm 0,004$	$0,382 \pm 0,003$

**Tab. 5.6.:** Direkter Vergleich der Effizienzen für vier primäre Vertices für das klassische Setup und das Setup, bei dem das  $u$ - und  $d$ -Quark explizit rekonstruiert werden, bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

Setup	Matches	Steigung [Effizienz pro Jet]	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
$u/d$ -Sep.	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,002 \pm 0,003$	$-0,002 \pm 0,002$
	$d$ -Quark	$-0,002 \pm 0,003$	$-0,012 \pm 0,006$
	Alle Part.	$-0,002 \pm 0,003$	$-0,008 \pm 0,004$
klassisch	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,005 \pm 0,003$	$-0,005 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$-0,008 \pm 0,004$	$-0,011 \pm 0,005$
	Alle Part.	$-0,007 \pm 0,004$	$-0,009 \pm 0,004$

**Tab. 5.7.:** Vergleich der Steigungen als Funktion der Anzahl der Jet für das klassische Setup und das Setup, bei dem  $u$ - und  $d$ -Quarks explizit rekonstruiert werden, bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

Setup	Matches	Steigung [Effizienz pro prim. Vert.]		Extrapol. zu 100 prim. Vert.	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$	$\ell = e$	$\ell = \mu$
$u/d$ -Sep.	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0017 \pm 0,0006$	$-0,0008 \pm 0,0005$	$0,62 \pm 0,06$	$0,71 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0015 \pm 0,0007$	$-0,0005 \pm 0,0006$	$0,42 \pm 0,07$	$0,52 \pm 0,06$
	Alle Part.	$-0,0024 \pm 0,0008$	$-0,0013 \pm 0,0006$	$0,21 \pm 0,07$	$0,31 \pm 0,06$
klassisch	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0013 \pm 0,0006$	$-0,0004 \pm 0,0005$	$0,64 \pm 0,06$	$0,73 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0004 \pm 0,0007$	$-0,0012 \pm 0,0006$	$0,45 \pm 0,08$	$0,39 \pm 0,06$
	Alle Part.	$-0,0012 \pm 0,0007$	$-0,0011 \pm 0,0006$	$0,27 \pm 0,08$	$0,28 \pm 0,06$

**Tab. 5.8.:** Vergleich der Steigungen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das klassische Setup und das Setup, bei dem  $u$ - und  $d$ -Quarks explizit rekonstruiert werden und Extrapolation zu 100 primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

erreicht wurde.

Betrachtet man die Extrapolationen zu 100 primären Vertices, so ist festzustellen, dass die klassische Variante vor allem für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark etwas höhere Effizienzen aufweist.

### 5.1.4. Zusammenfassung und Motivation

Es ist festzustellen, dass sich mit der Erhöhung der Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  auf  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  das Maximum der Anzahl der primären Vertices bereits mehr als verdoppelt hat. Für das Erreichen einer Schwerpunktsenergie von bis zu  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  erwartet man also wieder eine Erhöhung der Anzahl der primären Vertices. Die höhere Anzahl primärer Vertices ist vor allem auf den kürzeren zeitlichen Abstand zwischen zwei Bunch-crossings zurückzuführen (Out-of-time Pile-Up). Da die Luminosität ebenfalls erhöht wird, kommt es zusätzlich zu mehr Teilchenkollisionen, sodass pro Ereignis wiederum mehr primäre Vertices und Jets im Detektor gemessen werden (In-time Pile-Up).

Extrapoliert man die Effizienzen auf einen Wert von 100 primären Vertices, so stellt man beim bisher verwendeten Standard Setup eine erhebliche Abnahme der Effizienzen fest. Es ist also notwendig, den *KL*Fitter so zu modifizieren, dass er möglichst hohe Effizienzen und zusätzlich eine gute Stabilität bietet.

## 5.2. Vergleich verschiedener *KL*Fitter Setups

Im ersten Teil der Analyse konnte man sehen, dass bei steigender Schwerpunktsenergie die Anzahl der primären Vertices und die Anzahl der Jets steigt. Eine große Anzahl von gemessenen Jets erschwert es, die korrekten vier Jets dem Top-Antitop-Zerfall zuzuordnen. Es ist also notwendig, zusätzliche Bedingungen an die Jets zu stellen, die bereits in Abschnitt 4.3 vorgestellt worden sind, um den *KL*Fitter für höhere Energien mit angemessener Effizienz zu betreiben.

Die Effizienzen der verschiedenen Setups werden in den folgenden Unterkapiteln vorgestellt. Sie beziehen sich wie bereits im vorigen Abschnitt auf die maximale Anzahl der primären Vertices. Diese liegt bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  bei neun, siehe Abb. 5.2. Anschließend werden die verschiedenen Setups auf ihre Stabilität überprüft, indem eine lineare Regression durchgeführt und auf eine Anzahl von 100 primären Vertices extrapoliert wird.

Wie bereits in Abschnitt 4.5 erwähnt, wird bei diesem Teil der Analyse auf die Option **All jets within 4** verzichtet, um einen fairen Vergleich zwischen der 4- und 5-Jet-Methode zu ziehen.

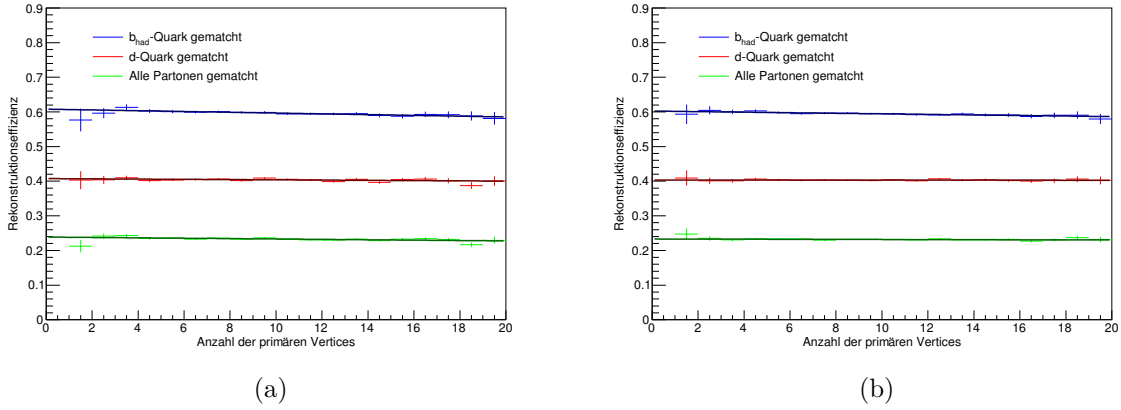
### 5.2.1. Standard Setup

Beim Standard Setup werden dem *KL*Fitter die Jets mit dem höchsten transversalen Impuls  $p_T$  übergeben.

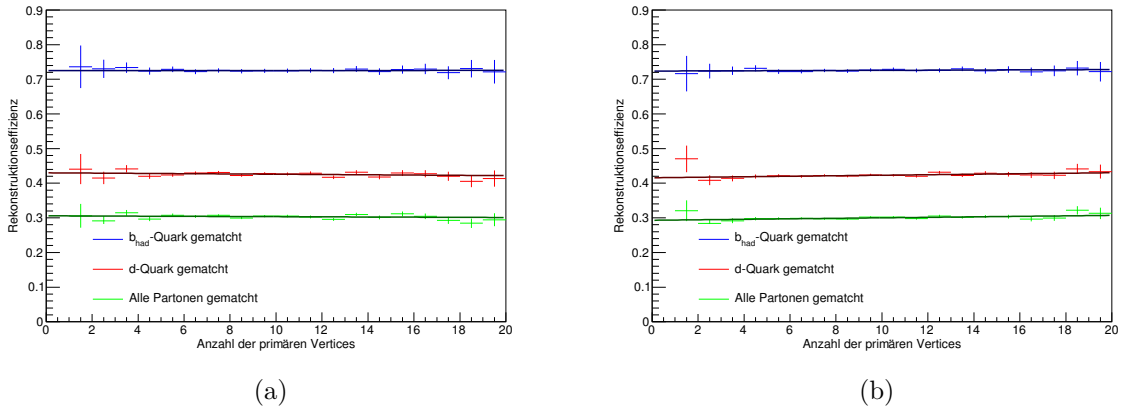
## 5. Auswertung

### 4-Jet-Methode

Bei der 4-Jet-Methode werden wie bereits beim Standard Setup lediglich vier Jets übergeben. Die Effizienzen sowie der lineare Fit sind in Abb. 5.13 zu sehen.



**Abb. 5.13.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 4-Jet-Methode. Es werden keine  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.



**Abb. 5.14.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 4-Jet-Methode. Es werden exakt 2  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

Die Effizienzen für neun primäre Vertices ohne weitere Forderung von  $b$ -Tags sind in der ersten Zeile der Tabelle 5.9 inklusive statistischer Fehler zusammengefasst.

Da bei dem Zerfall des Top-Antitop-Paares  $b$ -Quarks entstehen, ist es sinnvoll, bei der Erstellung der Histogramme zusätzlich  $b$ -Tags zu fordern. Es ist nun möglich, die Effizienzen für verschiedene Anzahlen von  $b$ -Tags zu berechnen. Erwartungsgemäß sollten sich



aufgrund des Zerfalls zwei  $b$ -Tags ergeben.

Durch die Erhöhung der Schwerpunktsenergie ist es allerdings auch möglich, dass durch Gluon-Emission höherenergetische Jets entstehen, die ebenfalls als  $b$ -Jets detektiert werden können. Die Effizienzen für die Forderung von einem, zwei und drei  $b$ -Tags sind ebenfalls in Tabelle 5.9 zusammengefasst.

Man sieht, dass die besten Ergebnisse für exakt zwei  $b$ -Tags erreicht werden. Die Effizienzen für diese Methode sind in Abb. 5.14 zu sehen. Die Histogramme, bei denen ein bzw. drei  $b$ -Tags verlangt werden, sind der Vollständigkeit halber im Anhang A.9 und A.10 zu finden.

