

Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Karin Julia Firnkes

born in Heidelberg (Germany)

2011

**Semileptonische Top-Quarks:
Näherung des Neutrino- und Top-Impulses**

This Bachelor Thesis has been carried out by Karin Julia Firnkes at the
Institute for Theoretical Physics in Heidelberg
under the supervision of
Tilman Plehn.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Analyse des Top-Quarks und dessen Zerfall sind einer der Hauptaspekte der modernen Physik am LHC – so auch in dieser Bachelorarbeit. In dieser Arbeit werden zum einen der semileptonische Zerfall des Top-Quarks untersucht und der Impuls des Neutrinos bzw. des Top-Quarks mithilfe der in der Veröffentlichung [6] beschriebenen Methode genähert. Dafür werden zum einen die dort vorgestellten Rechnungen nochmals im Detail ausgeführt. Zum anderen werden die Abhängigkeit der Methode vom p_T -Wert des Top-Quarks und die Effizienz der Methode untersucht und zusätzlich analysiert, ob sich diese als Top-Tagger eignet.

ABSTRACT

The analyses of the top quark and its decay are one of the main aspects of the new physics at the LHC. And so it is in this bachelor thesis. In this thesis we investigate the semileptonic decay of the top quark and approximate the momentum of the top and neutrino by usage of the method introduced in the paper [6]. Therefore all calculations regarding the mentioned method are calculated once again in detail in this work. Furthermore the method's dependence on the p_T value of the top quark is examined. The last point of this thesis is the efficiency of the introduced technique and the analysis of the question whether it is a top tagger or not.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	2
2.1	Elementarteilchen	2
2.1.1	Quarks	2
2.1.2	Leptonen	3
2.1.3	Eichbosonen	3
2.2	Das Top-Quark	3
2.2.1	Geschichte	4
2.2.2	Eigenschaften	4
3	Zerfall des Top-Quarks	5
3.1	Positionen der Zerfallsprodukte	5
3.2	Zerfall des W-Bosons	6
4	Betrachtung der Massen	9
5	Berechnung des Neutrino-Impulses	10
5.1	Top-Masse	11
5.2	W-Boson-Masse	12
5.3	Näherungsmethoden zur Bestimmung des Neutrino-Impulses	14
5.3.1	Berechnung der Schnittpunkte für $x_{\perp} = 0$	15
5.3.2	Berechnung der Schnittpunkte für $x_{\parallel} = 0$	15
6	Analyse des berechneten Neutrino-Impulses	18
6.1	Ergebnisse auf dem Parton-Level	18
6.2	Ergebnisse auf dem Hadron-Level	19
7	Untersuchung der p_T-Abhängigkeit	23
8	Effizienz dieser Methode	27
9	Relevanz dieser Untersuchung	29
	Literatur	30

1 Einleitung

Die Physik der Elementarteilchen beschäftigt sich mit den kleinsten, uns bekannten Bausteinen der Materie und deren Wechselwirkungen untereinander. Diese Arbeit wird sich im Besonderen einem Teilchen widmen – und zwar dem Top-Quark. Die Untersuchung des Top-Quarks spielt schon seit einigen Jahren eine große Rolle in der „modernen“ Physik. So fanden die ersten Untersuchungen an hadronischen Top-Quarks schon im Jahre 1994 [8] statt. In den folgenden Kapiteln werden jedoch keine hadronischen Tops untersucht, sondern leptonsche.¹ Diese Top-Quarks werden in den nächsten acht Kapiteln untersucht und unter anderem auch der 3-er-Impuls rekonstruiert. Diese Rekonstruktion ist besonders wichtig, wenn man in den Daten eines Detektors Top-Quarks identifizieren möchte. Denn die hier benutzten Daten für die Analysen entstammen nicht einem Detektor, sondern der Monte-Carlo-Simulation, genauer gesagt dem Simulationsprogramm PYTHIA. Man versucht also eine Methode zu entwickeln, die leptonsche Top-Quarks detektieren kann. Ziel dieser Arbeit ist es also die im Paper [6] beschriebene Methode nachzuvollziehen und weiter zu führen.

¹Grundsätzlich ist diese Bachelorarbeit eine Weiterführung des Papers [6].

2 Theorie

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick der – in dieser Arbeit benutzten – physikalischen Grundlagen geben. Hierzu werden zunächst die Grundlagen der Elementarteilchen besprochen und anschließend das Top-Quark gesondert behandelt.

2.1 Elementarteilchen

Es gibt drei verschiedene Arten von Elementarteilchen. Und zwar die Quarks, die Leptonen und die Eichbosonen. Diese werden nun im Detail in der gerade gegebenen Reihenfolge besprochen.

2.1.1 Quarks

Es werden sechs Quarks (*down*, *up*, *strange*, *charm*, *bottom* und *top*) unterschieden. Von diesen besitzen drei eine Ladung von $+2/3e$. Die anderen drei besitzen eine Ladung von $-1/3e$. Die Massen der Quarks sind in Tabelle 2.1 angegeben. Wie man erkennen kann, sind das Bottom- und das Top-Quark die schwersten unter ihnen. Auf das Top-Quark wird später noch genauer eingegangen. Eine allgemeine Besonderheit dieser Teilchengruppe ist, dass sie an allen vier Wechselwirkungen teilnimmt, das heißt an der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung und der Gravitation, auch wenn diese Wechselwirkung sehr schwach ist (zumindest nach unserem heutigen Wissensstand). Eine weitere Besonderheit bei den Quarks ist, dass diese nie einzeln auftreten, sondern nur gebunden. Diese Quarkverbindungen werden Hadronen genannt. Die Hadronen wiederum teilen sich in zwei Gruppen auf, und zwar den Mesonen und Baryonen. Mesonen bestehen aus einem Quark/Anti-Quark-Paar. Baryonen hingegen bilden sich aus drei Quarks. Da alle Quarks einen Spin von $1/2$ haben, besitzen Baryonen immer einen halbzahligen Spin. Sie sind also Fermionen. Mesonen sind dagegen Bosonen, haben also einen ganzzahligen Spin. [4, S.1333-1338]

	Quark	Masse in MeV/c^2	Ladung
1.Familie	d	10	$-1/3e$
	u	5	$+2/3e$
2.Familie	s	200	$-1/3e$
	c	1500	$+2/3e$
3.Familie	b	4300	$-1/3e$
	t	173000	$+2/3e$

Tabelle 2.1: Übersichtstabelle Quarks[4, S.1334 Tabelle 45-5]

2.1.2 Leptonen

Diese Gruppe von Teilchen ist in negativ- und neutral-geladene Teilchen aufgeteilt. Und zwar in die Teilchen e^- , μ^- , τ^- und ihre zugehörigen Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ . Im Gegensatz zu Quarks unterliegen Leptonen nicht der starken Wechselwirkung. Eine weitere Besonderheit der Leptonen ist, dass einige stabil sind, zum Beispiel das Elektron e^- und das Elektron-Neutrino ν_e . Bei den anderen Neutrinos wird bis jetzt nur vermutet, dass diese stabil sind. Zudem ist anzumerken, dass die Neutrinos eine Masse von fast Null haben, weshalb ihre Masse meistens gleich Null gesetzt wird. Dies geschieht auch in dieser Arbeit. Leptonen besitzen keine innere Struktur oder messbare Ausdehnung. Bei der Wechselwirkung mit anderen Teilchen oder elektromagnetischen Wellen verhalten sie sich jedoch wie punktförmige fundamentale Teilchen. [4, S.1327f]

Familie	Lepton	Masse in MeV/ c^2	Lebensdauer
1.	e^-	0.511	∞
	ν_e	$< 10^{-6}$	∞
2.	μ^-	105.7	$2.2 \cdot 10^{-6} s$
	ν_μ	< 0.25	$\infty?$
2.	τ^-	1777	$3 \cdot 10^{-13} s$
	ν_τ	< 35	$\infty?$

Tabelle 2.2: Übersichtstabelle Leptonen [3, S.187 Tabelle 7.3]

2.1.3 Eichbosonen

Eichbosonen sind die „Vermittlerteilchen“ der schwachen Kraft. Im Gegensatz zu den Vermittlerteilchen der anderen Wechselwirkungskräfte haben Eichbosonen eine Masse. Der Wert der Massen ist in Tabelle 2.3 aufgeführt. Wie man erkennen kann, sind diese Teilchen im Vergleich zu den Leptonen und Quarks recht schwer. Dies war auch der Grund, weswegen der Nachweis dieser Teilchen erst 1983 durch *UA1* und *UA2* am Beschleuniger *Spp̄S* am CERN experimentell gelungen ist. Eine weitere Besonderheit ist, dass Eichbosonen bzw. die schwache Wechselwirkung alle Teilchen betrifft. Das heißt, Leptonen und Hadronen können mithilfe dieser Eichbosonen wechselwirken. [4, S.1337]

Boson	Masse in GeV/ c^2	Ladung
W^\pm	80.2 ± 0.26	$\pm 1e$
Z^0	91.18 ± 0.004	0

Tabelle 2.3: Übersichtstabelle Eichbosonen [3, S.206 Tabelle 7.8]

2.2 Das Top-Quark

In diesem Kapitel wird das Top-Quark nochmal genauer betrachtet. Hierzu ist das Kapitel aufgeteilt in die Geschichte und die Eigenschaften des Top-Quarks.

