

# **Verwendung der $\tau$ -Helizität zur Erstellung einer neuen Parametrisierung für den Missing Mass Calculator**

Ramy Hmaid

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

März 2020

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

Bonn, .....  
Datum .....  
Unterschrift

1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Philip Bechtle
2. Gutachter: Prof. Klaus Desch

# **Danksagung**

---

Zu Beginn möchte ich Herrn Prof. Dr. Klaus Desch und Herrn Priv. Doz. Dr. Philip Bechtle dafür danken, mir die Möglichkeit gegeben zu haben, meine Bachelorarbeit in Ihrer Arbeitsgruppe zu schreiben. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Michael Hübner für seine Betreuung und Hilfe bei vielen Fragen bedanken. Ein besonderer Dank geht auch an Herrn Jan-Eric Heinrichs für seine moralische und technische Unterstützung während meiner Bachelorarbeitszeit. Für das entspannte und hilfsbereite Arbeitsklima möchte ich darüber hinaus der ganzen Arbeitsgruppe danken. Zuletzt möchte ich auch meiner Familie danken, die mich durch die ganze Bachelorzeit unterstützt hat.



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.1.1 Das Z-Boson . . . . .	6
2.1.2 Das Higgs-Boson . . . . .	7
2.1.3 Das $\tau$ -Lepton . . . . .	10
2.2 Geladene Energie Asymmetrie $\Upsilon$ . . . . .	11
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>13</b>
3.1 Der Large Hadron Collider . . . . .	13
3.2 Der ATLAS-Detektor . . . . .	14
3.2.1 Koordinatensystem im Detektor . . . . .	15
3.2.2 Der innere Detektor . . . . .	16
3.2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter . . . . .	17
3.2.4 Hadronisches Kalorimeter . . . . .	17
3.2.5 Myon Spektrometer . . . . .	17
3.2.6 $\tau$ -Rekonstruktion . . . . .	17
<b>4 Frameworks</b>	<b>21</b>
4.1 Der Missing Mass Calculator . . . . .	21
4.1.1 Kollineare Methode . . . . .	21
4.1.2 Methode des MMC . . . . .	22
4.1.3 Vergleich von $M_{vis}$ , $M_{koll}$ und $M_{MMC}$ . . . . .	23
4.2 Weitere Programme und Simulationen . . . . .	24
<b>5 Analyse</b>	<b>25</b>
5.1 $p_T$ -Abhängiges Helizitätsverhältnis . . . . .	25
5.1.1 Der Tauspinner . . . . .	25
5.1.2 $\Upsilon$ -Verteilungen der MC-Simulationen . . . . .	26
5.1.3 Helizitätsverhältnisse . . . . .	28
5.2 Neue Parametrisierung getrennt nach der Helizität der $\tau$ -Leptonen . . . . .	32
5.2.1 $R_{0/1}$ -Parametrisierung . . . . .	32
5.2.2 $\theta_{vm_{1/2}}$ -Parametrisierung . . . . .	33
5.2.3 Ergebnisse des Missing Mass Calculators . . . . .	39

5.3	Neue Parametrisierung getrennt nach Higgs- und Z-Ereignissen . . . . .	41
5.3.1	$R_{0/1}$ -Parametrisierung . . . . .	42
5.3.2	$\theta_{vm_{1/2}}$ -Parametrisierung . . . . .	42
5.3.3	Ergebnisse des Missing Mass Calculators . . . . .	45
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>49</b>
<b>Literatur</b>		<b>51</b>
<b>A Anhang</b>		<b>55</b>
A.1	$p_T^{matched}$ für $\tau$ , aufgeteilt nach Helizität und Ladung . . . . .	55
A.2	PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze . . . . .	56
A.2.1	$R$ -Parametrisierungen . . . . .	56
A.2.2	$\theta_{vm}$ -PDFs . . . . .	58
A.3	PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze . . . . .	78
A.3.1	$R$ -Parametrisierungen . . . . .	78
A.3.2	$\theta_{vm}$ -PDFs . . . . .	80
<b>Abbildungsverzeichnis</b>		<b>123</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>		<b>127</b>

# KAPITEL 1

---

## Einleitung

---

Die Teilchenphysik versucht zu erklären, wie sich die kleinsten Bausteine unseres Universums verhalten. Dazu wurden in der Geschichte der Physik viele physikalische Modelle entwickelt. Das Standardmodell der Teilchenphysik, welches das erfolgreichste dieser Modelle ist, wurde im Laufe des 20. Jahrhunderts entwickelt. Es beruht auf zahlreichen Beobachtungen, die in Teilchenbeschleunigerexperimenten und anderen Teilchenphysikexperimenten gemacht wurden. Der weltweit größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger ist der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN in Genf.