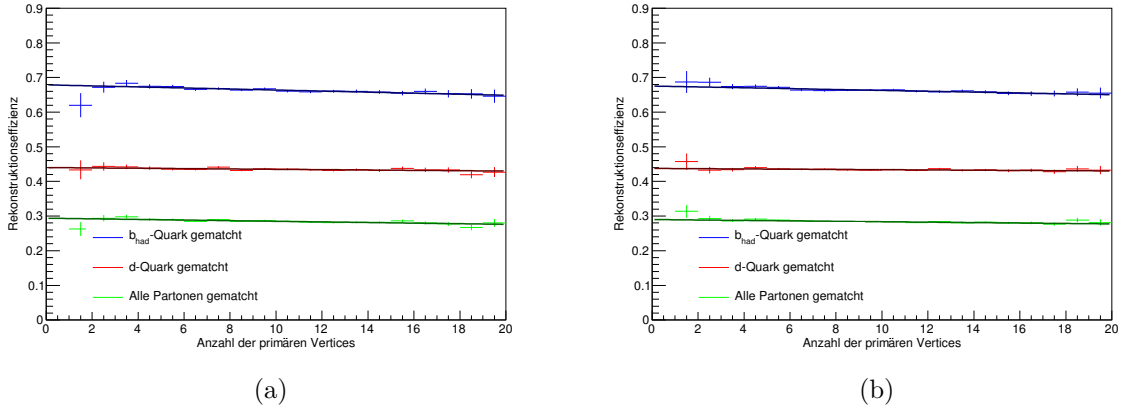
$b$ -Tag Forderung	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
-	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,598 \pm 0,004$	$0,596 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$0,402 \pm 0,003$	$0,402 \pm 0,002$
	Alle Partonen	$0,233 \pm 0,002$	$0,232 \pm 0,002$
1 $b$ -Tag	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,560 \pm 0,005$	$0,558 \pm 0,004$
	$d$ -Quark	$0,395 \pm 0,004$	$0,398 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$0,205 \pm 0,003$	$0,206 \pm 0,002$
2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,723 \pm 0,007$	$0,723 \pm 0,005$
	$d$ -Quark	$0,422 \pm 0,005$	$0,421 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$0,300 \pm 0,004$	$0,297 \pm 0,003$
3 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,624 \pm 0,018$	$0,630 \pm 0,015$
	$d$ -Quark	$0,439 \pm 0,015$	$0,435 \pm 0,012$
	Alle Partonen	$0,277 \pm 0,011$	$0,277 \pm 0,009$

**Tab. 5.9.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices. Standard KLFitter Setup, 4-Jet-Methode für keine Forderung von  $b$ -Tags sowie der Forderung nach einem, zwei und drei  $b$ -Tags.

## 5-Jet-Methode

Das Standard Setup wird analog zum vorigen Vorgehen für die 5-Jet-Methode durchgeführt. Es werden also fünf Jets ausgewählt, sofern mindestens fünf Jets im Ereignis vorhanden sind. In Abb. 5.15 sind die Effizienzhistogramme ohne zusätzliche  $b$ -Tag Forderungen zu sehen. Ein erster Blick auf die konkreten Effizienzen für neun primäre Vertices in Tabelle 5.10 bestätigt, dass bereits jetzt eine Verbesserung zur 4-Jet-Methode festzustellen ist.

## 5. Auswertung



**Abb. 5.15.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 5-Jet-Methode. Es werden keine  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

Matches	Effizienz	
	$\ell = e$	$\ell = \mu$
$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,664 \pm 0,004$	$0,663 \pm 0,003$
$d$ -Quark	$0,432 \pm 0,003$	$0,433 \pm 0,003$
Alle Partonen	$0,284 \pm 0,002$	$0,283 \pm 0,002$

**Tab. 5.10.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices. Standard `KLfitter` Setup, 5-Jet-Methode, keine Forderung von  $b$ -Tags.

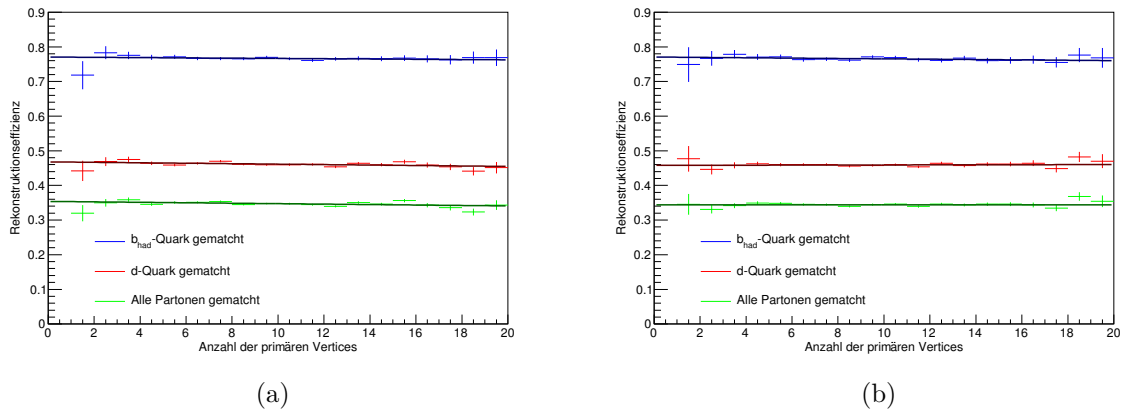
Im analogen Vorgehen werden die Effizienzen für die Forderung von einem, zwei und drei  $b$ -Tags miteinander verglichen. Auch bei der 5-Jet-Methode ergeben sich die besten Effizienzen, wenn man zusätzlich exakt zwei  $b$ -Tags verlangt. Die Werte dazu sind in Tabelle 5.11 zusammengefasst. Das Effizienzhistogramm ist in Abb. 5.16 zu sehen.

Matches	Effizienz	
	$\ell = e$	$\ell = \mu$
$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,766 \pm 0,005$	$0,761 \pm 0,005$
$d$ -Quark	$0,461 \pm 0,003$	$0,456 \pm 0,004$
Alle Partonen	$0,345 \pm 0,003$	$0,339 \pm 0,003$

**Tab. 5.11.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices. Standard `KLfitter` Setup, 5-Jet-Methode, 2  $b$ -Tags.

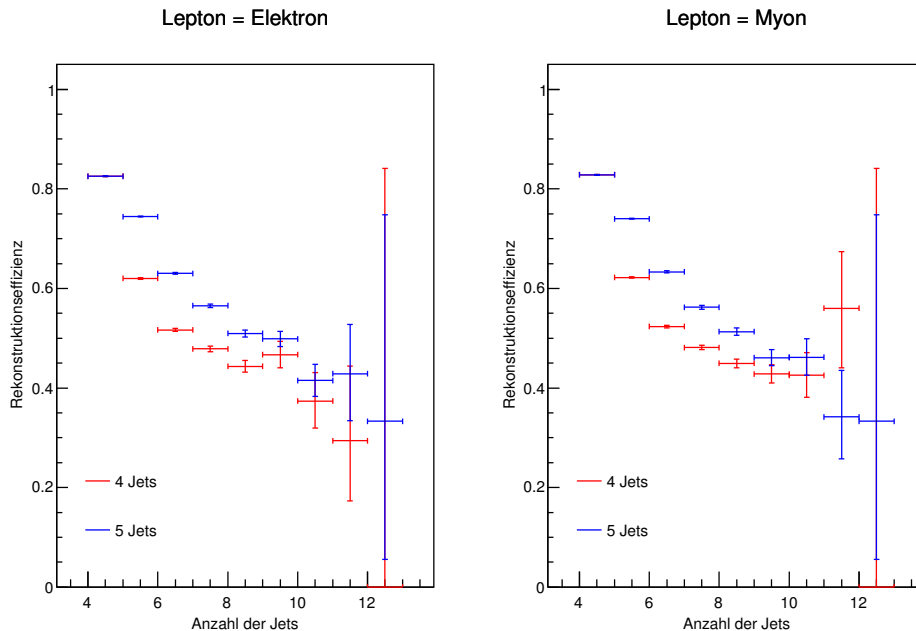
Abbildung 5.17 bestätigt die Aussage, dass sich die 5-Jet-Methode als effizienter erweist, als die 4-Jet-Methode. Die Effizienz ist für beide Methoden gleich, sofern genau vier Jets

## 5.2. Vergleich verschiedener KLFitter Setups



**Abb. 5.16.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 5-Jet-Methode. Es werden exakt 2  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

vorhanden sind und fällt ab für höhere Anzahlen. Die Abbildung zeigt beispielhaft den Effizienzvergleich für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark. In den Anhängen A.13 und A.14 sind die Histogramme für das gematchte  $d$ -Quark bzw. für alle gematchten Partonen zum Vergleich zu finden. Sie zeigen im Wesentlichen denselben Effekt.



**Abb. 5.17.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der Jets für das Standard Setup für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark. Vergleich zwischen der 4- und 5-Jet-Methode.

## 5. Auswertung

Vergleichswerte zu den Methoden, bei denen ein bzw. drei  $b$ -Tags verlangt werden, sind aus Gründen der Vollständigkeit im Anhang A.2 und A.3 zu finden. Die dazugehörigen Histogramme befinden sich in A.11 und A.12.

Aus dem Standard Setup wird deutlich, dass die besten Ergebnisse erzielt werden, wenn man zusätzlich exakt zwei  $b$ -Tags verlangt. Aus diesem Grund wird in den weiteren Analysen auf einen Vergleich mit einem bzw. drei  $b$ -Tags verzichtet und der Fokus auf die Methoden gelegt, um diese später miteinander vergleichen zu können.

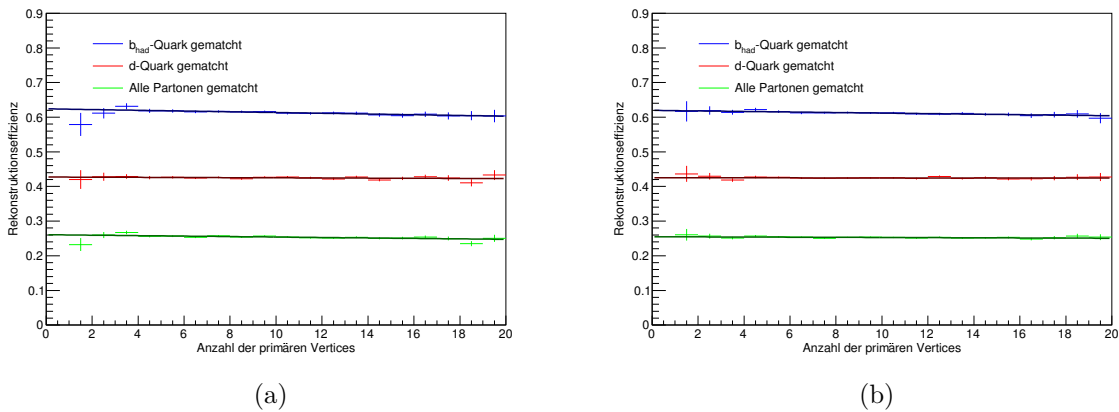
### 5.2.2. $b$ -tagging Setup

Beim  $b$ -tagging Setup werden zunächst die  $b$ -Tags überprüft. Sind weniger als vier (fünf) Jets übergeben worden, werden zusätzlich die Jets mit dem höchsten  $p_T$  ausgewählt. Wie bereits erwähnt, wird der Fokus auf die Forderungen *keine  $b$ -Tags* und *zwei  $b$ -Tags* gelegt.