2.2.1 Geschichte

Unabhängig voneinander zeigten *Gell-Mann* und *Georg Zweig* im Jahre 1964, dass die zuvor entdeckten Hadronen eine innere Struktur besitzen. Und zwar aus sog. Subteilchen. Diese wurden Quarks genannt. 1967 wurde dann die Quarkstruktur des Protons (*uud*) am SLAC durch *J. Friedman*, *H. Kendall* und *R. Taylor* experimentell bestätigt. [3, S.466] Die Entdeckung des ersten Teilchens mit Charm-Quarks erfolgte 1974 von *S. Ting et al* am Brookhaven National Laboratory und *S. Richter et al* am SLAC in Stanford (wieder gleichzeitig und unabhängig voneinander), wobei es sich bei dem Teilchen um das J/Ψ -Myon handelt. Dieses besteht aus einem Charm-Quark und einem Anti-Charm-Quark. Das Top-Quark jedoch wurde erst 1995 am Tevatron (großer Beschleuniger am Fermilab) gefunden. Grund für die späte Entdeckung war die große Masse des Top-Quarks und die daraus resultierende große Energiemenge zum Nachweis. So wurden im Tevatron ein Proton und ein Anti-Proton mit einer Energie von 0.9 TeV zusammenstoßen gelassen. Dabei entstand in wenigen Fällen ein Top/Anti-Top-Paar, das allerdings sehr schnell in andere Teile zerfällt. Diese können jedoch nachgewiesen werden, worauf man dann auf die Existenz des Top-Quarks schließen konnte. [4, S.1335]

2.2.2 Eigenschaften

Wie zuvor erwähnt, ist das Top-Quark mit seinen 173 GeV das schwerste unter den Quarks. Genauer gesagt ist es etwa 180-fach größer als die Protonenmasse mit 938 MeV. Wie jedes Quark nimmt es an allen Wechselwirkungen teil. Ein weiterer interessanter Gesichtspunkt des Top-Quarks ist sein Zerfall. Das Top-Quark zerfällt in den meisten Fällen in ein *b*-Quark und ein W^+ -Meson. Das W^+ -Meson zerfällt dann weiter, entweder hadronisch oder leptonisch. Dabei zerfallen etwa 67% hadronisch und 33% leptonisch. Dies wird später innerhalb der Arbeit nochmals untersucht bzw. überprüft.[9, S.802] Eine weitere Besonderheit ist die sehr kurze Lebensdauer des Top-Quarks. Diese beträgt lediglich $4.2 \cdot 10^{-25}$ sec. Damit zerfällt das Top-Quark so schnell, dass es keine Hadronen ausbilden kann. Um solche bilden zu können, müsste es mindestens 10^{-23} sec „leben“. Damit ist das Top-Quark das einzigste Quark, das keine Hadronen ausbildet. [1, S.374]

3 Zerfall des Top-Quarks

Das Top-Quark zerfällt in ein Bottom-Quark und ein W -Boson. Der darauf folgende Zerfall des Bosons wird im Kapitel „Zerfall des W -Bosons“ genauer untersucht. Den Feynman-Graphen des gesamten Zerfalls sieht man in Abbildung 3.1. Dabei ist anzumerken, dass dieser nur eine Möglichkeit für den Zerfall darstellt.

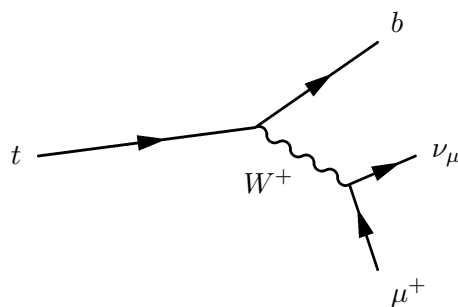


Abbildung 3.1: Top-Quark-Zerfall

Dennoch ist der Graph für diese Arbeit wichtig, da dort das Top-Quark leptonisch zerfällt. Aus den daraus resultierenden Ergebnissen wird im Laufe der Arbeit der Impuls des Neutrinos berechnet. Zudem ist zu beachten, dass in jedem Event ein Top-Quark und ein dazugehöriges Anti-Top-Quark zerfallen. Somit entstehen pro Event sechs Teilchen.

3.1 Positionen der Zerfallsprodukte

Um ein Gefühl für den Zerfall des Top-Quarks zu bekommen, werden hier nun in Abbildung 3.2 die Positionen der Zerfallsprodukte dargestellt. Dies wurde beispielhaft an einem Event –

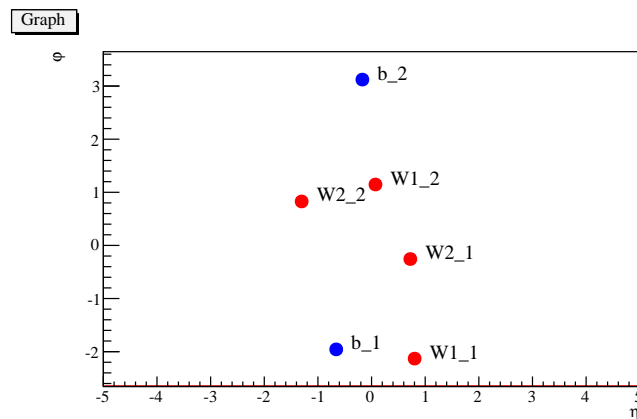


Abbildung 3.2: Graph der Positionen der einzelnen Zerfallsprodukte

3 Zerfall des Top-Quarks

also einem Zerfallsereignis –gemacht. In Abbildung 3.2 sind die Positionen der sechs Zerfallsprodukte zu sehen. Auf der x -Achse ist die η -Achse von -5 bis 5 aufgetragen. Die y -Achse stellt den Winkel φ des Detektors dar. In der Abbildung kann man zwei Gruppierungen von jeweils drei Zerfallsprodukten erkennen. Dabei sind b_1 und b_2 die entstehenden Bottom-Quarks des Top/Anti-Top-Paares. Die anderen vier Teilchen (W_1 und W_2) entstehen durch den Zerfall der entstandenen W -Bosonen.

3.2 Zerfall des W-Bosons

In diesem Unterkapitel wird der beim Top-Quark-Zerfall vorkommende W -Boson-Zerfall genauer untersucht. Wie man in Abbildung 3.2 sehen konnte, zerfällt das W -Boson in zwei Teilchen, wobei es entweder leptonisch oder hadronisch zerfallen kann (Abbildung 3.3).

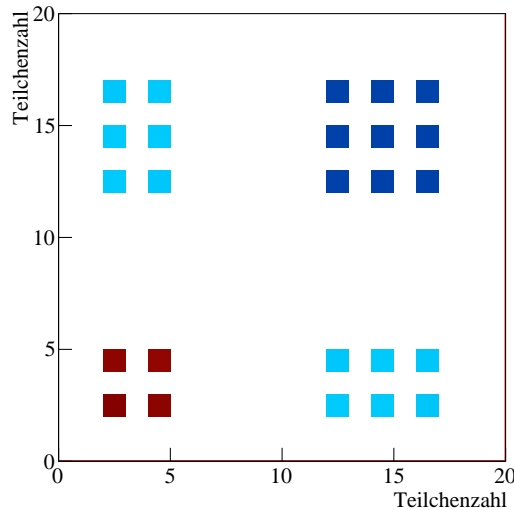


Abbildung 3.3: Übersicht der Zerfallskombinationen beim W -Boson-Zerfall, Häufigkeitsskala geht von dunkelblau zu dunkelrot

Dieses zweidimensionale Histogramm zeigt alle detektierten W -Boson-Zerfälle in dieser Datenmenge. Auf der x -Achse sind die Zerfallsprodukte eines W -Bosons aufgetragen (z.B. die vom Top-Quark stammenden) und auf der y -Achse die Zerfallsprodukte des zweiten W -Bosons (die vom Anti-Top-Quark stammenden). Dabei deutet die Farbe die jeweilige Häufigkeit an. Die x - und y -Achsen sind einheitenlos. Die Ziffern entsprechen dem Elementarteilchen-Identifikationscode für Pythia 6.413 (vgl. Tabelle 3.2).

Damit ergeben sich folgende Zerfälle für das W -Boson (als Feynman-Graphen dargestellt):

- *Leptonisch*: Bei dem leptonischen Zerfall des W -Bosons entsteht ein Elektron e^- oder ein Myon μ^- mit dem dazugehörigen Neutrino.

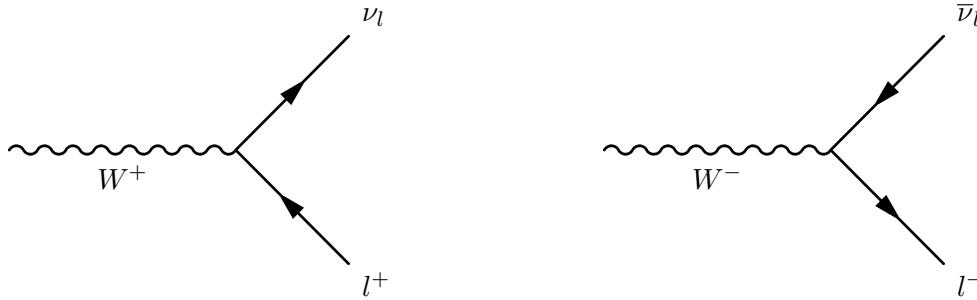


Abbildung 3.4: Leptonischer Zerfall des W -Bosons

- *Hadronisch*: Beim hadronischen Zerfall dagegen entsteht ein $\bar{u}d$ -Paar oder ein $\bar{c}s$ -Paar bzw. die dazugehörigen Anti-Teilchen.

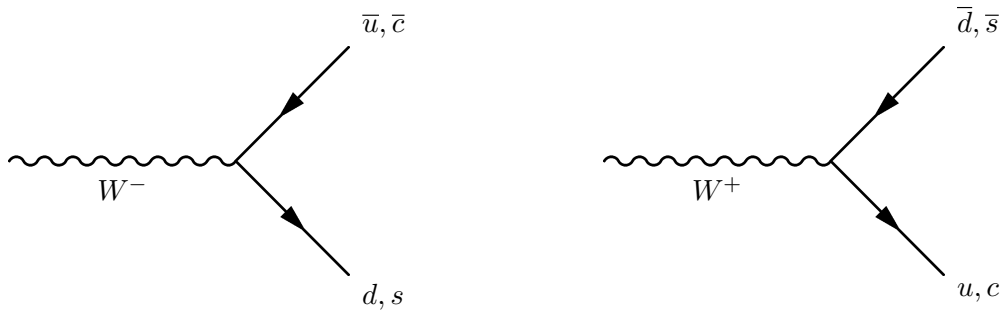


Abbildung 3.5: Hadronischer Zerfall des W -Bosons

	$t_l t_l$	$t_h t_h$	$t_l t_h$	Ereignisse mit τ
Events	2909	26863	17750	12478
Prozent	4.8	44.8	29.6	20.8

Tabelle 3.1: Anzahl der Zerfallspaare der 60000 Ereignisse

Um eine genauere Aussage darüber treffen zu können, wie oft ein Zerfall vorgekommen ist, bzw. wie oft welche paarweise aufgetreten sind, sind diese in Tabelle 3.1 aufgelistet. Dabei bedeutet t_l bzw. t_h , dass das W -Boson leptonisch bzw. hadronisch zerfallen ist. $t_l t_l$ heißt also, dass beide W -Bosonen leptonisch zerfallen sind. In Tabelle 3.1 sind ebenfalls die Prozente im Bezug auf die Gesamtereigniszahl eingetragen. Wie man sehen kann, entsprechen die erzielten Ergebnisse in etwa den in Kapitel 2.2.2 erwarteten Werten.