Das Standardmodell hat auch Aussagen über noch nicht entdeckte Teilchen gemacht. Das Higgs-Boson ist eines der Teilchen, das vom Standardmodell vorhergesagt wurde bevor es entdeckt wurde [1]. Dieses Teilchen wurde benötigt, um zu erklären, warum drei weitere Bosonen, das Z-Boson und die  $W^\pm$ -Bosonen, massiv sind. Das Higgs-Boson wurde 2012 im LHC nachgewiesen.

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Massenrekonstruktion von Z- und Higgs-Zerfällen in zwei  $\tau$ -Leptonen. Diese sind Aufgrund ihrer hohen Masse sehr kurzlebig und können im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden. Bei dem Zerfall der  $\tau$ -Leptonen entsteht mindestens ein Neutrino, welches von Teilchendetektoren praktisch nicht nachgewiesen werden kann und daher rekonstruiert werden muss. Dabei ist eine möglichst gute Massenrekonstruktion für die Higgs-Analyse wichtig, da die Higgs-Resonanz auf der Schulter der Z-Resonanz liegt.

In Kapitel 2 werden die für diese Bachelorarbeit nötigen theoretischen Grundlagen erklärt. Dabei wird das Standardmodell erläutert und die für die Analyse wichtigen Variablen vorgestellt. In Kapitel 3 wird das Experiment, auf dem die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen basieren, vorgestellt. Der Large Hadron Collider und die Komponenten des ATLAS-Detektor am LHC werden beschrieben. Es wird darauf eingegangen, wie  $\tau$ -Kandidaten im Detektor rekonstruiert werden. Kapitel 4 stellt die in dieser Bachelorarbeit verwendeten Programme und Monte Carlo (MC) Simulationen vor. Hier wird auch der Missing Mass Calculator, mit dem die Energie der Neutrinos rekonstruiert wird, vorgestellt. In Kapitel 5 werden die Helizitätseigenschaften der MC-Simulation untersucht und eine neue Parametrisierung für den Missing Mass Calculator vorgestellt. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse dieser Bachelorarbeit zusammengefasst und mögliche nächste Schritte für die Massenrekonstruktion von Ditau-Ereignissen erläutert.



# KAPITEL 2

---

## Theoretische Grundlagen

---

Im ersten Teil dieses Kapitels wird eine kurze Einführung in das Standardmodell der Physik gegeben. In dieser wird auf die verschiedenen Teilchen und Zerfallsregeln von Elementarteilchen eingegangen. Dabei werden drei Elementarteilchen, das Higgs-Boson, das Z-Boson und das  $\tau$ -Lepton, ausführlicher betrachtet. Des Weiteren wird die tris Y beschrieben und wie diese bei  $\tau$ -Zerfällen von der Helizität abhängt eingegangen.

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik hat das Ziel, die fundamentalen Gesetze von Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen zu erklären. In dem Standardmodell gibt es Fermionen (Spin  $\frac{1}{2}$ -Teilchen) und Bosonen (Spin 1-Teilchen). In Abb. 2.1 ist eine Übersicht über alle Teilchen des Standardmodells gegeben.

Die Fermionen sind in Quarks und Leptonen unterteilt und werden in drei Generationen aufgeteilt. Dabei enthält jede Generation jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen. Eines der Quarks (u,c,t) hat eine elektrische Ladung von  $+\frac{2}{3}$  und das andere (d,s,b)  $-\frac{1}{3}$ . Außerdem haben die Quarks noch eine Farbladung (normalerweise durch rot(r), grün(g) und blau(b) gekennzeichnet). Das Schwerere der beiden Leptonen ( $e, \mu, \tau$ ) hat eine Ladung von 1, während das Andere neutral und fast masselos ist und als Neutrino ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) bezeichnet wird. Die drei Generationen der Fermionen verhalten sich fast identisch. Der einzige Unterschied ist, dass die Teilchen der dritten Generation mehr Masse besitzen als die der zweiten, welche wiederum mehr Masse als die der ersten Generation besitzen. Dies beeinflusst, Aufgrund der Masse-Energie-Beziehung  $E = mc^2$  und der Energieerhaltung, welche Zerfälle für ein Teilchen möglich sind. Daraus folgt, dass die einzigen stabilen freien Fermionen die drei Neutrinos und das Elektron sind [3].