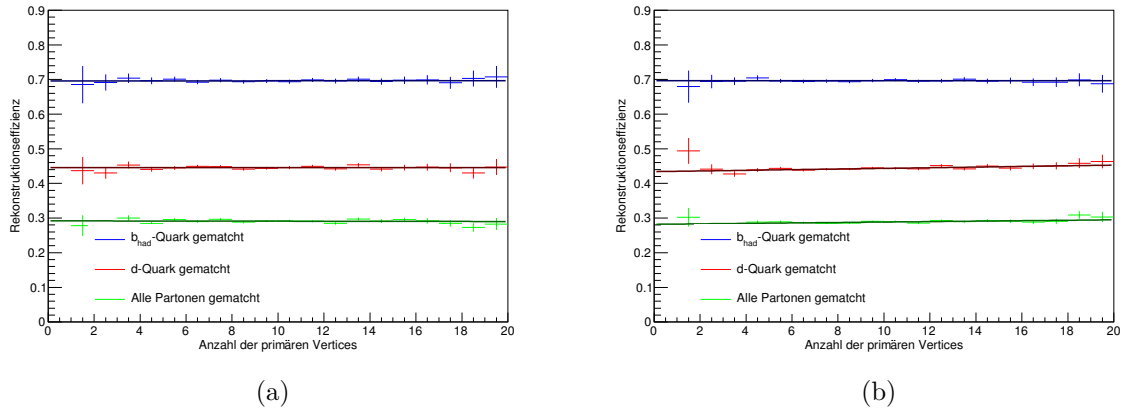
### 4-Jet-Methode

Die Effizienzhistogramme ohne Forderungen von  $b$ -Tags sind in Abb. 5.18 zu sehen. Fordert man zwei  $b$ -Tags, so ergeben sich die Histogramme in Abb. 5.19.

Vergleicht man explizit die Effizienzen für neun primäre Vertices, so lässt sich feststellen, dass die Effizienzen um bis zu 12% höher sind, wenn man zwei  $b$ -Tags verlangt. Die Werte sind in Tabelle 5.12 zusammengefasst.



**Abb. 5.18.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das  $b$ -tagging Setup und die 4-Jet-Methode. Es werden keine  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.



**Abb. 5.19.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das  $b$ -tagging Setup und die 4-Jet-Methode. Es werden exakt 2  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

$b$ -Tag Forderung	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
-	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,616 \pm 0,004$	$0,613 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$0,422 \pm 0,003$	$0,425 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$0,253 \pm 0,002$	$0,253 \pm 0,002$
2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,693 \pm 0,006$	$0,698 \pm 0,005$
	$d$ -Quark	$0,441 \pm 0,005$	$0,442 \pm 0,004$
	Alle Partonen	$0,288 \pm 0,004$	$0,286 \pm 0,003$

**Tab. 5.12.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices.  $b$ -tagging Setup, 4-Jet-Methode, keine Forderung von  $b$ -Tags und Forderung von zwei  $b$ -Tags.

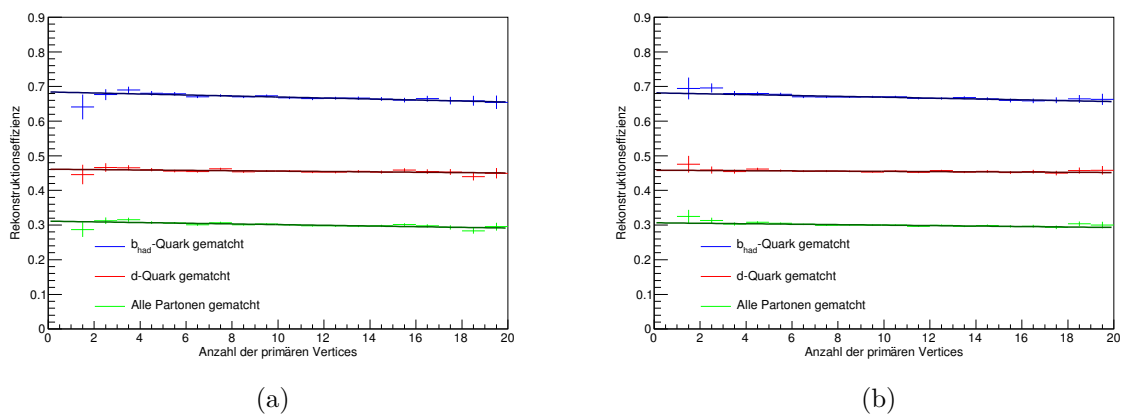
### 5-Jet-Methode

Vergleicht man diese Werte noch zusätzlich mit den Effizienzen, die sich ergeben, wenn man dem KLFitter bis zu fünf Jets übergibt, sofern mindestens fünf Jets vorhanden sind, so kann man wie schon bei dem Standard Setup eine Verbesserung der Effizienzen feststellen. Die Histogramme ohne und mit Forderung von zwei  $b$ -Tags sind in den Abbildungen 5.20 und 5.21 zu sehen.

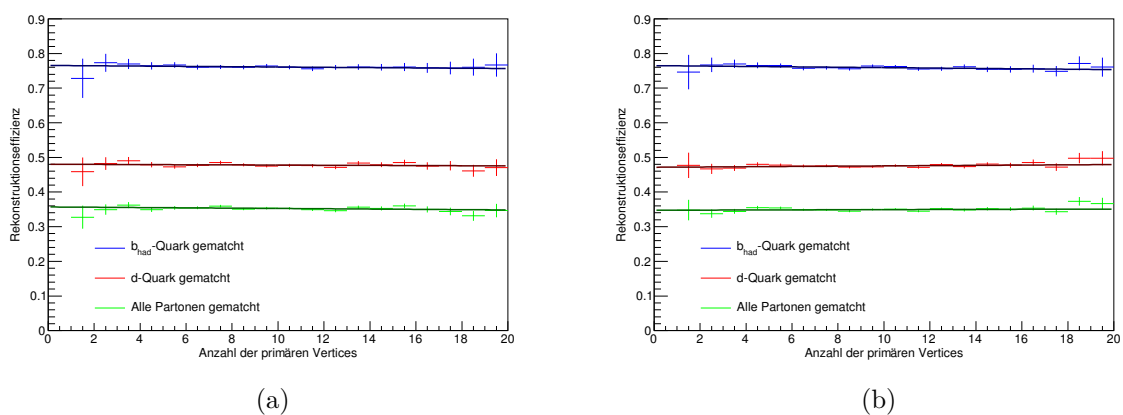
Die Vergleichswerte zu neun primären Vertices sind in Tabelle 5.13 zu finden.

Fasst man die ersten Ergebnisse bis zu diesem Punkt zusammen, so ist festzustellen, dass sich die besten Ergebnisse ergeben, wenn man fünf Jets auswählt, wenn mindestens fünf Jets vorhanden sind, und zusätzlich nur die Ereignisse zur Effizienzanalyse heranzieht, die zwei  $b$ -Tags haben.

## 5. Auswertung



**Abb. 5.20.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das  $b$ -tagging Setup und die 5-Jet-Methode. Es werden keine  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.



**Abb. 5.21.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das  $b$ -tagging Setup und die 5-Jet-Methode. Es werden exakt 2  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

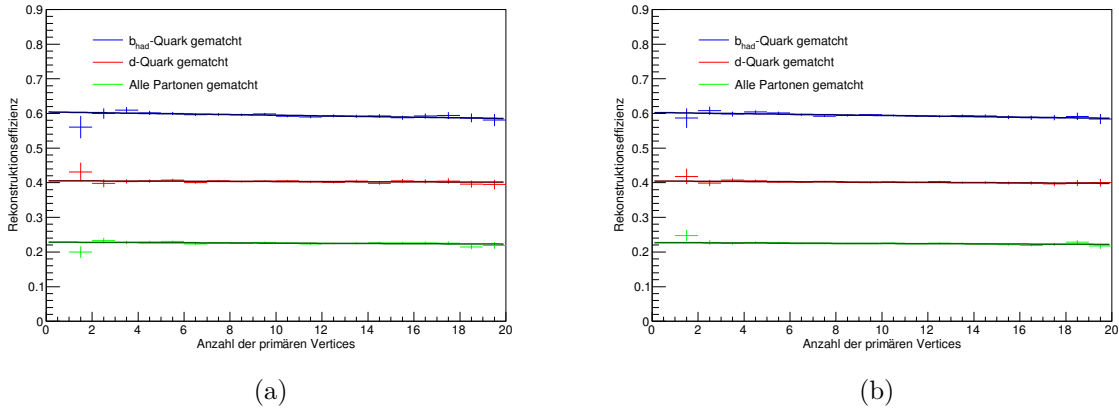
$b$ -Tag Forderung	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
-	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,670 \pm 0,004$	$0,670 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$0,453 \pm 0,003$	$0,455 \pm 0,003$
	Alle Partonen	$0,301 \pm 0,003$	$0,300 \pm 0,002$
2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,760 \pm 0,006$	$0,756 \pm 0,005$
	$d$ -Quark	$0,478 \pm 0,005$	$0,472 \pm 0,004$
	Alle Partonen	$0,351 \pm 0,004$	$0,345 \pm 0,003$

**Tab. 5.13.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices.  $b$ -tagging Setup, 5-Jet-Methode, keine Forderung von  $b$ -Tags und Forderung von zwei  $b$ -Tags.

### 5.2.3. $p_T^{\text{max}}$ Setup

Als dritte Methode wurde das  $p_T^{\text{max}}$  Setup angewandt, bei der die 3-Jet-Kombination herausgefiltert wird, die in der Summe den höchsten  $p_T$  aufweisen. Als vierter Jet wird derjenige verlangt, der mit dem geladenen Lepton das kleinste  $\Delta R$  hat. Anschließend werden diese vier Jets dem KLFitter übergeben.

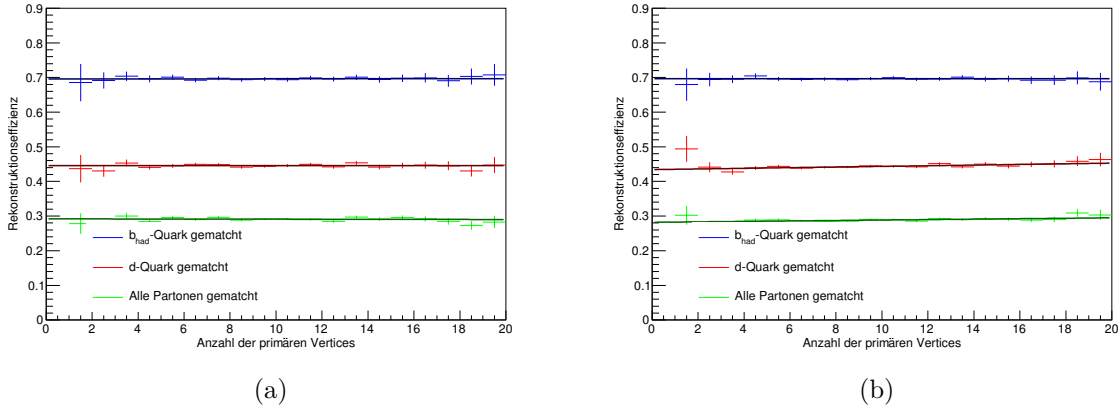
Die Effizienzen für diese Methode wurden wie bereits zuvor ohne und mit Forderungen von  $b$ -Tags berechnet. Die Histogramme 5.22 und 5.23 zeigen die Effizienzen einerseits ohne die Forderung von  $b$ -Tags und andererseits mit der Forderung von zwei  $b$ -Tags.