3 Zerfall des Top-Quarks

Teilchen	Pythia 6.413
d	1
u	2
s	3
c	4
b	5
t	6
e^-	11
ν_e	12
μ	13
ν_μ	14
τ	15
ν_τ	16

Tabelle 3.2: Elementarteilchen-Identifikationscode für Pythia 6.413

4 Betrachtung der Massen

Nach der genauen Untersuchung des W -Boson-Zerfalls werden nun in diesem Kapitel die Massen der einzelnen Zerfallsprodukte betrachtet. In Abbildung 4.1 sind unterschiedliche Massen aufgetragen, wobei in jedem der drei Bilder die y -Achse die jeweilige Häufigkeit der Massen darstellt. Das folgende Bild (Abbildung 4.1, obere Zeile) zeigt die Summe der Massen des b -Quarks mit einem der anderen Zerfallspartnern ($W1$ bzw $W2$ siehe Abbildung 3.2). Die beiden anderen Abbildungen stellen zum einen die Masse des W -Bosons und zum anderen die Top Masse dar. Die W -Masse wurde mithilfe von $W1 + W2$ bestimmt. Wie erwartet liegt der berechnete Wert bei etwa 80 GeV. Auch die Top-Masse liefert den gewünschten Wert von etwa 173 GeV. Dabei wurde die Top-Masse durch die Summation aller drei Zerfallsprodukte ($W1, W2$ und b) bestimmt.

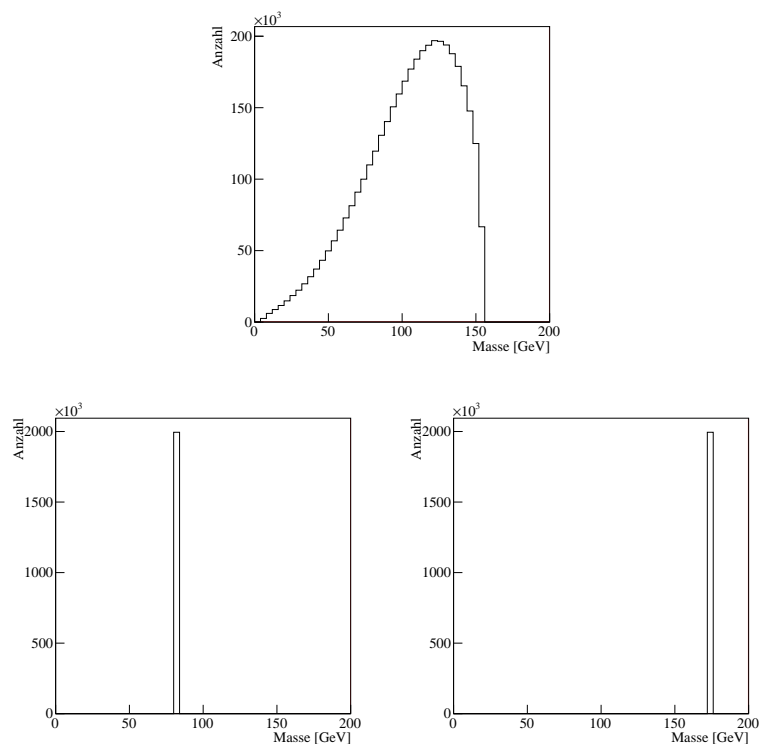


Abbildung 4.1: Obere Zeile: Masse der Zerfallskomponenten des W -Bosons, Untere Zeile: Masse des W -Bosons und der Top-Quarks

5 Berechnung des Neutrino-Impulses

In diesem Kapitel wird versucht, aus den gewonnenen Daten den Impuls des Neutrinos zu bestimmen.¹ Die zur Verfügung stehenden Daten sind zum einen die 4-er Vektoren des Leptons p_l und des Bottom-Quarks p_b . Außerdem kennen wir die Top- und die W -Boson-Masse. Des weiteren nehmen wir die Masse des Neutrinos $m_\nu = 0$ an. Damit gibt es nur noch eine Unbekannte und zwar den 3-er Impuls der Neutrinos \vec{p}_ν . Um diesen berechnen zu können, definiert man zunächst ein geeignetes Koordinatensystem:

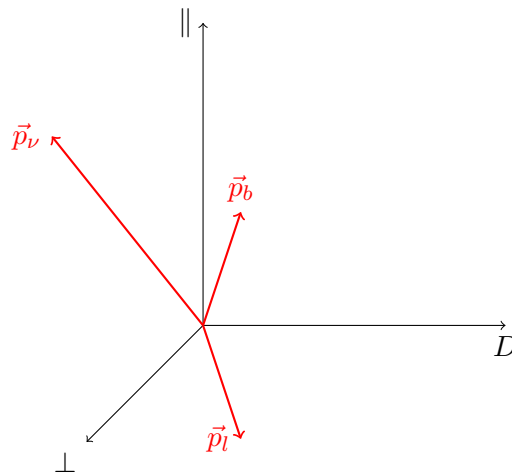
$$\hat{p}^D = \frac{\vec{p}_{bl}}{|\vec{p}_{bl}|} \quad (5.1)$$

$$\hat{p}^{\parallel} = \frac{\vec{p}_l - (\vec{p}_l \cdot \hat{p}^D)\hat{p}^D}{|\vec{p}_l - (\vec{p}_l \cdot \hat{p}^D)\hat{p}^D|} \quad (5.2)$$

$$\hat{p}^{\perp} = \hat{p}^D \times \hat{p}^{\parallel} \quad (5.3)$$

(mit $\vec{p}_{bl} = \vec{p}_b + \vec{p}_l$)

Dies wird in der unten aufgeführten Skizze veranschaulicht:



Für den Impuls des Neutrinos ergibt sich damit innerhalb dieses Koordinatensystems folgende Parametrisierung:

$$\vec{p}_\nu = x_D \hat{p}^D + x_{\parallel} \hat{p}^{\parallel} + x_{\perp} \hat{p}^{\perp} \quad (5.4)$$

Um den Impuls nun zu berechnen, müssen also die Konstanten x_D , x_{\parallel} und x_{\perp} bestimmt werden. Hierzu werden die Top-Masse und die Masse des W -Bosons näher betrachtet.

¹Die in diesem Kapitel vorgestellten Rechnungen stammen aus dem Paper [6, S.9 f.].

5.1 Top-Masse

Für die Top-Masse gilt:

$$m_t^2 = (p_l + p_b + p_\nu)^2 \quad (5.5)$$

Mithilfe von $m_{bl}^2 = (p_l + p_b)^2$ und $p_\nu^2 = m_\nu^2 = 0$ lässt sich (5.5) vereinfachen zu:

$$\begin{aligned} m_t^2 &= (p_l + p_b + p_\nu)^2 \\ &= (p_l + p_b)^2 + p_\nu^2 + 2(p_l + p_b)p_\nu \\ m_t^2 - m_{bl}^2 &= 2(p_l + p_b)p_\nu \\ &= 2\underbrace{(E_b + E_l)}_{=E_{bl}} E_\nu - 2\underbrace{(\vec{p}_l + \vec{p}_b)}_{=\vec{p}_{bl}} \vec{p}_\nu \end{aligned}$$

Mit der Beziehung $\vec{p}_\nu \vec{p}_{bl} = |\vec{p}_{bl}| x_D$ ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} m_t^2 - m_{bl}^2 &= 2E_{bl} |\vec{p}_\nu| - 2|\vec{p}_{bl}| x_D \\ \Rightarrow 2E_{bl} |\vec{p}_\nu| &= (m_t^2 - m_{bl}^2) + 2|\vec{p}_{bl}| x_D \end{aligned} \quad (5.6)$$

Durch Quadratur von (5.6) erhält man:

$$\begin{aligned} (m_t^2 - m_{bl}^2)^2 + 4|\vec{p}_{bl}|^2 x_D^2 + 4(m_t^2 - m_{bl}^2) |\vec{p}_{bl}| x_D &= 4E_{bl}^2 |\vec{p}_\nu|^2 & \left| E^2 = |\vec{p}|^2 + m^2 \right. \\ &= 4(|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2)(x_\perp^2 + x_\parallel^2 + x_D^2) \\ \Rightarrow \frac{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2}{4} &= (|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2)x_\perp^2 + (|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2)x_\parallel^2 + x_D^2 m_{bl}^2 - (m_t^2 - m_{bl}^2) |\vec{p}_{bl}| x_D \end{aligned} \quad (5.7)$$

Um später einfachere Aussagen über die einzelnen Komponenten x_D , x_\parallel und x_\perp machen zu können, wird (5.7) in Ellipsenform gebracht.

$$\frac{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2}{4} \underbrace{\left(\frac{|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2}{m_{bl}^2} - \frac{|\vec{p}_{bl}|^2}{m_{bl}^2} \right)}_{=1} = (|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2)x_\perp^2 + (|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2)x_\parallel^2 + x_D^2 m_{bl}^2 - 4(m_t^2 - m_{bl}^2) |\vec{p}_{bl}| x_D$$