Neben den Fermionen gibt es die Bosonen, welche als die Träger der fundamentalen Kräfte gelten. Bei den Bosonen handelt es sich um das Gluon, Photon, Z-Boson und die  $W^\pm$ -Bosonen. Das Gluon dient als das Wechselwirkungsteilchen der starken Wechselwirkung und ist sehr kurzreichweitig. Es ist masselos und hat keine elektrische Ladung, besitzt jedoch so wie die Quarks Farbladung. Ein Gluon trägt immer eine Farbe und eine Antifarbe. Da keine anderen Elementarteilchen außer Gluonen und Quarks eine Farbladung besitzen, wirkt die starke Wechselwirkung nur auf Gluonen und Quarks. In der Natur können nur farbneutrale Zustände vorkommen. Das bedeutet, dass sich alle Farbladungen entweder mit ihrer entsprechenden Antifarbe aufheben oder alle drei Farbladungen zusammen in einer

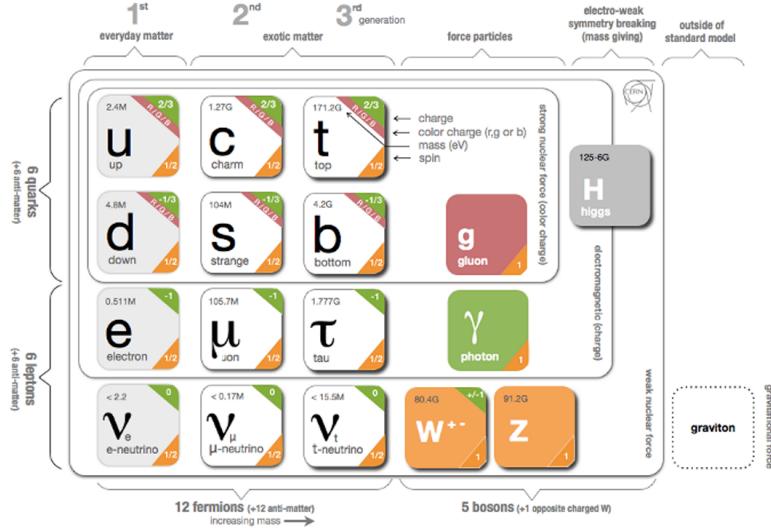


Abbildung 2.1: Übersicht des Standardmodells. Die Fermionengenerationen und die Bosonen sind gegeben. Für jedes Teilchen ist die Ladung, Farbladung, Spin und Masse gegeben. [2]

Verbindung existieren. Dieses Phänomen bildet den Grundstein der Quantenchromodynamik und wird *confinement* genannt, da es verhindert, dass Quarks oder Gluonen einzeln vorkommen können. Das *confinement* ist auch der Grund für die kurze Reichweite der Gluonen. [4]

Statt einzeln vorzukommen setzen sich Quarks zu Hadronen (Mesonen und Baryonen) zusammen. Diese bestehen aus zwei oder drei Valenzquarks, die die Hauptbestandteile der Hadronen ausmachen. Die Hadronen werden durch Gluonen zusammengehalten, welche temporäre virtuelle Quark-Antiquark-Paare erzeugen. Diese werden Seequarks genannt. Hadronen, die aus einem Quark und einem Antiquark mit entgegengesetzter Farbladung bestehen, nennt man Mesonen. So kann es zum Beispiel ein  $\pi^+$ -Meson geben, welches aus einem  $u$  und einem  $\bar{d}$  besteht. Wenn das  $u$  eine Farbladung von  $r$ , also rot, hat, dann muss das  $\bar{d}$  eine Farbladung von  $\bar{r}$ , also antirot, haben. Hadronen, die aus drei Quarks oder drei Antiquarks bestehen, nennt man Baryonen. Hier hat jedes Quark eine andere Farbladung, wodurch sich die Farbladung wieder aufhebt. Das Proton, zum Beispiel, besteht aus drei Quarks ( $uud$ ) [5]. Da Gluonen selber auch Farbladung tragen, sind Zustände, die nur aus Gluonen bestehen, theoretisch auch möglich [6]. Das einzige stabile freie Hadron ist das Proton [3]. In Verbindungen wie Atomen oder Neutronensternen können Neutronen aus energetischen Gründen auch stabil sein. Sonst zerfallen sie mit einer Halbwertszeit von 10,3 Minuten [7].

Das Photon ist ein weiteres Boson, welches als Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung dient. Es ist das einzige Boson im Standardmodell mit langer Reichweite und kann daher in Form von elektromagnetischen Wellen frei existieren. So wie das Gluon ist es auch masselos und hat keine elektrische Ladung. Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt auf alle Teilchen mit einer elektrischen Ladung, also auf alle Fermionen außer den Neutrinos. Da das Photon selbst jedoch keine elektrische Ladung hat, können Photonen nicht an andere Photonen koppeln.