**Abb. 5.22.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das  $p_T^{\text{max}}$  Setup. Es werden keine  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

Die genauen Werte für neun primäre Vertices sind in Tabelle 5.14 zusammengefasst. Auch hier ist wieder zu sehen, dass die besten Ergebnisse erreicht werden, wenn zwei  $b$ -Tags verlangt werden.

## 5. Auswertung



**Abb. 5.23.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das  $p_T^{\max}$  Setup. Es werden exakt 2  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

$b$ -Tag Forderung	Matches	Effizienz	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$
-	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,596 \pm 0,004$	$0,594 \pm 0,003$
	$d$ -Quark	$0,403 \pm 0,003$	$0,401 \pm 0,002$
	Alle Partonen	$0,225 \pm 0,002$	$0,224 \pm 0,002$
2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,744 \pm 0,007$	$0,740 \pm 0,006$
	$d$ -Quark	$0,435 \pm 0,005$	$0,429 \pm 0,004$
	Alle Partonen	$0,312 \pm 0,004$	$0,308 \pm 0,003$

**Tab. 5.14.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices.  $p_T^{\max}$  Setup, keine Forderung von  $b$ -Tags und Forderung von zwei  $b$ -Tags.

### 5.2.4. Direkter Vergleich der Setups

Bei jedem der drei Setups war zu sehen, dass die besten Methoden erreicht werden, wenn man neben den Auswahlkriterien im `KLFilter` bei der Berechnung der Effizienzen zusätzlich nur die Ereignisse betrachtet, die zwei  $b$ -Tags beinhalten. Ein direkter Vergleich der jeweiligen Effizienzen für diese Option ist in Tabelle 5.15 zusammengefasst.

Als erstes Ergebnis ist festzustellen, dass die Rekonstruktion des hadronischen  $b$ -Quarks für das Standard und das  $b$ -tagging Setup mit jeweiliger 5-Jet-Methode und im jeweiligen Fehlerintervall die besten Ergebnisse liefert. Die Effizienzen für die 5-Jet-Methode sind dabei um ca. 6% für das Standard Setup und um ca. 10% für das  $b$ -tagging Setup besser als bei der 4-Jet-Methode.

Vergleicht man zusätzlich die Effizienzen für gematchte  $d$ -Quarks bzw. alle gematchten Partonen, so stellt man im Standard Setup eine Verbesserung der Effizienz von 9% bzw. 15% fest. Für das  $b$ -tagging Setup erhält man Effizienzsteigerungen von 8% für gematchte



Setup	Matches	Effizienz - 4-Jet-Methode		Effizienz - 5-Jet-Methode	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$	$\ell = e$	$\ell = \mu$
<b>Standard</b>	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,723 \pm 0,007$	$0,723 \pm 0,005$	$0,766 \pm 0,005$	$0,761 \pm 0,005$
	$d$ -Quark	$0,422 \pm 0,005$	$0,421 \pm 0,003$	$0,461 \pm 0,003$	$0,456 \pm 0,004$
	Alle Part.	$0,300 \pm 0,004$	$0,297 \pm 0,003$	$0,345 \pm 0,003$	$0,339 \pm 0,003$
<b><math>b</math>-tagging</b>	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,693 \pm 0,006$	$0,698 \pm 0,005$	$0,760 \pm 0,006$	$0,756 \pm 0,005$
	$d$ -Quark	$0,441 \pm 0,005$	$0,442 \pm 0,004$	$0,478 \pm 0,005$	$0,472 \pm 0,004$
	Alle Part.	$0,288 \pm 0,004$	$0,286 \pm 0,003$	$0,351 \pm 0,004$	$0,345 \pm 0,003$
$p_T^{\text{max}}$	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,744 \pm 0,007$	$0,740 \pm 0,006$		
	$d$ -Quark	$0,435 \pm 0,005$	$0,429 \pm 0,004$		
	Alle Part.	$0,312 \pm 0,004$	$0,308 \pm 0,003$		

**Tab. 5.15.:** Zusammenfassung der besten Ergebnisse für das Standard,  $b$ -tagging und  $p_T^{\text{max}}$  Setup für die 4- und 5-Jet-Methode. Es werden nur Ereignisse genommen, die genau zwei  $b$ -Tags aufweisen.

$d$ -Quarks und 22% für alle gematchten Partonen, wenn man anstatt vier Jets, bis zu fünf Jets übergibt.

Da es für das  $p_T^{\text{max}}$  Setup keine Effizienzmessungen mit 5 Jets gibt, bleibt der Vergleich an dieser Stelle außen vor.

Der Vergleich basiert allerdings nur auf den gemessenen Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  simuliert worden sind<sup>1</sup>. Es ist nun notwendig, eine Idee dafür zu bekommen, wie sich die Effizienzen bei höheren Energien verhalten. Zu diesem Zweck wurde zu den jeweiligen Effizienzen eine lineare Regression durchgeführt, um die Steigungen und somit die Stabilitäten miteinander vergleichen zu können. Es wurde außerdem eine Extrapolation auf 100 primäre Vertices durchgeführt, um eine Vorstellung davon zu bekommen, wie sich die Effizienzen bei einer höheren Anzahl primärer Vertices, die bei höheren Schwerpunktsenergien und höheren Luminositäten zu erwarten sind, verhalten.

### 5.2.5. Stabilitätsvergleich

Ein Stabilitätsvergleich wurde anhand einer linearen Regression und einer Extrapolation zu 100 primären Vertices durchgeführt. Die Steigungen und die Extrapolation zu den drei Setups mit der 5 Jets Methode und der Forderung von zwei  $b$ -Tags sind in Tabelle 5.16 zusammengefasst.

Vergleicht man die Steigungen der einzelnen Setups, so stellt man fest, dass diese im angegebenen Fehlerintervall nahezu stabil sind. Das  $p_T^{\text{max}}$  Setup erweist sich insgesamt als stabilste Methode in allen Matches. Im jeweiligen Fehlerintervall stimmen die Extrapola-

<sup>1</sup>Es werden also das  $u$ - und  $d$ -Quark nicht explizit rekonstruiert.

## 5. Auswertung

Setup	Matches	Steigung [Effizienz pro prim. Vert.]		Extrapol. zu 100 prim. Vert.	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$	$\ell = e$	$\ell = \mu$
<b>Standard</b>	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0004 \pm 0,0005$	$-0,0005 \pm 0,0005$	$0,73 \pm 0,05$	$0,72 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0007 \pm 0,0004$	$0,0001 \pm 0,0004$	$0,40 \pm 0,04$	$0,47 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0007 \pm 0,0003$	$0 \pm 0,0003$	$0,29 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,04$
<b><math>b</math>-tagging</b>	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0005 \pm 0,0006$	$-0,0006 \pm 0,0005$	$0,72 \pm 0,07$	$0,71 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0003 \pm 0,0005$	$0,0004 \pm 0,0004$	$0,46 \pm 0,05$	$0,51 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0005 \pm 0,0004$	$0,0002 \pm 0,0003$	$0,31 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,04$
$p_T^{\text{max}}$	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0 \pm 0,0007$	$0 \pm 0,0006$	$0,74 \pm 0,07$	$0,74 \pm 0,06$
	$d$ -Quark	$-0,0005 \pm 0,0005$	$0,0003 \pm 0,0004$	$0,39 \pm 0,05$	$0,46 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0003 \pm 0,0004$	$0,0002 \pm 0,0003$	$0,29 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,04$

**Tab. 5.16.:** Zusammenfassung der Steigungen und der Extrapolationen der Effizienzen zu 100 primären Vertices für die verschiedenen Setups mit der 5-Jet-Methode und der Forderung nach zwei  $b$ -Tags.

tionen der einzelnen Matches für das Standard und das  $p_T^{\text{max}}$  Setup überein. Die besten Ergebnisse liefert das  $b$ -tagging Setup für rekonstruierte  $d$ -Quarks und alle rekonstruierten Partonen. Diese Werte sind allerdings wieder im Toleranzbereich der Fehler mit den anderen Setups verträglich.

## 6. Diskussion und Ausblick

Durch die Erhöhung der Schwerpunktsenergie des LHC auf bis zu 14 TeV, wird es notwendig sein, bisher bestehende Rekonstruktionsprogramme zu optimieren. Neben der Schwerpunktsenergie, wird ebenfalls die Luminosität erhöht, weswegen Pile-Up Jets eine große Rolle spielen werden, die eine höhere Anzahl von Jets im Detektor verursachen werden. Es ist zu erwarten, dass noch mehr Jets detektiert werden und somit eine korrekte Zuordnung zum ursprünglichen Zerfall erschwert wird. In dieser Bachelorarbeit lag der Fokus auf der Optimierung und Stabilisierung des Rekonstruktionsprogrammes `KLfitter`, welches durch die Berechnung der Likelihood die bestmögliche Permutation der im Detektor gemessenen Jets dem Top-Antitop Zerfall zuordnet.

Im ersten Teil der Analyse wurde zunächst eine Analyse mit dem bestehenden Standard Setup des `KLfitters` mit simulierten Datensätzen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  bzw.  $\sqrt{s} = 8$  TeV durchgeführt. Dabei wurden Effizienzen mithilfe des Programms `MatchMonster` für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark,  $d$ -Quark und alle gematchten Partonen berechnet. Es war festzustellen, dass die Effizienzen für eine steigende Anzahl von Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV bereits um das ca. 5-fache stärker sinken als bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Die Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices wiesen ebenfalls starke Abweichungen auf. Die Effizienzen wurden dabei für die maximale Anzahl der primären Vertices berechnet. Diese lag bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV bei vier und bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV bei neun. Für das korrekt rekonstruierte  $b_{\text{had}}$ -Quark sank die Effizienz um ca. 4%. Beim gematchten  $d$ -Quark bzw. bei allen gematchten Partonen sanken die Effizienzen um bis zu 1,2% bzw. 3,7%. Eine stärkere Abweichung war festzustellen, wenn man eine lineare Regression und eine Extrapolation zu 100 primären Vertices durchführte. Die Effizienzen sanken für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -,  $d$ -Quark bzw. alle gematchten Partonen dabei um bis zu 23%, 17% bzw. 33%.

Neben dieser Standardeinstellung, bei dem das  $u$ - und  $d$ -Quark *nicht* explizit rekonstruiert wurden, wurde für die Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV simuliert worden sind, noch ein zusätzliches Setup verwendet, welches die Rekonstruktion der leichten Quarks explizit vornimmt. Es haben sich die Effizienzen als Funktion der

## 6. Diskussion und Ausblick

Anzahl der primären Vertices vor allem für das  $d$ -Quark um etwa 15% verbessert. Die Erhöhung der Effizienz für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark lag lediglich bei etwa 3%. Für die betrachtete Extrapolation zu 100 primären Vertices war festzustellen, dass die klassische Variante vor allem für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark etwas höhere Effizienzen aufweist.