5 Berechnung des Neutrino-Impulses

$$\begin{aligned}
&\Rightarrow \frac{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2}{4} \frac{|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2}{m_{bl}^2} = (|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2)x_{\perp}^2 + (|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2)x_{\parallel}^2 + x_D^2 m_{bl}^2 - (m_t^2 - m_{bl}^2)|\vec{p}_{bl}|x_D \\
&\quad + \frac{|\vec{p}_{bl}|^2}{m_{bl}^2} \frac{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2}{4} \\
&\Rightarrow \frac{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2}{4} = x_{\parallel}^2 m_{bl}^2 + x_{\perp}^2 m_{bl}^2 + \left(x_D^2 - 2x_D \frac{|\vec{p}_{bl}|(m_t^2 - m_{bl}^2)}{2m_{bl}^2} + \frac{|\vec{p}_{bl}|^2(m_t^2 - m_{bl}^2)^2}{4m_{bl}^4} \right) \cdot \frac{m_{bl}^4}{|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2} \\
&\quad = x_{\parallel}^2 m_{bl}^2 + x_{\perp}^2 m_{bl}^2 + \left(x_D - \frac{|\vec{p}_{bl}|(m_t^2 - m_{bl}^2)}{2m_{bl}^2} \right)^2 \frac{m_{bl}^4}{|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2} \\
1 &= x_{\parallel}^2 \frac{4m_{bl}^2}{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2} + x_{\perp}^2 \frac{4m_{bl}^2}{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2} + \left(x_D - \frac{|\vec{p}_{bl}|(m_t^2 - m_{bl}^2)}{2m_{bl}^2} \right)^2 \frac{m_{bl}^2}{|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2} \frac{4m_{bl}^2}{(m_t^2 - m_{bl}^2)^2}
\end{aligned}$$

Mit $R_{t,1} = \frac{m_t^2 - m_{bl}^2}{2m_{bl}^2}$, $R_{t,2} = \frac{\sqrt{|\vec{p}_{bl}|^2 + m_{bl}^2}}{m_{bl}} R_{t,1}$ und $\bar{x}_D = \frac{|\vec{p}_{bl}|^2}{m_{bl}} R_{t,1}$ ergibt sich die gesuchte 3-dimensionale Ellipsengleichung, wobei x_D , x_{\parallel} und x_{\perp} die Einheitsvektoren des Koordinatensystems sind.

$$\Rightarrow \frac{x_{\parallel}^2}{R_{t,1}^2} + \frac{x_{\perp}^2}{R_{t,1}^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} = 1 \quad (5.8)$$

5.2 W-Boson-Masse

Für das W -Boson gilt eine ähnliche Beziehung, wie für das Top-Quark:

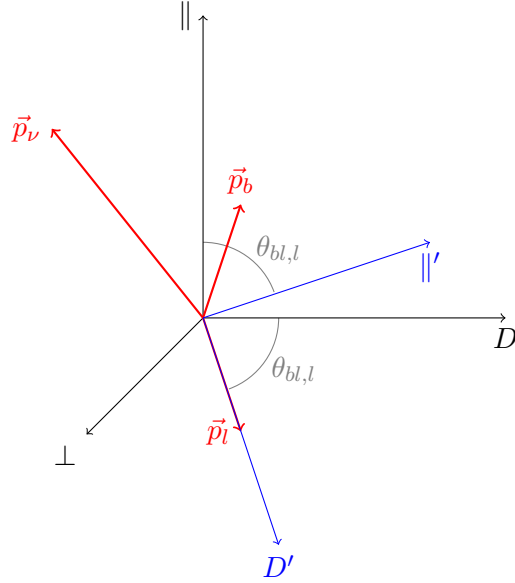
$$m_W^2 = (p_{\nu} + p_l)^2 \quad (5.9)$$

In der weiteren Rechnung wurde die Beziehung $p = (E, \vec{p})$ und die Näherung $m_l = m_{\nu} = 0$ verwendet. Außerdem wurde das zuvor eingeführte Koordinatensystem von x_D , x_{\parallel} und x_{\perp} um eine fixierte Koordinatenachse um den Winkel θ gedreht. Damit ergeben sich folgende neue Koordinaten:

$$x_{\perp} = y_{\perp} \quad (5.10)$$

$$\begin{pmatrix} y_D \\ y_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{bl,l} & \sin \theta_{bl,l} \\ -\sin \theta_{bl,l} & \cos \theta_{bl,l} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_D \\ x_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Zur Veranschaulichung nochmals eine Skizze mit den neuen gestrichelten Koordinaten (blau):



Für den Neutrino-Impuls gilt somit:

$$\vec{p}_\nu = y_\perp p^\perp + y_{||} p^{||} + y_D p^D \quad (5.12)$$

$$|\vec{p}_\nu|^2 = y_\perp^2 + y_{||}^2 + y_D^2 \quad (5.13)$$

$$(\vec{p}_l \vec{p}_\nu) = |\vec{p}_l| y_D \quad (5.14)$$

Mithilfe der oben aufgeführten Beziehungen lässt sich (5.9) auf eine ähnliche Form bringen, wie bei der Betrachtung der Top-Masse.

$$\begin{aligned} m_W^2 &= (p_\nu + p_l)^2 & (5.15) \\ &= p_\nu^2 + p_l^2 + 2p_l p_\nu \\ &= 2E_l E_\nu - 2\vec{p}_l \vec{p}_\nu \\ &= 2|\vec{p}_\nu| |\vec{p}_l| - 2|\vec{p}_l| y_D \end{aligned}$$

$$\Rightarrow m_W^2 + 2|\vec{p}_l| y_D = 2|\vec{p}_l| |\vec{p}_\nu| \quad (5.16)$$

Die Gleichung (5.16) wird nun wie zuvor bei der Top-Masse quadriert.

$$\begin{aligned} m_W^4 + 4m_W^2 |\vec{p}_l| y_D + 4|\vec{p}_l|^2 y_D^2 &= 4|\vec{p}_l|^2 |\vec{p}_\nu|^2 \\ m_W^4 + 4m_W^2 |\vec{p}_l| y_D + 4|\vec{p}_l|^2 y_D^2 &= 4(y_\perp^2 + y_{||}^2 + y_D^2) |\vec{p}_l|^2 \\ \Rightarrow \frac{m_W^4}{4} &= (y_\perp^2 + y_{||}^2) |\vec{p}_l|^2 - m_W^2 |\vec{p}_l| y_D \end{aligned} \quad (5.17)$$

5 Berechnung des Neutrino-Impulses

Die Gleichung (5.17) wird wieder in Ellipsenform gebracht:

$$\begin{aligned}\frac{m_W^4}{4} &= (y_\perp^2 + y_\parallel^2)|\vec{p}_l|^2 - m_W^2|\vec{p}_l|y_D \\ 1 &= y_\parallel^2 \frac{4|\vec{p}_l|^2}{m_W^4} + y_\perp^2 \frac{4|\vec{p}_l|^2}{m_W^4} - 2y_D \frac{2|\vec{p}_l|}{m_W^2}\end{aligned}\quad (5.18)$$

Mit $R_W = m_W^2/2|\vec{p}_l|$ vereinfacht sich (5.18) zu:

$$\Rightarrow \frac{y_\parallel^2}{R_W^2} + \frac{y_\perp^2}{R_W^2} - \frac{2y_D}{R_W} = 1 \quad (5.19)$$

5.3 Näherungsmethoden zur Bestimmung des Neutrino-Impulses

Um nun aus (5.8) und (5.19) den Neutrino-Impuls bestimmen zu können, werden zwei unterschiedliche Näherungsverfahren benutzt. Im ersten Fall wird $x_\perp = 0$ gesetzt und im zweiten Fall $x_\parallel = 0$. Damit ergeben sich folgende Vereinfachungen:

- Fall 1 ($x_\perp = 0$):

$$\frac{x_\parallel^2}{R_{t,1}^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} = 1 \quad (5.20)$$

$$\frac{y_\parallel^2}{R_W^2} - \frac{2y_D}{R_W} = 1 \quad (5.21)$$

- Fall 2 ($x_\parallel = 0$):

$$\frac{x_\perp^2}{R_{t,1}^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} = 1 \quad (5.22)$$

$$\frac{x_\perp^2}{R_W'^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D')^2}{R_W''^2} = 1, \quad (5.23)$$

wobei $R_W' = R_W/\sin(\theta_{bl,l})$, $R_W'' = R_W/\sin(\theta_{bl,l})^2$ und $\bar{x}_D' = \cos(\theta_{bl,l})R_W/\sin(\theta_{bl,l})^2$.

Für die Berechnung des Neutrino-Impulses werden die Schnittpunkte der beiden Ellipsen bzw. Parabeln gesucht. Diese erhält man durch Auflösen der Gleichungen (5.20) und (5.21) bzw. (5.22) und (5.23) nach einer Variablen und anschließendem Gleichsetzen. Es folgen die (teilweise) analytischen Berechnungen der Schnittpunkte.

Anzumerken ist, dass nur semileptonische Ereignisse – Ereignisse, in denen ein Top-Quark leptonisch und eines hadronisch zerfällt – benutzt wurden und die Ergebnisse dieser Berechnungen anschließend mithilfe eines Programmes (also eines Computers) ausgeführt wurden, da die Datenmengen keine Rechnung per Hand zulassen (zumindest nicht in endlicher Zeit!).

5.3.1 Berechnung der Schnittpunkte für $x_{\perp} = 0$

Zur Erinnerung hier nochmal die beiden Ellipsengleichungen (5.20) und (5.21):

$$\frac{x_{\parallel}^2}{R_{t,1}^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} = 1$$

$$\frac{y_{\parallel}^2}{R_W^2} - \frac{2y_D}{R_W} = 1$$

Für diese Gleichungen werden zunächst die rotierten Koordinaten y_D und y_{\parallel} eingesetzt mit:

$$y_D = \cos \theta_{bl,l} x_D + \sin \theta_{bl,l} x_{\parallel}$$

$$y_{\parallel} = -\sin \theta_{bl,l} x_D + \cos \theta_{bl,l} x_{\parallel}$$

Damit ergibt sich:

$$\frac{x_{\parallel}^2}{R_{t,1}^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} = 1$$

$$\frac{(-\sin \theta_{bl,l} x_D + \cos \theta_{bl,l} x_{\parallel})^2}{R_W^2} - \frac{2(\cos \theta_{bl,l} x_D + \sin \theta_{bl,l} x_{\parallel})}{R_W} = 1$$

Da hierfür keine analytische Lösung bekannt ist wurde diese Gleichung numerisch berechnet. Durch dieses Verfahren bekommt man zwei Lösungen für den Neutrino 3er-Impuls. Um anschließend noch den Impuls des Top-Quarks zu bekommen wird folgende beziehung ausgenutzt:

$$\vec{p}_t = \vec{p}_b + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu$$

5.3.2 Berechnung der Schnittpunkte für $x_{\parallel} = 0$

Zur Erinnerung hier nochmal die beiden Ellipsengleichungen (5.22) und (5.23):

$$\frac{x_{\perp}^2}{R_{t,1}^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} = 1$$

$$\frac{x_{\perp}^2}{R_W'^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D')^2}{R_W'^2} = 1$$

Auflösen beider Gleichungen nach x_{\perp}^2 :

$$\frac{x_{\perp}^2}{R_{t,1}^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} = 1 \Rightarrow x_{\perp}^2 = \left(1 - \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2}\right) \cdot R_{t,1}^2 \quad (5.24)$$

$$\frac{x_{\perp}^2}{R_W'^2} + \frac{(x_D - \bar{x}_D')^2}{R_W'^2} = 1 \Rightarrow x_{\perp}^2 = \left(1 - \frac{(x_D - \bar{x}_D')^2}{R_W'^2}\right) \cdot R_W'^2 \quad (5.25)$$

5 Berechnung des Neutrino-Impulses

(5.24) und (5.25) werden nun gleichgesetzt, um die letzte Unbekannte x_D zu bestimmen.

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{(x_D - \bar{x}'_D)^2}{R_W''^2}\right) \cdot R_W'^2 &= \left(1 - \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2}\right) \cdot R_{t,1}^2 \\ R_W'^2 - R_{t,1}^2 &= \frac{(x_D - \bar{x}'_D)^2}{R_W''^2} R_W'^2 - \frac{(x_D - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2} R_{t,1}^2 \\ R_W'^2 - R_{t,1}^2 &= \frac{(x_D - \bar{x}'_D)^2 R_W'^2 R_{t,2}^2 - (x_D - \bar{x}_D)^2 R_{t,1}^2 R_W''^2}{R_W''^2 R_{t,2}^2} \\ R_W''^2 R_{t,2}^2 (R_W'^2 - R_{t,1}^2) &= (x_D - \bar{x}'_D)^2 R_W'^2 R_{t,2}^2 - (x_D - \bar{x}_D)^2 R_{t,1}^2 R_W''^2 \end{aligned}$$

Sortieren nach x_D^2 bzw. x_D :

$$\begin{aligned} 0 &= x_D^2 (R_W''^2 R_{t,2}^2 - R_{t,1}^2 R_W''^2) - 2x_D (\bar{x}'_D R_W''^2 R_{t,2}^2 - \bar{x}_D R_{t,1}^2 R_W''^2) \\ &\quad + \bar{x}'_D^2 R_W''^2 R_{t,2}^2 - \bar{x}_D^2 R_{t,1}^2 R_W''^2 - R_W''^2 R_{t,2}^2 (R_W'^2 - R_{t,1}^2) \end{aligned} \quad (5.26)$$

Somit erhält man eine quadratische Gleichung, die man mithilfe der Mitternachtsformel lösen kann. Dazu werden die folgenden Variablen definiert.

$$\begin{aligned} a &:= R_W''^2 R_{t,2}^2 - R_{t,1}^2 R_W''^2 \\ b &:= \bar{x}'_D R_W''^2 R_{t,2}^2 - \bar{x}_D R_{t,1}^2 R_W''^2 \\ c &:= \bar{x}'_D^2 R_W''^2 R_{t,2}^2 - \bar{x}_D^2 R_{t,1}^2 R_W''^2 - R_W''^2 R_{t,2}^2 (R_W'^2 - R_{t,1}^2) \end{aligned}$$

Damit ergibt sich für x_D der Wert:

$$\begin{aligned} x_D^\pm &= \frac{2b \pm \sqrt{4b^2 - 4ac}}{2a} \\ &= \frac{b \pm \sqrt{b^2 - ac}}{a} \end{aligned} \quad (5.27)$$

Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Wurzel $\sqrt{b^2 - ac}$ nicht negativ und somit der ganze Ausdruck imaginär wird. Diese Bedingung wird in der anschließenden Berechnung durch den Computer überprüft, um solche Fehler ausschließen zu können.

Um nun x_\perp zu bekommen, wird x_D^\pm in einer der beiden Ellipsengleichungen (5.22) bzw. (5.23) eingesetzt und nach x_\perp aufgelöst. Die so bestimmte Gleichung lautet:

$$x_\perp = \sqrt{\left(1 - \frac{(x_D^\pm - \bar{x}_D)^2}{R_{t,2}^2}\right) \cdot R_{t,1}^2} \quad (5.28)$$

Um für x_\perp reelle Lösungen zu erhalten, muss die Bedingung $|x_D^\pm - \bar{x}_D| < R_{t,2}$ erfüllt sein. Die Überprüfung dieser Bedingung wird wiederum durch den Computer übernommen. Durch diese hier vorgestellte Rechnung bekommt man somit zwei Lösungen für den Neutrino-Impuls.

5.3 Näherungsmethoden zur Bestimmung des Neutrino-Impulses

Da am Anfang dieses Kapitels angenommen wurde, dass der Impuls des Leptons und b -Quarks bekannt ist und in dieser Näherung x_{\parallel} Null gesetzt wurde, kann man mithilfe der Beziehung

$$\vec{p}_{\nu} = x_D \hat{p}^D + x_{\parallel} \hat{p}^{\parallel} + x_{\perp} \hat{p}^{\perp}$$

den Impuls des Neutrinos berechnen.

Im folgenden Kapitel wird nicht nur der Impuls des Neutrinos benötigt, sondern auch der Impuls des Top-Quarks. Dieser wird mithilfe des berechneten Neutrino-Impulses und den bekannten Impulsen des Leptons und des b -Quarks berechnet:

$$\vec{p}_t = \vec{p}_b + \vec{p}_l + \vec{p}_{\nu}$$

6 Analyse des berechneten Neutrino-Impulses

In diesem Kapitel wird der berechnete Neutrino-Impuls mit dem „echten“ Neutrino-Impuls verglichen, um mögliche Schwächen in der Bestimmung des Neutrino-Impulses zu erkennen. (Dabei sind mit den „echten“ Werten die Werte des Parton-Levels gemeint.)

Es werden dabei folgende Werte betrachtet:

$$\Delta^{est}|p_{t,\nu}| = |p_{t,\nu}^{est}| - |p_{t,\nu}^{true}| \quad (6.1)$$

$$\Delta^{est}|\phi_{t,\nu}| = |\phi_{t,\nu}^{est}| - |\phi_{t,\nu}^{true}| \quad (6.2)$$

$$\Delta^{est}|\theta_{t,\nu}| = |\theta_{t,\nu}^{est}| - |\theta_{t,\nu}^{true}|, \quad (6.3)$$

wobei die mit *est* gekennzeichneten Werte die berechneten Werte sind. Die mit *true* gekennzeichneten gehören zu den „echten“ Werten. Die Indizes t, ν stehen für das Top-Quark bzw. für das Neutrino. Dabei ist ϕ der Winkel zwischen berechnetem Top oder Neutrino und dem echten Top bzw. Neutrinos in der x-y Ebene. θ ist dafür der Winkel zwischen *est* 3er-Vector und *true* 3er-Vector. Also der Raumwinkel zwischen berechnetem Wert und echtem Wert. p ist der normale 3er-Vector. In den nächsten Abschnitten werden die Ergebnisse des Parton- bzw. des Hadron-Levels vorgestellt.

6.1 Ergebnisse auf dem Parton-Level

Das Parton-Level ist die Ebene der Quarks und Gluonen. Da diese Ebene im Experiment niemals die „Endebene“ sein kann (in der Realität zerfallen Quarks und Co weiter zu Jets), ist diese Ebene rein theoretischer Natur. Dennoch ist diese Ebene wichtig um genaue physikalische Aussagen treffen zu können.

Vor der Vorstellung der Ergebnisse für das Parton-Level werden zunächst die vollzogenen Bedingungen vorgestellt. Zur Analyse wurden nur semi-leptonische Ereignisse benutzt. Damit gibt es also nur ein Lepton bzw. ein Neutrino. Der p_T -Wert des Leptons bzw. des b -Quarks muss größer als 20 GeV bzw. größer als 25 GeV sein. Außerdem wurde der p_T -Wert des echten Neutrinos auf > 150 GeV beschränkt. Anschließend wurde verlangt, dass die Masse $m_{bl} < 151$ GeV ist.

Da man bei den oben vorgestellten Näherungen immer zwei Lösungen erhält (jeweils für das t -Quark und das Neutrino) wird eine der beiden ausgewählt. Dazu wird für die orthogonale Näherung ($x_{||} = 0$) der Absolutwert der Differenz zwischen echtem Neutrino-2er-Impuls und einem der beiden berechneten Neutrino-2er-Impulse miteinander verglichen und der Absolutwert des kleineren Neutrinos wurde zur weiteren Analyse genommen. Für die zweite Näherung ($x_{\perp} = 0$) wurde der 3er-Impuls der beiden resultierenden Tops miteinander verglichen. Wieder wurde das Ergebnis zur weiteren Analyse benutzt, was einen kleineren Wert

hatte. Anschließend wurde der Betrag des 3er Impulses des so ausgewählten Top-Quarks auf > 200 GeV beschränkt. Die so erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 6.1 zu sehen.

Die ersten vier Bilder zeigen die Ergebnisse des Neutrinos, die anderen vier die Ergebnisse des Top-Quarks. Dabei sind die Winkelnäherungen ϕ und θ recht gut gelungen, wobei die Näherungen für das Top-Quark noch etwas besser sind als für das Neutrino und allgemein die orthogonale Näherung (rot) hier in allen vier Fällen besser als die parallele (schwarz) ist. Um für den Fehler des Impulses eine bessere Aussage treffen zu können, betrachten wir zunächst wieviel Prozent der Einträge einen Fehler von unter 20% besitzen.

< 20%	Näherung		Prozent
	Neutrino	ortho	25.4%
		decay	20.3%
	Top	ortho	41.4%
		decay	28.1%

Tabelle 6.1: Prozentualer Anteil der Ergebnisse $< 20\%$ für den Impulsfehler

Einen Überblick über diese Werte findet man in Tabelle 6.1. Wieder ist die orthogonale Näherung (rot) für das Top-Quark und das Neutrino besster als die parallele (schwarz).

6.2 Ergebnisse auf dem Hadron-Level

Das Hadron-Level entspricht gewissermaßen der „Endebene“ eines echten Experimentes. Es besteht also z.B. aus Pionen und anderen Hadronen. Diese Ebene ist aus diesem Grund sehr interessant, da man dort einen direkten Bezug zum Experiment hat.