Durch die starke Abnahme der Effizienzen bei höheren Schwerpunktsenergien, ist es also notwendig, den `KLFitter` so zu modifizieren, dass er möglichst hohe Effizienzen bietet und zusätzlich dazu noch stabil ist.

Im zweiten Teil der Analyse wurden zu diesem Zweck drei verschiedene Setups implementiert und die Rekonstruktionseffizienzen miteinander verglichen. Als erster Versuch wurde das Standard Setup so modifiziert, dass dem `KLFitter` fünf statt vier Jets übergeben werden, sofern mindestens fünf Jets im Ereignis vorhanden sind. Dies erwies sich als konstruktiv, da durch diese Methode eine Erhöhung der Effizienz um bis zu 11%, 7% bzw. 21% für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark,  $d$ -Quark bzw. alle gematchten Partonen erreicht wurde.

Werden zusätzlich in der Selektion bei der Berechnung der Effizienzen nur die Ereignisse betrachtet, die zwei  $b$ -Tags aufweisen, so werden die Effizienzen wiederum erhöht. Die besten Ergebnisse bekommt man für das Standard Setup mit der 5-Jet-Methode und der Forderung von zwei  $b$ -Tags.

Mit dem  $b$ -tagging Setup wurde zunächst nur das  $b$ -tag Gewicht der Jets überprüft und erst anschließend nach  $p_T$  sortiert. Das Vorgehen zur Bestimmung der besten Effizienzen war analog zum Standard Setup. Vergleicht man die Werte für das  $b$ -tagging Setup, bei dem nur vier Jets übergeben werden und keine  $b$ -Tags verlangt werden mit der 5-Jet-Methode und der Forderung von zwei  $b$ -Tags, so stellt man eine Verbesserung der Effizienzen um 23%, 13% bzw. 38% für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark,  $d$ -Quark bzw. alle gematchten Partonen fest.

Als letztes Setup wurde das  $p_T^{\text{max}}$  Setup implementiert, bei dem die 3-Jet-Kombination mit dem höchsten  $p_T$  und dem Jet mit dem kleinsten  $\Delta R$  zu dem geladenen Lepton übergeben werden. Auch hierbei gab es eine Steigerung der Effizienzen um 24%, 8% bzw. 38% für das gematchte  $b_{\text{had}}$ -Quark,  $d$ -Quark bzw. alle gematchten Partonen, wenn man zwei  $b$ -Tags fordert.

Die besten Ergebnisse liefern das Standard Setup und das  $b$ -tagging Setup mit der 5-Jet-Methode und der Forderung nach zwei  $b$ -Tags.

Betrachtet man zusätzlich die Abhängigkeit der Effizienz von der Anzahl der primären Vertices und die Extrapolationen, so stellt man fest, dass das  $p_T^{\text{max}}$  Setup am stabilsten ist und nach der Extrapolation im erlaubten Fehlerintervall mit den anderen beiden Setups

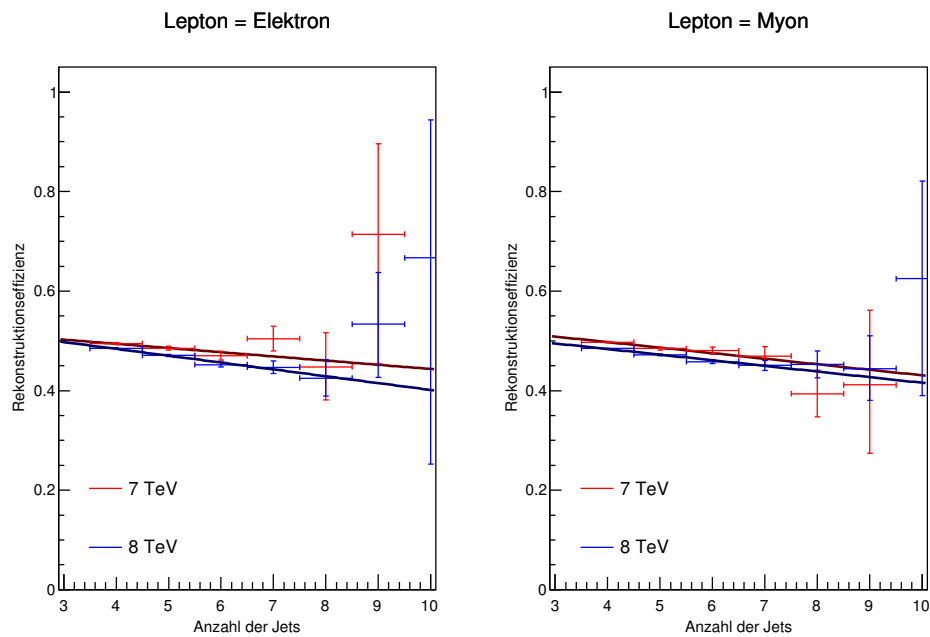
verträglich ist.

Insgesamt sind die Effizienzen der Extrapolationen für die drei Setups jeweils mit den Fehlerintervallen der anderen Setups verträglich, sodass sich keine Aussage machen lässt, welches Setup tatsächlich die besten Effizienzen liefert.

An dieser Stelle ist es nun notwendig, die Effizienzanalyse mit Datensätzen, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  bzw.  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  simuliert worden sind, anzusetzen. Durch das Verwenden solcher Datensätze ist es möglich, die Effizienzen aus den Extrapolationen mit den simulierten Daten zu vergleichen. Dabei wird zu sehen sein, ob die erste Näherung der linearen Regression für die Extrapolation zu höheren Energien eine sinnvolle Annahme war.

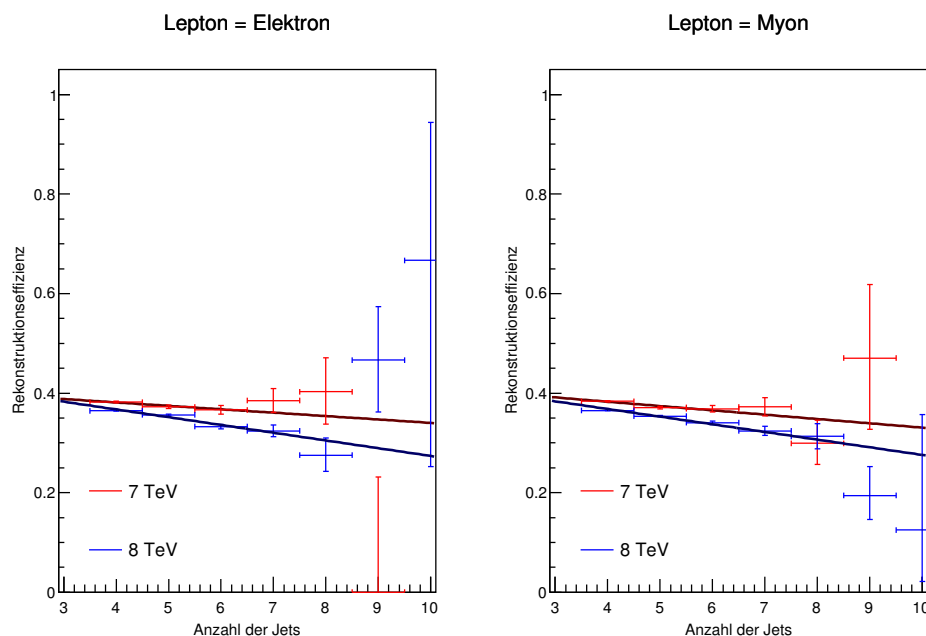


# A. Ergänzende Histogramme und Tabellen

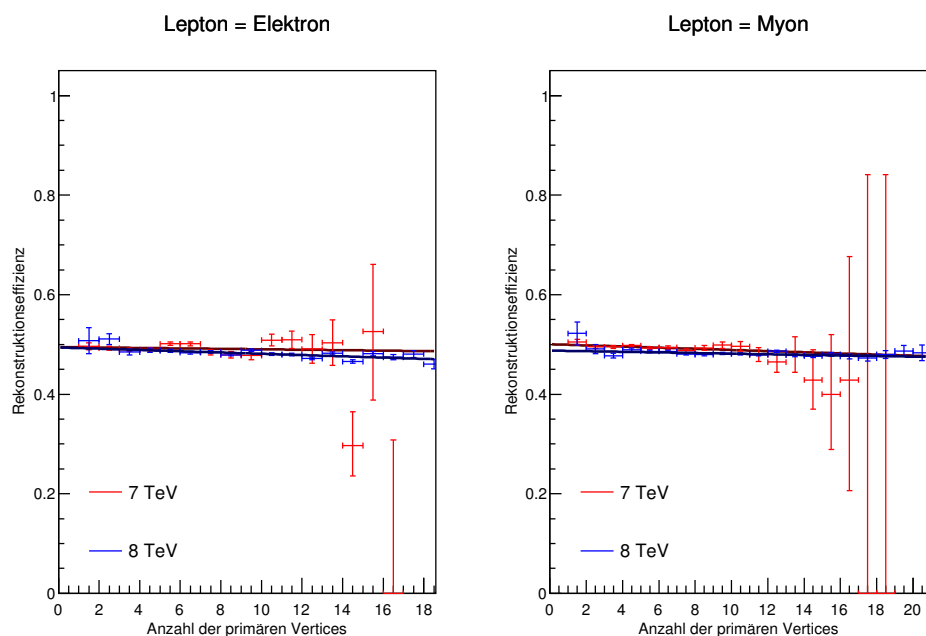


**Abb. A.1.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $d$ -Quarks als Funktion der Anzahl der Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV und  $\sqrt{s} = 8$  TeV inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.

A. Ergänzende Histogramme und Tabellen

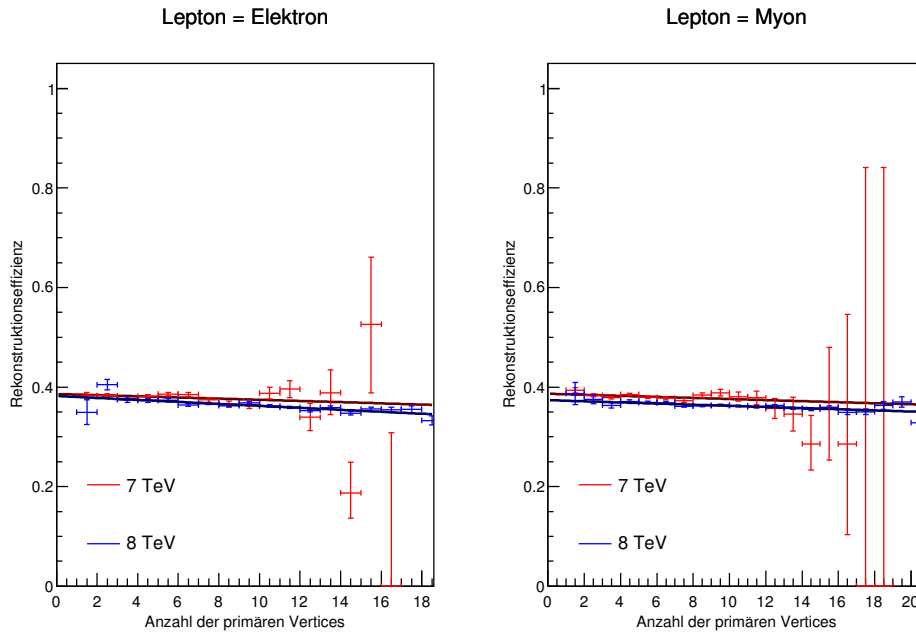


**Abb. A.2.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz aller Partonen als Funktion der Anzahl der Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV und  $\sqrt{s} = 8$  TeV inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.

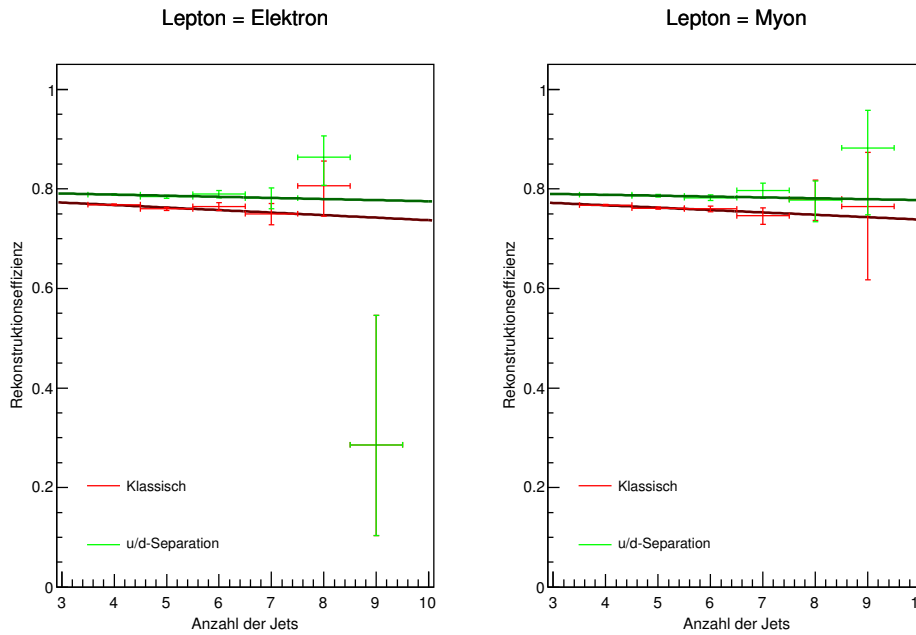


**Abb. A.3.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $d$ -Quarks als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  und  $\sqrt{s} = 8$  TeV inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.



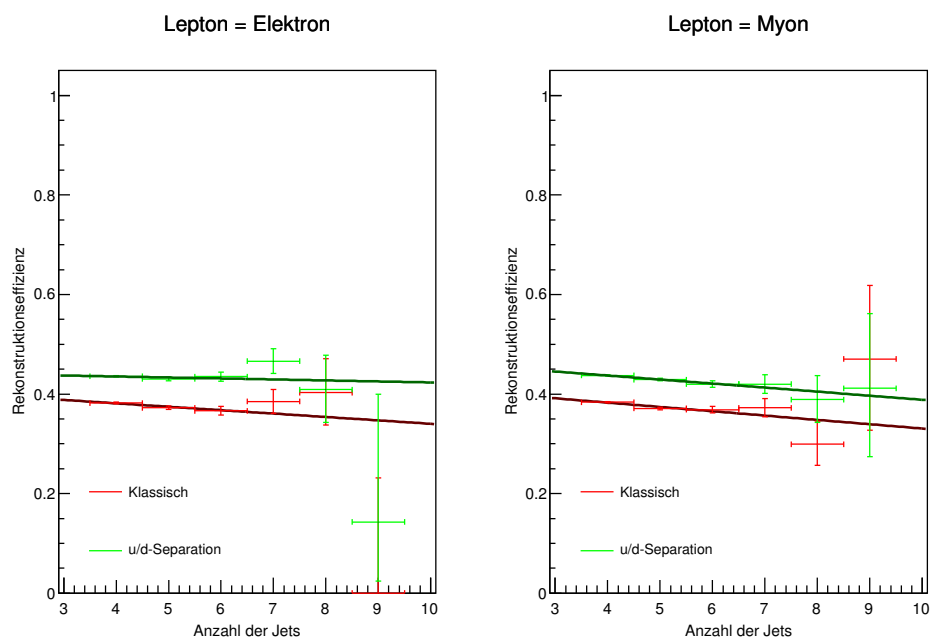


**Abb. A.4.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz aller Partonen als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV und  $\sqrt{s} = 8$  TeV inklusive linearer Regression ohne explizite  $u/d$  Rekonstruktion.

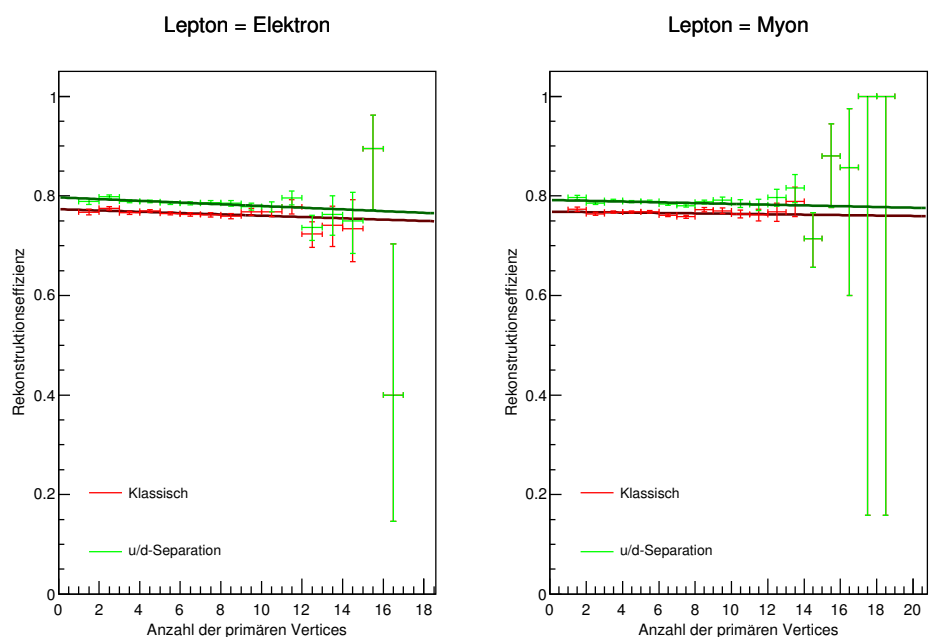


**Abb. A.5.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $b_{\text{had}}$ -Quarks als Funktion der Anzahl Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Vergleich zwischen dem klassischen Setup und dem Setup, bei dem die leichten Quarks explizit rekonstruiert werden.

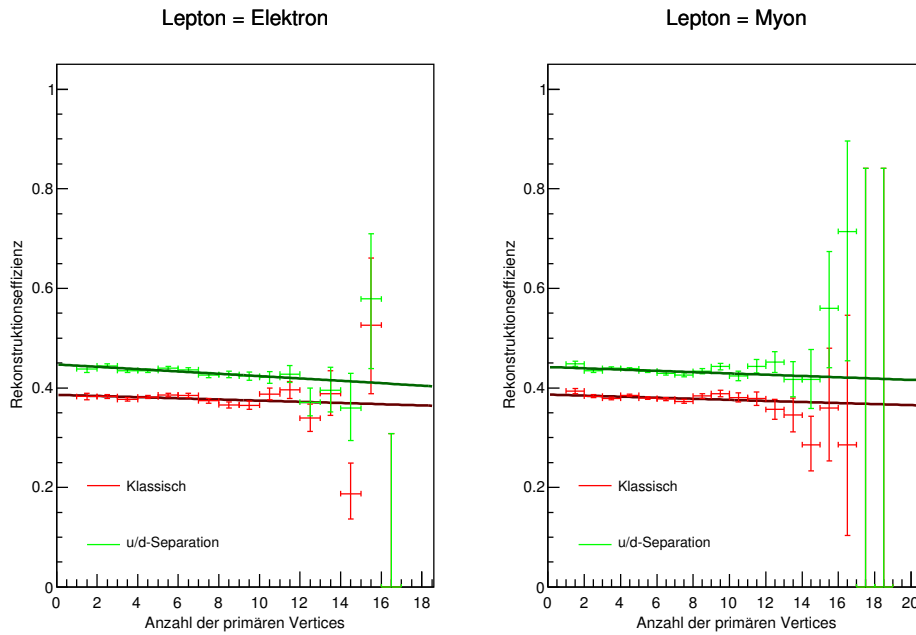
## A. Ergänzende Histogramme und Tabellen



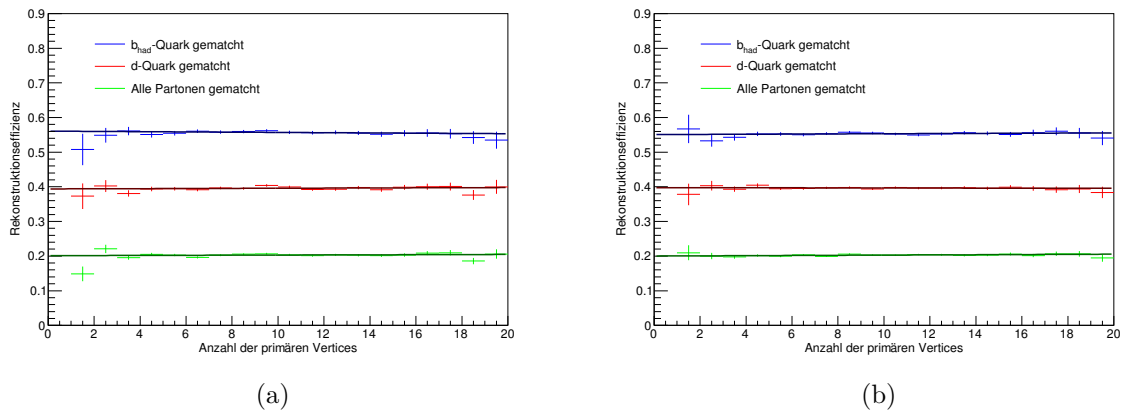
**Abb. A.6.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz aller Partonen als Funktion der Anzahl der Jets bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Vergleich zwischen dem klassischen Setup und dem Setup, bei dem die leichten Quarks explizit rekonstruiert werden.



**Abb. A.7.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz des  $b_{\text{had}}$ -Quarks als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Vergleich zwischen dem klassischen Setup und dem Setup, bei dem die leichten Quarks explizit rekonstruiert werden.



**Abb. A.8.:** Histogramm für die Rekonstruktionseffizienz aller Partonen als Funktion der Anzahl der primären Vertices bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Vergleich zwischen dem klassischen Setup und dem Setup, bei dem die leichten Quarks explizit rekonstruiert werden.