Wie zuvor beim Parton-Level werden auch hier nur semi-leptonische Ereignisse zur Analyse benutzt. Da es in der Hadron-Ebene vorkommen kann, dass mehr als nur ein Jet als Lepton identifiziert werden kann, ist ein Kriterium für das Hadron-Level die Existenz eines einzigen Leptons, wobei der p_T -Wert > 20 GeV sein muss. Um das b -Quark identifizieren zu können, ist es notwendig zu überprüfen, ob das als b -Quark vermutete Teilchen nah genug am echten b -Quark ist (Radius < 0.2). Des weiteren werden die Existenz eines hadronischen Top-Quarks mit $p_T > 200$ GeV, für die Masse $m_{bl} = m_b + m_l < 151$ GeV und $p'_T > 150$ GeV gefordert. Hierbei kennzeichnet p'_T den p_T -Wert des fehlenden Neutrino-4er-Vektors. Die Selektion der Lösung erfolgt identisch zum Parton-Level.

Wie zuvor auf dem Parton-Level liefern die Fehleranalysen der Winkel ϕ und θ ähnlich Ergebnisse. Weit aus interessante ist die Fehlerbetrachtung der relativen Impulse. Diese sind in Abbildung 6.2 zu sehen.

Dabei fällt wieder auf, dass die Näherung für die Winkel ϕ und θ recht gute Ergebnisse liefert, wobei die orthogonale Näherung erneut besser ist als die parallele. Auch ist das Top-Quark im Vergleich zum Neutrino für ϕ bzw. θ wieder viel besser angenähert. Der prozentuale Anteil der besten 20% des Impulses ist in Tabelle 6.2 aufgelistet, um genauere Aussagen machen zu können. Wie im Parton-Level davor liefert die orthogonale Näherung hier bessere Resultate, wobei die Näherung für das Top-Quark wieder besser ist als für das Neutrino. Um einen möglichen Grund dafür zu finden, dass die Top-Näherung für den Impuls besser ist als die Näherung des Neutrinos, betrachten wir nun $\Delta|p|$ genauer. Dadurch dass das b -Quark und

6 Analyse des berechneten Neutrino-Impulses

< 20%	Näherung		Prozent
	Neutrino	ortho	18.6%
		decay	12.6%
	Top	ortho	33.3%
		decay	21.5%

Tabelle 6.2: Prozentualer Anteil der Ergebnisse < 20% für den Impulsfehler

das Lepton bekannt sind und die Gleichung

$$\vec{p}_T = \vec{p}_b + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu$$

gilt, folgt

$$\Delta|p|(\nu) \approx \Delta|p|(t).$$

Aufgrund der Tatsache, dass der Impuls des Neutrinos meistens kleiner ist als der Impuls des Top-Quarks, ergibt sich für den relativen Wert des Impulses $\Delta|p|/|p|$ für Top-Quark ein kleinerer Wert als für das Neutrino. Das hat eine kleine Verschiebung des Relativwertes des Impulses für das Neutrino von der Null zur Folge, zumindest im Vergleich zum Top-Quark-Impuls. Damit ist der Impuls des Top-Quarks tendenziell besser angenähert.

6.2 Ergebnisse auf dem Hadron-Level

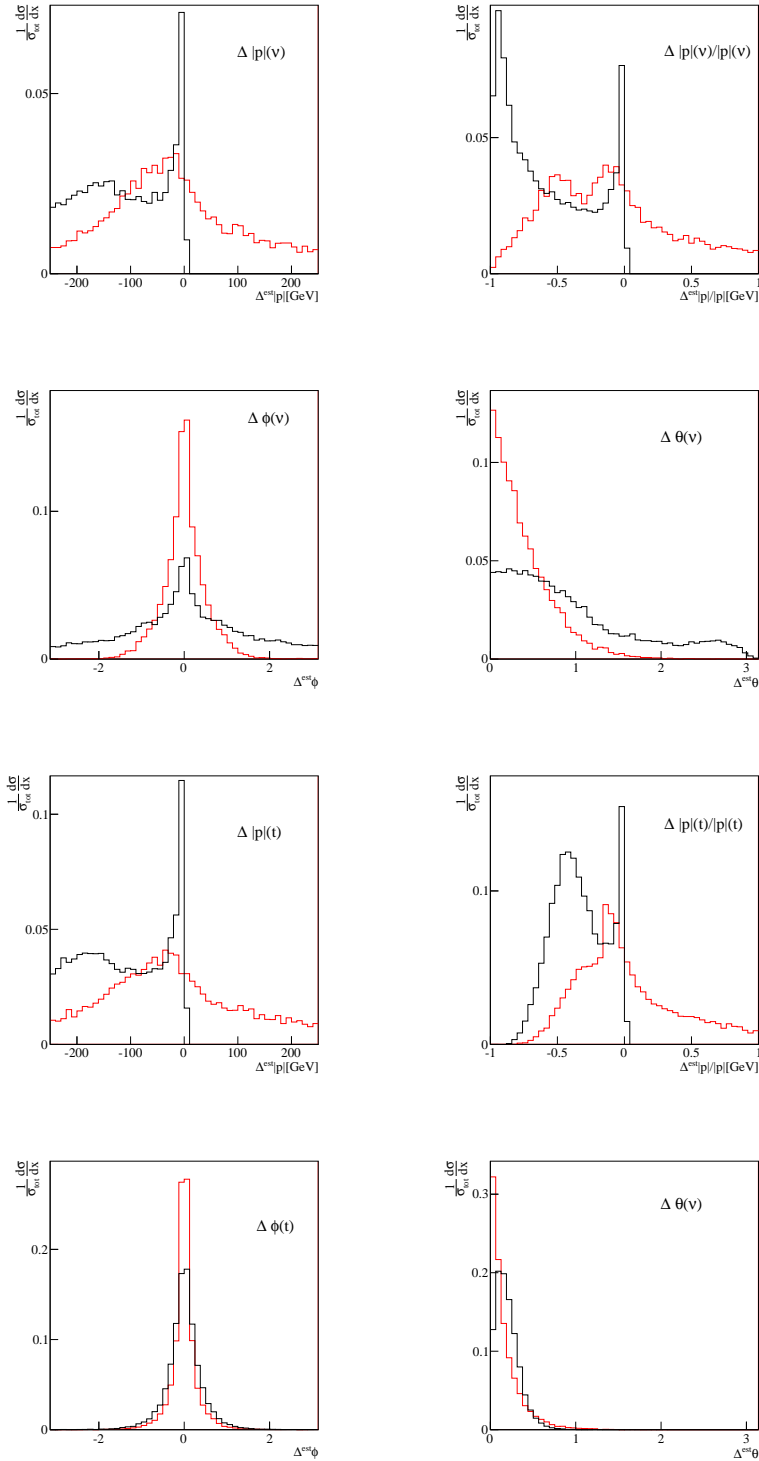


Abbildung 6.1: Ergebnisse für das Parton-Level: (ortogonale Näherung (rot) und Parallele Näherung (schwarz)). Die ersten vier Bilder sind die Ergebnisse des Neutrinos, die anderen vier vom Top-Quark.

6 Analyse des berechneten Neutrino-Impulses

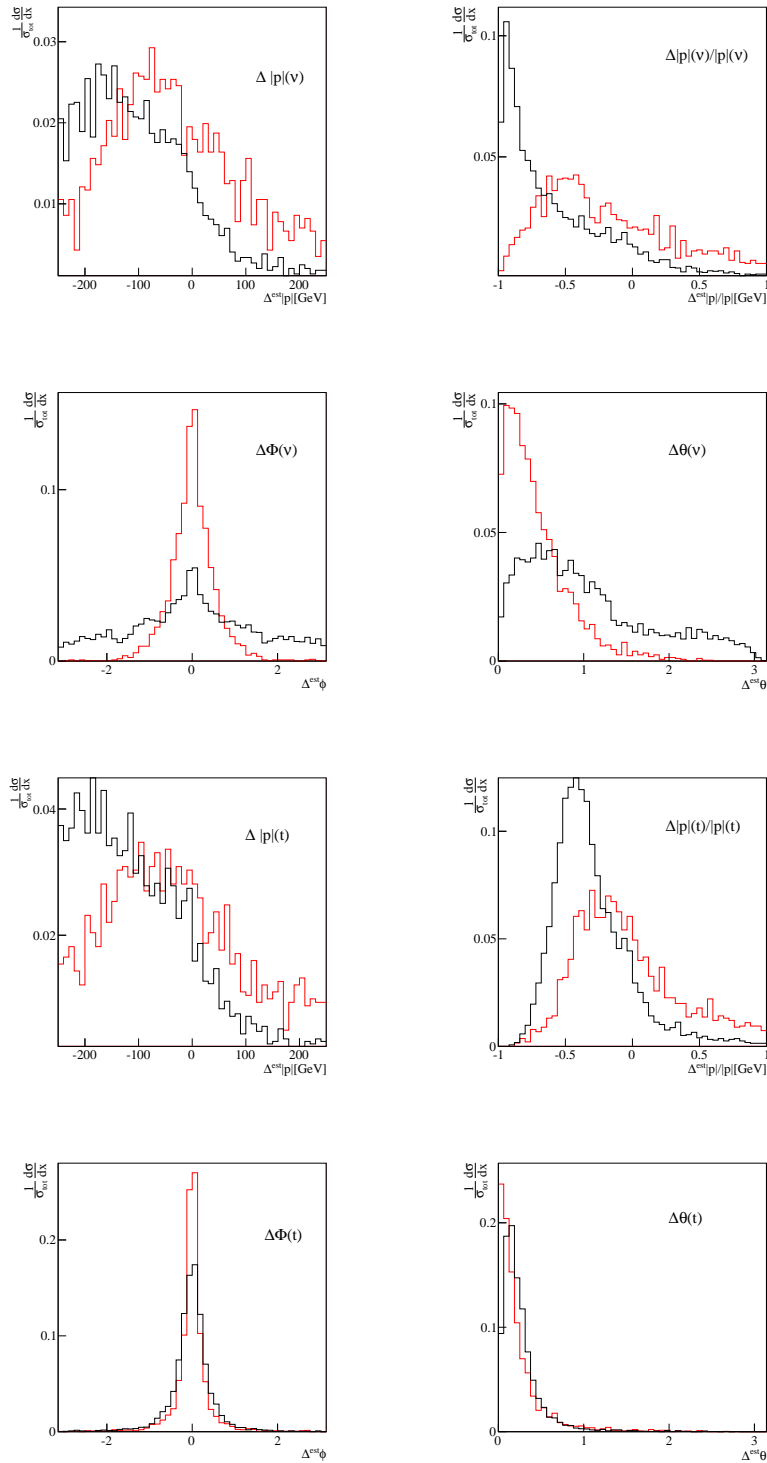


Abbildung 6.2: Ergebnisse für das Hadron-Level: (orthogonale Näherung (rot) und parallele Näherung (schwarz)). Die ersten vier Bilder sind die Ergebnisse des Neutrinos, die anderen vier vom Top-Quark.

7 Untersuchung der p_T -Abhängigkeit

Nach der ausführlichen Fehlerbetrachtung der vorgestellten Näherungen wird hier nun die p_T -Abhängigkeit der Methode untersucht. Dazu wurde der p_T -Wert des Tops beschränkt. Die so erzielten Bilder sind beispielhaft in Abbildung 7.1 für $\Delta\phi$ des Neutrinos zu sehen. Dabei stellen die ersten beiden Graphen $\Delta\phi$ für das Parton-Level und die anderen beiden Graphen $\Delta\phi$ für das Hadron-Level – in orthogonaler und paralleler Näherung – dar.

	ortho		parallel	
	parton	hadron	parton	hadron
200-300	60.3%	64.1%	32.1%	24.2%
300-400	68.1%	79.5%	26.5%	46.1%
400-500	74.5%	81.5%	26.9%	56.5%
500-600	84.5%	76.8%	29.0%	65.7%
600+	88.5%	66.2%	41.6%	71.2%

Tabelle 7.1: Prozentualer Anteil der Ergebnisse mit $\Delta\phi(\nu) < 0.4$ für das Neutrino

Um die Ergebnisse besser deuten zu können, wurde der prozentuale Anteil der Ergebnisse mit $\Delta\phi < 0.4$ in Tabelle 7.1 und 7.2 dargestellt. Für das Neutrino verbessert sich $\Delta\phi$ für das Hadron-Level in orthogonaler und paralleler Näherung. Für das Parton-Level verbessert es sich jedoch nur für die orthogonale Näherung und für die parallele verschlechtert es sich etwas, wobei der letzte Wert für 600+ mit 41.6% etwas heraussticht. Grund für diese extreme Abweichung könnte sein, dass für 600+ kaum Statistik vorhanden war, was das Ergebnis verfälschen könnte. Um genauere Aussagen machen zu können, müsste man also die Statistik erhöhen. Dies würde – wie soeben erwähnt – besonders $p_T > 600$ GeV verbessern, aber auch allgemein seine Wirkung zeigen.

	ortho		parallel	
	parton	hadron	parton	hadron
200-300	79.4%	86.9%	60.7%	83.8%
300-400	94.0%	93.2%	84.2%	93.4%
400-500	96.5%	93.5%	94.1%	93.9%
500-600	99.2%	91.1%	96.9%	93.6%
600+	99.6%	90.4%	99.0%	90.1%

Tabelle 7.2: Prozentualer Anteil der Ergebnisse mit $\Delta\phi(t) < 0.4$ für das Top-Quark

Tabelle 7.2 zeigt $\Delta\phi$ in Abhängigkeit des p_T -Werts des Top-Quarks. Im Vergleich zum Neutrino verbessert sich $\Delta\phi$ in allen vier Fällen, wobei es nur eine „starke“ Verbesserung beim Sprung von „200-300“ zu „300-400“ gibt. Danach verbessert sich $\Delta\phi$ nur noch minimal. Ins-

7 Untersuchung der p_T -Abhängigkeit

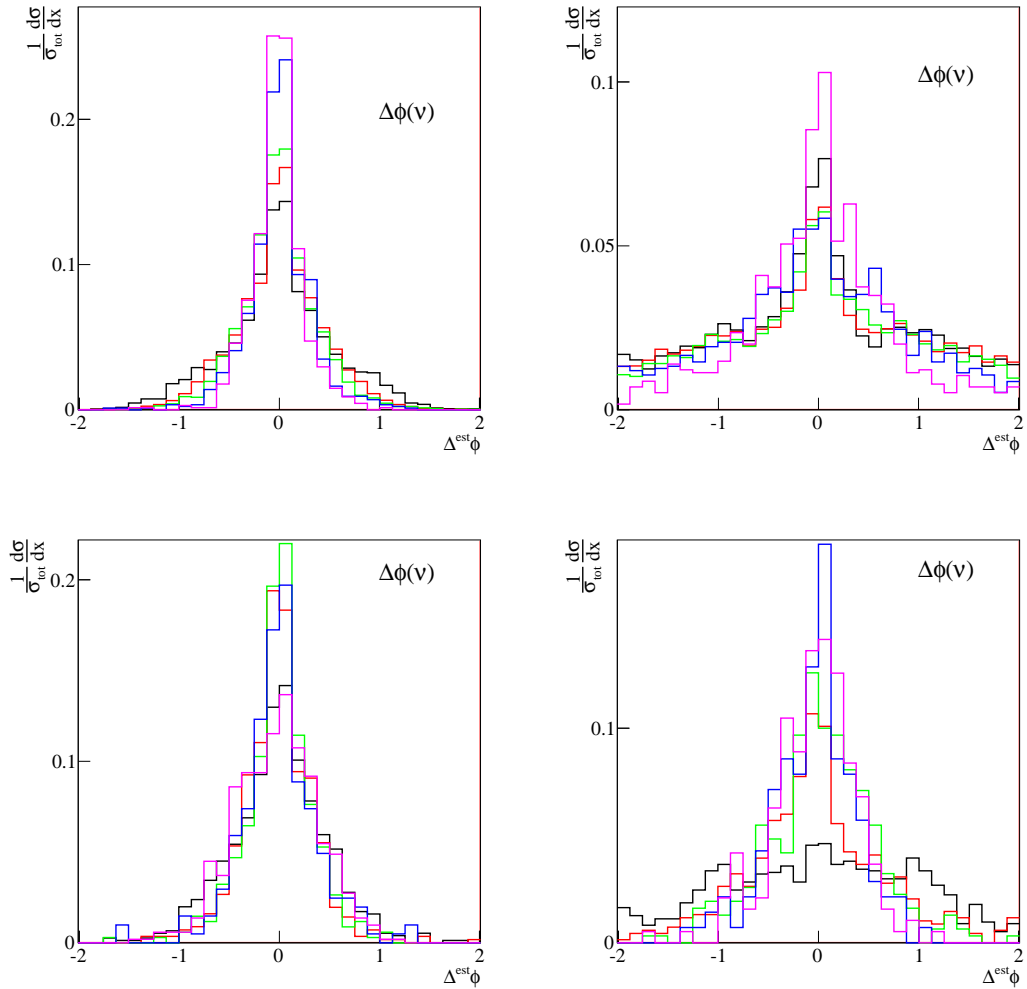


Abbildung 7.1: Ergebnisse für $\Delta\phi$ des Neutrinos: 200-300 (schwarz), 300-400 (rot), 400-500 (grün), 500-600 (blau), 600+ (lila), obere Zeile: Ergebnisse für das Parton-Level (orthogonale und parallele Näherung), untere Zeile: Ergebnisse für das Hadron-Level (orthogonale und parallele Näherung)

gesamt kann man aber sagen, dass $\Delta\phi$ für das Top-Quark fast perfekt angenähert wird und sich $\Delta\phi$ – bis auf eine Ausnahme – für das Neutrino und das Top-Quark verbessert. Vor allem interessant ist die Verbesserung von „200-300 GeV“ auf „300-400 GeV“.

	ortho		parallel	
	parton	hadron	parton	hadron
200-300	31.2%	21.7%	25.2%	14.5%
300-400	22.9%	29.4%	15.4%	23.2 %
400-500	20.2%	25.8%	11.8%	25.5%
500-600	25.4%	20.2%	11.0%	16.4%
600+	18.2%	6.6%	12.7%	12.5%

Tabelle 7.3: Prozentualer Anteil der Ergebnisse mit $\Delta|p|(\nu) < 20\%$ für das Neutrino

Nach der ausführlichen Analyse von $\Delta\phi$ wird nun der Impuls betrachtet. Hierzu wurden wieder alle Ereignisse mit einem Ergebnis besser als 20% gezählt und in den Tabellen 7.3 und 7.4 zusammengefasst, wobei die Ergebnisse des Neutrinos in Tabelle 7.3 dargestellt sind. Eine wirkliche Verbesserung der Ergebnisse tritt für das Neutrino nur auf dem Hadron-Level auf. Dies muss allerdings nicht unbedingt daran liegen, dass die Ergebnisse für das Hadron-Level wirklich physikalisch „besser“ sind als für das Parton-Level, sondern eher am Fehlen der Statistik auf dem Hadron-Level. Also kann es gut sein, dass nur aufgrund der fehlenden Statistik auf dem Hadron-Level dazu geführt hat, dass es „besser“ erscheint. Damit ergibt sich zumindest für den Neutrino-Impuls keine richtige Verbesserung für einen steigenden p_T -Wert.

	orthogonal		parallel	
	parton	hadron	parton	hadron
200-300	41.5%	32.2%	31.1%	21.9%
300-400	41.4%	51.8%	22.7%	40.6%
400-500	44.6%	51.9%	21.1%	49.7%
500-600	49.9%	39.4%	22.6%	44.3%
600+	50.8%	13.9%	29.2%	24.6%

Tabelle 7.4: Prozentualer Anteil der Ergebnisse mit $\Delta|p|(t) < 20\%$ für das Top-Quark

Wenn man nun im Vergleich dazu die Ergebnisse für den Top-Impuls betrachtet, fällt zunächst wieder auf, dass die Ergebnisse allgemein besser sind als für das Neutrino. Ein möglicher Grund hierfür wurde im vorherigen Kapitel ausführlich erläutert. Es fällt auch auf, dass die orthogonale Näherung bessere Ergebnisse liefert, als die parallele. Dies ist zwar schon vorher aufgefallen, aber mit steigendem p_T -Wert für das Top-Quark verstärkt sich dieser Effekt. Um das zu erklären, muss man sich zunächst überlegen, was für Auswirkungen die Erhöhung des p_T -wertes auf die Zerfallsprodukte hat.