**Abb. A.9.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 4-Jet-Methode. Es wird exakt 1  $b$ -tag verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

A. Ergänzende Histogramme und Tabellen

Setup	Matches	Steigung [Effizienz pro prim. Vert.]		Extrapol. zu 100 prim. Vert.	
		$\ell = e$	$\ell = \mu$	$\ell = e$	$\ell = \mu$
Standard 4 Jets	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0011 \pm 0,0004$	$-0,0008 \pm 0,0003$	$0,50 \pm 0,04$	$0,52 \pm 0,03$
	$d$ -Quark	$-0,0004 \pm 0,0003$	$0 \pm 0,0003$	$0,37 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,03$
	Alle Part.	$-0,0006 \pm 0,0002$	$-0,0001 \pm 0,0002$	$0,18 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,03$
Standard 4 Jets 1 $b$ -Tag	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0004 \pm 0,0005$	$0,0002 \pm 0,0004$	$0,52 \pm 0,05$	$0,57 \pm 0,04$
	$d$ -Quark	$0,0002 \pm 0,0004$	$-0,0001 \pm 0,0003$	$0,41 \pm 0,04$	$0,39 \pm 0,04$
	Alle Part.	$0,0002 \pm 0,0003$	$0,0003 \pm 0,0002$	$0,22 \pm 0,04$	$0,23 \pm 0,04$
Standard 4 Jets 2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0 \pm 0,0007$	$0,0002 \pm 0,0005$	$0,73 \pm 0,07$	$0,74 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0004 \pm 0,0005$	$0,0007 \pm 0,0004$	$0,39 \pm 0,05$	$0,49 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0002 \pm 0,0004$	$0,0007 \pm 0,0003$	$0,28 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,04$
Standard 4 Jets 3 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0008 \pm 0,0018$	$0,0003 \pm 0,0015$	$0,56 \pm 0,19$	$0,65 \pm 0,15$
	$d$ -Quark	$-0,0006 \pm 0,0015$	$-0,0011 \pm 0,0012$	$0,38 \pm 0,15$	$0,33 \pm 0,12$
	Alle Part.	$-0,0007 \pm 0,0011$	$-0,0006 \pm 0,0009$	$0,22 \pm 0,15$	$0,23 \pm 0,12$
Standard 5 Jets	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0015 \pm 0,0004$	$-0,0012 \pm 0,0003$	$0,53 \pm 0,04$	$0,55 \pm 0,03$
	$d$ -Quark	$-0,0005 \pm 0,0003$	$-0,0004 \pm 0,0003$	$0,39 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,03$
	Alle Part.	$-0,0009 \pm 0,0003$	$-0,0007 \pm 0,0002$	$0,21 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,03$
Standard 5 Jets 1 $b$ -Tag	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,001 \pm 0,0004$	$-0,0004 \pm 0,0005$	$0,53 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$0 \pm 0,0003$	$-0,0001 \pm 0,0004$	$0,43 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0002 \pm 0,0003$	$-0,0002 \pm 0,0003$	$0,24 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$
Standard 5 Jets 2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0004 \pm 0,0005$	$-0,0005 \pm 0,0005$	$0,73 \pm 0,05$	$0,72 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0007 \pm 0,0004$	$0,0001 \pm 0,0004$	$0,40 \pm 0,04$	$0,47 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0007 \pm 0,0003$	$0 \pm 0,0003$	$0,29 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,04$
Standard 5 Jets 3 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0005 \pm 0,0012$	$0,0001 \pm 0,0013$	$0,56 \pm 0,12$	$0,65 \pm 0,13$
	$d$ -Quark	$-0,0003 \pm 0,001$	$-0,002 \pm 0,0011$	$0,43 \pm 0,10$	$0,28 \pm 0,11$
	Alle Part.	$-0,0003 \pm 0,0007$	$-0,0012 \pm 0,0008$	$0,24 \pm 0,10$	$0,16 \pm 0,11$
$b$ -tagging 4 Jets	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0011 \pm 0,0004$	$-0,0008 \pm 0,0003$	$0,52 \pm 0,04$	$0,54 \pm 0,03$
	$d$ -Quark	$-0,0002 \pm 0,0003$	$0 \pm 0,0003$	$0,40 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,03$
	Alle Part.	$-0,0007 \pm 0,0002$	$-0,0002 \pm 0,0002$	$0,19 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$
$b$ -tagging 4 Jets 2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0 \pm 0,0006$	$0 \pm 0,0005$	$0,70 \pm 0,06$	$0,70 \pm 0,06$
	$d$ -Quark	$0 \pm 0,0005$	$0,0009 \pm 0,0004$	$0,45 \pm 0,05$	$0,53 \pm 0,04$
	Alle Part.	$0 \pm 0,0004$	$0,0006 \pm 0,0003$	$0,28 \pm 0,05$	$0,35 \pm 0,04$
$b$ -tagging 5 Jets	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0015 \pm 0,0004$	$-0,0013 \pm 0,0003$	$0,54 \pm 0,04$	$0,56 \pm 0,03$
	$d$ -Quark	$-0,0005 \pm 0,0003$	$-0,0003 \pm 0,0003$	$0,41 \pm 0,03$	$0,43 \pm 0,03$
	Alle Part.	$-0,001 \pm 0,0003$	$-0,0007 \pm 0,0002$	$0,21 \pm 0,03$	$0,24 \pm 0,03$
$b$ -tagging 5 Jets 2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0005 \pm 0,0006$	$-0,0006 \pm 0,0005$	$0,72 \pm 0,07$	$0,71 \pm 0,05$
	$d$ -Quark	$-0,0003 \pm 0,0005$	$0,0004 \pm 0,0004$	$0,46 \pm 0,05$	$0,51 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0005 \pm 0,0004$	$0,0002 \pm 0,0003$	$0,31 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,04$
$p_T^{\text{max}}$ 4 Jets	$b_{\text{had}}$ -Quark	$-0,0009 \pm 0,0004$	$-0,0008 \pm 0,0003$	$0,51 \pm 0,04$	$0,52 \pm 0,03$
	$d$ -Quark	$-0,0002 \pm 0,0003$	$-0,0003 \pm 0,0003$	$0,39 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,03$
	Alle Part.	$-0,0003 \pm 0,0002$	$-0,0003 \pm 0,0002$	$0,20 \pm 0,03$	$0,20 \pm 0,03$
$p_T^{\text{max}}$ 4 Jets 2 $b$ -Tags	$b_{\text{had}}$ -Quark	$0 \pm 0,0007$	$0 \pm 0,0006$	$0,74 \pm 0,07$	$0,74 \pm 0,06$
	$d$ -Quark	$-0,0005 \pm 0,0005$	$0,0003 \pm 0,0004$	$0,39 \pm 0,05$	$0,46 \pm 0,04$
	Alle Part.	$-0,0003 \pm 0,0004$	$0,0002 \pm 0,0003$	$0,29 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,04$

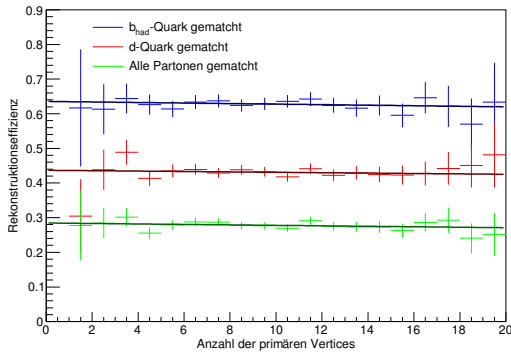
**Tab. A.1.:** Zusammenfassung aller Steigungen und Extrapolationen zu 100 primären Vertices zu den verschiedenen Setups und den verschiedenen Methoden bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

Matches	Effizienz	
	$\ell = e$	$\ell = \mu$
$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,624 \pm 0,004$	$0,626 \pm 0,005$
$d$ -Quark	$0,419 \pm 0,003$	$0,424 \pm 0,004$
Alle Partonen	$0,256 \pm 0,003$	$0,258 \pm 0,003$

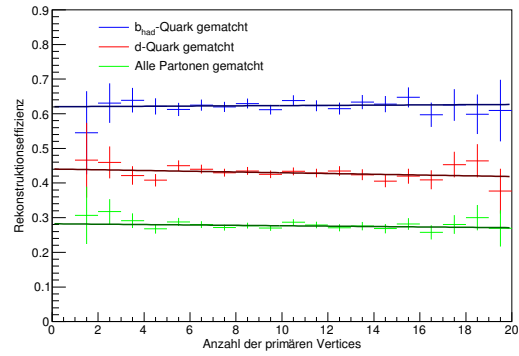
**Tab. A.2.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices. Standard KLFitter Setup, 5-Jet-Methode, 1  $b$ -Tag.

Matches	Effizienz	
	$\ell = e$	$\ell = \mu$
$b_{\text{had}}$ -Quark	$0,634 \pm 0,012$	$0,645 \pm 0,013$
$d$ -Quark	$0,445 \pm 0,009$	$0,460 \pm 0,011$
Alle Partonen	$0,259 \pm 0,007$	$0,267 \pm 0,008$

**Tab. A.3.:** Rekonstruktionseffizienzen für neun primäre Vertices. Standard KLFitter Setup, 5-Jet-Methode, 3  $b$ -Tags.



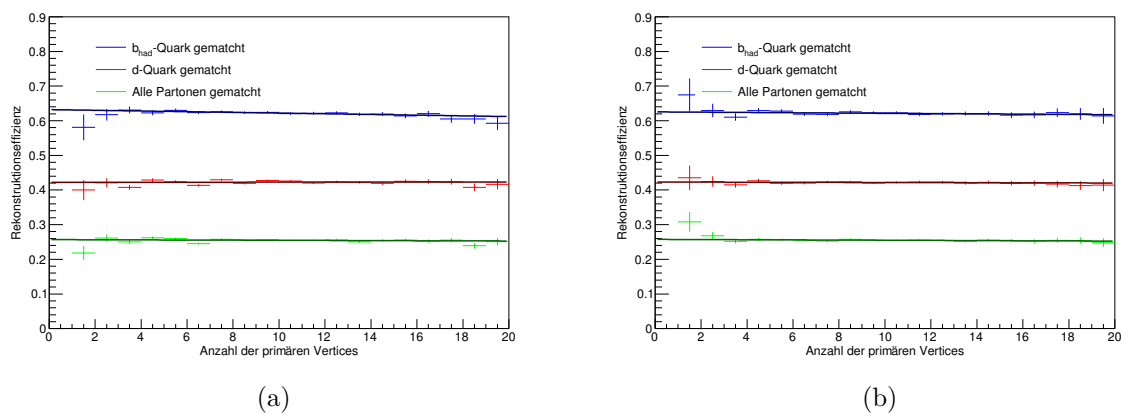
(a)



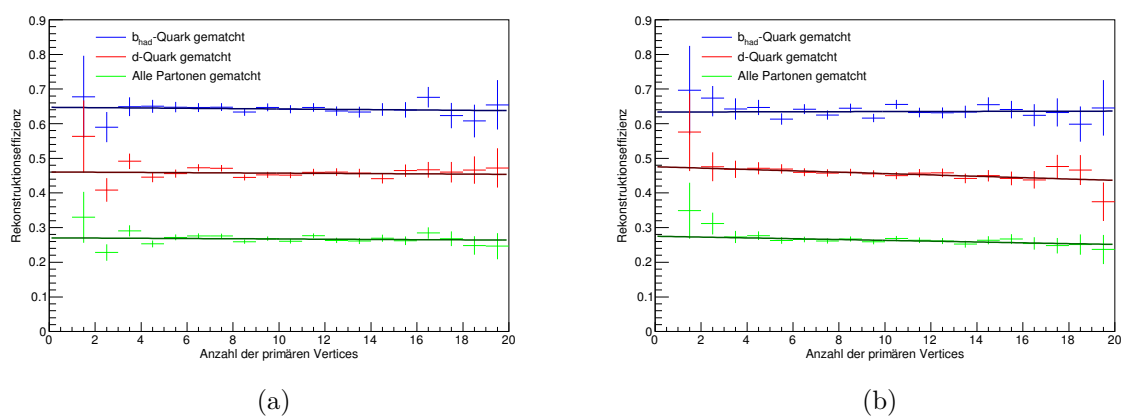
(b)

**Abb. A.10.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 4-Jet-Methode. Es werden exakt 3  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.