Je größer der p_T -Wert des Top-Quarks wird, desto größer bzw. stärker wird auch sein Impuls. Dies hat zur Folge, dass auch die Zerfallsprodukte (b -Quark, Lepton und Neutrino) einen höheren Impuls besitzen. Zusätzlich sind diese Impulse der Zerfallsprodukte stärker am Top-Impuls ausgerichtet (siehe Abbildung 7.2). Um nun gute Ergebnisse erzielen zu können,

7 Untersuchung der p_T -Abhängigkeit

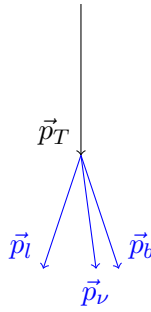


Abbildung 7.2: Skizze der Impulse

muss also der Impulsanteil bestimmt werden, der aus der Top-Richtung kommt (in der Skizze der Impulsanteil, der nach unten zeigt). Damit kann die orthogonale Näherung also diesen Impulsanteil besser nähern als die parallele Näherung. Die parallele Näherung müsste somit den Impulsanteil senkrecht zu dem „Top-Impuls-Anteil“ nähern können. Um jedoch genauere Aussagen treffen zu können, müsste man dazu nochmal explizit die Komponenten der Impulse untersuchen. Dies war jedoch leider für die Dauer dieser Arbeit nicht möglich. Trotz allem sind etwa 50% für die Näherung des Top-Quarks sehr gut genähert – besonders, weil dieses Verfahren zur Top-Näherung gedacht ist.

Fazit dieses Kapitels ist, dass tatsächlich eine Abhängigkeit vom p_T -Wert existiert. Allerdings tritt eine erhebliche Verbesserung nur bei $p_T > 300$ GeV auf. Bei höheren Werten verbessern sich die Ergebnisse nicht mehr so drastisch. Daraus resultierend erhält man eine Möglichkeit um Ergebnisse allgemein verbessern zu können, indem man von Anfang an den p_T -Wert des Top-Quarks auf > 300 beschränkt.

8 Effizienz dieser Methode

In diesem Kapitel wird untersucht, ob die in dieser Arbeit vorgestellte Methode dazu geeignet ist, nicht nur Neutrino- und Top-Impulse anzunähern, sondern auch Top-Quarks in einem Datensatz zu finden; also ob man diese Methode als Tagger für semileptonische Tops benutzen kann oder nicht. Dazu wurden zwei Datensätze vorbereitet. Einer davon enthält Top-Quark-Zerfälle (ttbar) und der andere (Wjets) beinhaltet nur Jets, die unter anderem aus Leptonen bzw. b -Quarks bestehen, die jedoch aus anderen Zerfällen stammen. In beiden Datensätzen wurden die gleichen Cuts – also Einschränkungen – gemacht, wie auf dem Hadron-Level, wobei beim Wjets-Datensatz keine semileptonische Bedingung eingebaut wurde, da es in diesem Datensatz keine zwei Tops gibt, die semileptonisch zerfallen könnten. Zusätzlich wurde die Bedingung des fehlenden Neutrino-Impulses (p'_T) für verschiedene Werte modifiziert.

		p'_T	> 0	> 50	> 100	> 150
Wjets	orthogonal	ohne Selektion	27.2%	32.9%	36.3%	37.6%
		mit Selektion	25.7%	30.5%	34.3%	35.8%
	parallel	ohne Selektion	97.4%	98.1%	96.0%	92.3%
		mit Selektion	72.4%	65.1%	68.0%	67.3%
ttbar	orthogonal	ohne Selektion	32.9%	33.8%	35.2%	38.4%
		mit Selektion	30.1%	30.4%	32.0%	36.0%
	parallel	ohne Selektion	99.2%	99.4%	99.0%	97.6%
		mit Selektion	64.6%	58.0%	61.3%	67.8%

Tabelle 8.1: Gegenüberstellung der Datensätze mit (ttbar) und ohne (Wjets) Top-Quark-Zerfall

In Tabelle 8.1 sind die Ergebnisse aufgelistet, wobei die Werte dadurch berechnet wurden, dass die Ereignisse der jeweiligen Näherungen durch die Anzahl der Events geteilt wurden, die nach den Cuts noch vorhanden waren. Dabei sind mit „ohne Selektion“ bzw. „mit Selektion“ die Ereignisse gemeint, die vor bzw. nach dem letzten Cut für die jeweilige Näherung übrig ist. (letzter Cut/Selektion: Der Betrag des genäherten Top-Impulses wurde auf > 200 GeV beschränkt.) Betrachtet man nun die Werte vor und nach der Selektion, so fällt auf, dass bei der parallelen Näherung sehr viel mehr Ereignisse „verloren“ gehen, als bei der orthogonalen. Grund hierfür ist, dass die parallele Näherung fast alle Events durchlaufen lässt, also Ergebnisse für fast jedes Event liefert. Bei der orthogonalen Näherung jedoch gibt es schon während der Berechnung Ausschlusskriterien, die dafür sorgen, dass nur 20 – 40% durchlaufen werden können. Aus diesem Grund verliert die orthogonale Näherung bei der Selektion nur etwa um 2%. Eine weitere Auffälligkeit ist, dass mit steigendem p'_T -Wert immer mehr Ereignisse durchkommen. Dies ist eigentlich recht logisch, da bei großem Neutrino-Impuls auch ein großer Top-Impuls zugrundeliegen muss, wodurch die Selektion öfter erfüllt ist.

8 Effizienz dieser Methode

Zur Effizienz der Methode muss man leider sagen, dass diese nicht wirklich in der Lage ist, Top-Quarks zu „finden“. Eher ist es so, wenn gegebenen Bedingungen erfüllt sind, dass einfach ein Top-Quark angenähert wird – unabhängig davon, ob überhaupt ein Top existiert oder nicht. Diese Tatsache kann man in Tabelle [8.1](#) erkennen. Die Werte für den Wjets- bzw. den ttbar-Datensatz unterscheiden sich kaum. Es ist teilweise sogar so, dass der Datensatz ohne Top-Quarks (Wjets) bessere Ergebnisse liefert. Die nächste Aufgabe wäre es also zu versuchen die Näherung zu verbessern bzw. mehr Bedingungen zu finden, sodass Top-Quarks wirklich „gefunden“ und nicht nur einfach ausgerechnet werden.

9 Relevanz dieser Untersuchung

Ziel dieser Arbeit war es, das Paper [6] nachzuvollziehen und weiterzuführen. Dieses Ziel wurde erreicht, auch wenn eine weitere Fortführung des Projektes möglich ist. So treten für die p_T -Abhängigkeit und die Effizienz der Methode noch weitere Fragen auf, die bislang noch ungelöst sind. Zum Beispiel stellt sich die Frage, wie man die Effizienz noch steigern könnte bzw. wie dieses Verfahren wirklich zu einem „Tagger“ wird. Die Beantwortung dieser und weiterer Fragen, ist jedoch nichtmehr Teil dieser Bachelorarbeit. Dennoch ist diese Arbeit ein guter Startpunkt für weiterführende Projekte in diesem Gebiet.

Literatur

- [1] Christoph Berger. *Elementarteilchenphysik. Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. 2.Auflage. Springer-Verlag, 2006.
- [2] Jonathan M. Butterworth u. a. “Jet substructure as a new Higgs search channel at the LHC”. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), S. 242001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.242001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.242001). arXiv:[0802.2470](https://arxiv.org/abs/0802.2470) [[hep-ph](#)].
- [3] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4. Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 3.Auflage. Springer-Verlag, 2010.
- [4] Resnick und Walker Halliday. *Physik*. WILEY-VCH GmbH & Co. KGaA, 2003.
- [5] Tilman Plehn u. a. “Stop Reconstruction with Tagged Tops”. In: *JHEP* 10 (2010), S. 078. DOI: [10.1007/JHEP10\(2010\)078](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2010)078). arXiv:[1006.2833](https://arxiv.org/abs/1006.2833) [[hep-ph](#)].
- [6] Plehn, Tilman and Spannowsky, Michael and Takeuchi, Michihisa. “Boosted Semileptonic Tops in Stop Decays”. In: *JHEP* 05 (2011), S. 135. DOI: [10.1007/JHEP05\(2011\)135](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2011)135). arXiv:[1102.0557](https://arxiv.org/abs/1102.0557) [[hep-ph](#)].
- [7] Keith Rehermann und Brock Tweedie. “Efficient Identification of Boosted Semileptonic Top Quarks at the LHC”. In: *JHEP* 03 (2011), S. 059. DOI: [10.1007/JHEP03\(2011\)059](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2011)059). arXiv:[1007.2221](https://arxiv.org/abs/1007.2221) [[hep-ph](#)].
- [8] Michael H. Seymour. “Searches for new particles using cone and cluster jet algorithms: A Comparative study”. In: *Z. Phys.* C62 (1994), S. 127–138. DOI: [10.1007/BF01559532](https://doi.org/10.1007/BF01559532).
- [9] Prof. Dr. Horst Stöcker. *Taschenbuch der Physik*. 5.Auflage. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, 2007.
- [10] Jesse Thaler und Lian-Tao Wang. “Strategies to Identify Boosted Tops”. In: *JHEP* 07 (2008), S. 092. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/07/092](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/07/092). arXiv:[0806.0023](https://arxiv.org/abs/0806.0023) [[hep-ph](#)].

DANKSAGUNGEN

An dieser Stelle möchte ich mich besonders bei Michihisa Takeuchi für die Betreuung der Arbeit, seine Geduld und Hilfsbereitschaft bedanken. Ein besonderer Dank geht auch an Tilman Plehn und die ganze Arbeitsgruppe, da ohne sie diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre, und an Prof. Sandra Klevansky, die mir bei der Suche nach einer Bachelorarbeit sehr geholfen hat. Darüber hinaus möchte ich mich bei Gerhard Mühlberger bedanken, der mir sehr bei der Korrektur des Manuskriptes und der Umsetzung in \LaTeX geholfen hat.

Declaration

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, der 27. Juli 2011

Karin Firnkes