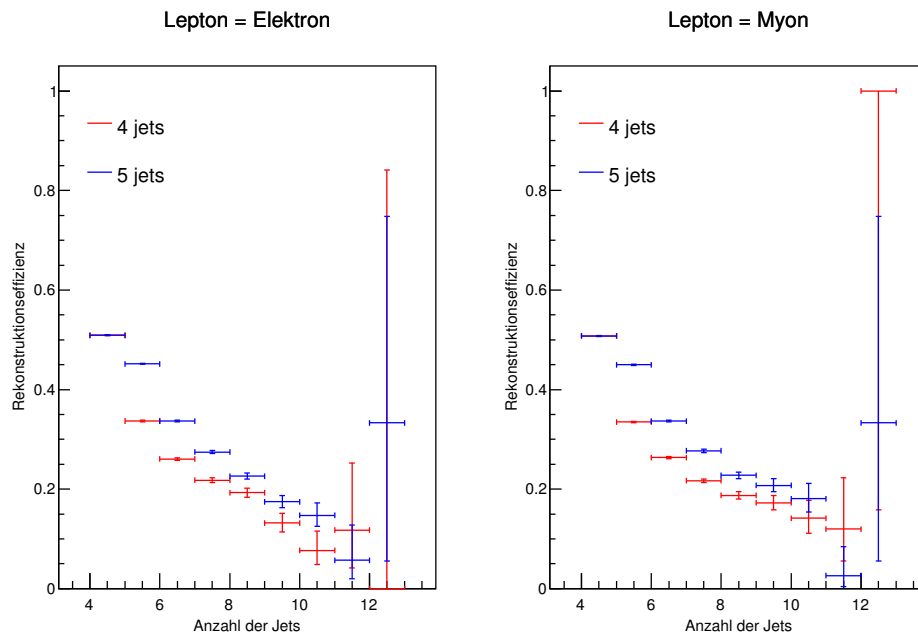
## A. Ergänzende Histogramme und Tabellen



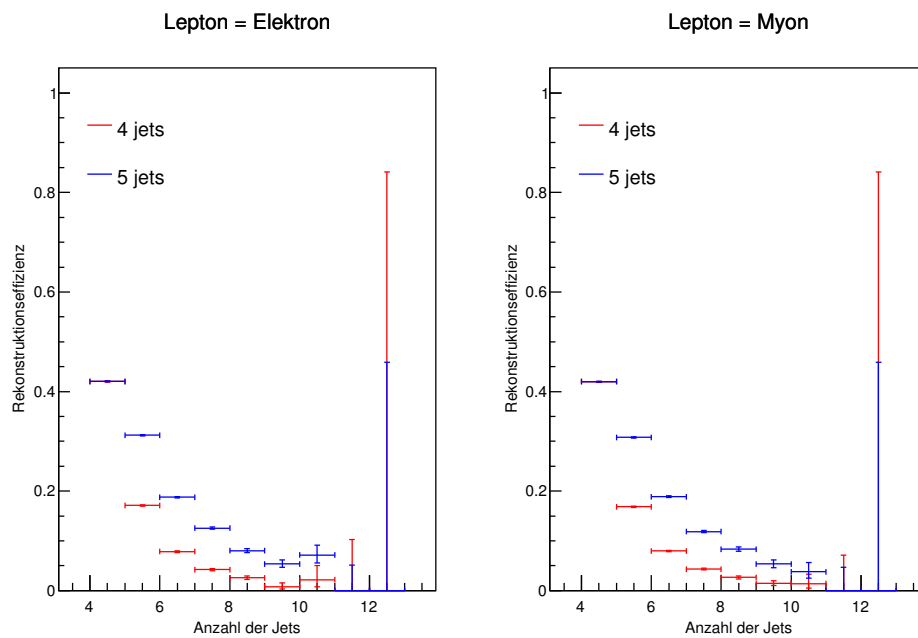
**Abb. A.11.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 5-Jet-Methode. Es exakt 1  $b$ -tag verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.



**Abb. A.12.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der primären Vertices für das Standard Setup und die 5-Jet-Methode. Es werden exakt 3  $b$ -Tags verlangt. Abb. (a) verlangt als Lepton ein Elektron, Abb. (b) verlangt ein Myon.



**Abb. A.13.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der Jets für das Standard Setup für das gematchte  $d$ -Quark. Vergleich zwischen der 4- und 5-Jet-Methode.



**Abb. A.14.:** Effizienzen als Funktion der Anzahl der Jets für das Standard Setup für alle gematchten Partonen. Vergleich zwischen der 4- und 5-Jet-Methode.





# Literaturverzeichnis

- [1] S. Abachi, et al. (D0 Collaboration), *Search for high mass top quark production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, Phys.Rev.Lett. **74**, 2422 (1995)
- [2] F. Abe, et al. (CDF Collaboration), *Observation of top quark production in  $\bar{p}p$  collisions*, Phys.Rev.Lett. **74**, 2626 (1995)
- [3] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*, volume 4, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2010)
- [4] M. Thomson, *Modern Particle Physics*, volume 1, Cambridge University Press (2013)
- [5] H. Frauenfelder, E. M. Henley, *Teilchen und Kerne - Die Welt der subatomaren Physik*, volume 4, R. Oldenburg Verlag München Wien (1999)
- [6] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, volume 2, WILEY-VCH (2009)
- [7] G. Aad, et al. (ATLAS Collaboration), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 1 (2012), CERN-PH-EP-2012-218
- [8] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, volume 24, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2010)
- [9] B. Povh, et al., *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, volume 9, Springer Spektrum (2014)
- [10] *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass* (2014), ATLAS-CONF-2014-008, CDF-NOTE-11071, CMS-PAS-TOP-13-014, D0-NOTE-6416, 1403.4427
- [11] M. Perl, et al., *Evidence for Anomalous Lepton Production in  $e^+ - e^-$  Annihilation*, Phys.Rev.Lett. **35**, 1489 (1975)
- [12] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog.Theor.Phys. **49**, 652 (1973)

- [13] S. Herb, et al., *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys.Rev.Lett. **39**, 252 (1977)
- [14] T. Aaltonen, et al. (CDF Collaboration), *Exclusion of exotic top-like quarks with  $-4/3$  electric charge using jet-charge tagging in single-lepton  $t\bar{t}$  events at CDF*, Phys.Rev. **D88(3)**, 032003 (2013)
- [15] K. Olive, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin.Phys. **C38**, 090001 (2014)
- [16] I. I. Bigi, et al., *Production and Decay Properties of Ultraheavy Quarks*, Phys.Lett. **B181**, 157 (1986)
- [17] A. Quadt, *Top quark physics at hadron colliders*, Eur.Phys.J. **C48**, 835 (2006)
- [18] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3**, S08001 (2008)
- [19] G. Aad, et al. (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008)
- [20] S. Chatrchyan, et al. (CMS Collaboration), *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3**, S08004 (2008)
- [21] K. Aamodt, et al. (ALICE Collaboration), *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3**, S08002 (2008)
- [22] A. Alves, et al. (LHCb Collaboration), *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3**, S08005 (2008)
- [23] J. Erdmann, et al., *A likelihood-based reconstruction algorithm for top-quark pairs and the KLFitter framework*, Nucl.Instrum.Meth. **A748**, 18 (2014)
- [24] B. Lemmer, *Measurement of Spin Correlations in  $t\bar{t}$  Events from  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in the Lepton + Jets Final State with the ATLAS Detector* (2014), II.PHYSIK-UNIGÖ-DISS-2014-02, 1410.1791
- [25] *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data* (2011), ATLAS-CONF-2011-102, ATLAS-COM-CONF-2011-110
- [26] S. Frixione, B. R. Webber, *The MC@NLO event generator* (2002), CAVENDISH-HEP-02-09, LAPTH-922-02, GEF-TH-09-2002, hep-ph/0207182

- [27] S. Frixione, P. Nason, B. R. Webber, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production*, JHEP **0308**, 007 (2003)
- [28] S. Frixione, et al., *Angular correlations of lepton pairs from vector boson and top quark decays in Monte Carlo simulations*, JHEP **0704**, 081 (2007)
- [29] S. Frixione, et al., *The MCanLO 4.0 Event Generator* (2010), CAVENDISH-HEP-10-12, CERN-TH-2010-216, IPPP-10-62, DCPT-10-124, 1010.0819
- [30] H.-L. Lai, et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys.Rev. **D82**, 074024 (2010)
- [31] M. Lamont, *Status of the LHC*, J.Phys.Conf.Ser. **455**, 012001 (2013)
- [32] Zuletzt aufgerufen am 28.01.2015, URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>



# Danksagung

Als Erstes möchte ich meinem Erstgutachter Prof. Dr. Arnulf Quadt danken, der es mir recht kurzfristig ermöglicht hat, in seiner Arbeitsgruppe meine Bachelorarbeit zu schreiben. Des Weiteren danke ich Prof. Dr. Ariane Frey für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Boris Lemmer, der mir mit sehr viel Begeisterung und auch Geduld die Arbeitsweisen der Teilchenphysik näher gebracht hat und mich durchweg mit viel Motivation und Spaß bei der Anfertigung dieser Arbeit betreut hat. Außerdem möchte ich Philipp Stolte für das Korrekturlesen vor der Abgabe danken.

Ich danke Jantje, Anni und Leif, die mich letztendlich für das Physikstudium begeistern konnten.

Zu guter Letzt danke ich Julian für vier lustige Jahre in unserer schiefen Wohnung und für ein bisschen Abwechslung zum Uni-Alltag.

**Erklärung**

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 19. Mai 2015

(Simon Koch)