Das  $Z$ -Boson und die  $W^\pm$ -Bosonen dienen als die Trägerteilchen der schwachen Wechselwirkung. Das  $Z$ -Boson ist elektrisch neutral und das  $W^\pm$ -Boson besitzt eine Ladung von  $\pm 1$ . Diese Bosonen sind sehr massiv, nur das Higgs-Boson und  $t$  Quark sind schwerer. Aufgrund ihrer Masse haben sie eine geringe Lebenszeit und sie zerfallen sehr schnell. Daher ist die schwache Wechselwirkung kurzreichweitig. Die schwache Wechselwirkung wirkt auf alle Fermionen, jedoch nur schwach, wie der Name bereits suggeriert. Sie koppelt an die dritte Komponente des schwachen Isospins  $I_W^{(3)}$  von Teilchen. Der Isospin von linkshändigen (rechtshändigen) Fermionen (Antifermionen) beträgt  $I = \frac{1}{2}$  und der Isospin von rechtshändigen (linkshändigen) Fermionen (Antifermionen) beträgt  $I = 0$ . Aufgrund dieser Diskriminierung der Händigkeit erhält die schwache Wechselwirkung die Parität als einzige Wechselwirkung nicht. Da Neutrinos weder eine elektrische Ladung noch eine Farbladung haben, können sie nur durch die schwache Wechselwirkung interagieren. [8]

Das letzte Boson des Standardmodells ist das Higgs-Boson. Während alle bisherigen Bosonen einen Spin von 1 hatten, hat das Higgs-Boson einen Spin von 0. Das Higgs-Boson ist eine Erregung des Higgs-Feldes. Durch den sogenannten Higgs-Mechanismus, welcher das Higgs-Feld und damit auch das Higgs-Teilchen vorhersagt, wird erklärt, wie Elementarteilchen ihre Masse durch Interaktionen mit dem Higgs-Feld bekommen. Die Kopplungsstärke zwischen dem Higgs-Boson und anderen Teilchen ist proportional zur Masse des Teilchens [9].

Das Higgs-Boson wurde 2012 am LHC nachgewiesen [10] und 2013 wurde an Peter Higgs und Francois Englert der Nobelpreis in Physik für die Entdeckung des Higgs-Mechanismus verliehen [11].

Wie bereits besprochen sind die meisten Elementarteilchen des Standardmodells nicht stabil. Falls ein energetisch niedrigerer Zustand möglich ist, zerfällt das Teilchen. Dabei ist die Lebenszeit des Teilchens antiproportional zur Energiedifferenz zum energetisch niedrigeren Zustand. Die überschüssige Energie wird dann in kinetische Energie umgewandelt. In jedem Zerfall müssen, neben der Energieerhaltung, bestimmte fundamentale Erhaltungsregeln eingehalten werden. Quantenzahlen wie Ladung, Farbladung, Spin und die Leptonenzahlen  $L_i$  mit  $i \in e, \mu, \tau$  müssen erhalten werden. Dabei gilt

$$L_i = i + \nu_i - \bar{i} - \bar{\nu}_i. \quad (2.1)$$

Weitere Quantenzahlen sind die Flavorquantenzahlen der Quarks:

$$\begin{aligned} I_z &= 0,5 \cdot (n_u - n_{\bar{u}}) - 0,5 \cdot (n_d - n_{\bar{d}}) \\ C &= n_c - n_{\bar{c}} \\ S &= n_{\bar{s}} - n_s \\ T &= n_t - n_{\bar{t}} \\ B' &= n_{\bar{b}} - n_b, \end{aligned}$$

wobei die inkonsistente Formulierung historische Gründe hat. Die Flavorquantenzahlen der Quarks sind in der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung erhalten. In der schwachen Wechselwirkung ist es möglich, dass die Flavorquantenzahlen nicht erhalten bleiben. Solche Reaktionen sind jedoch relativ selten und werden als unterdrückte Zerfälle bezeichnet.

Zerfallsart	Z-Zerfallskanal	$\Gamma_i/\Gamma$
Leptonisch	$e^+ e^-$	$(3,363 \pm 0,004)\%$
	$\mu^+ \mu^-$	$(3,366 \pm 0,007)\%$
	$\tau^+ \tau^-$	$(3,370 \pm 0,008)\%$
	unsichtbar	$(20,00 \pm 0,01)\%$
Hadronisch	$(u\bar{u} + c\bar{c})/2$	$(11,6 \pm 0,6)\%$
	$(d\bar{d} + s\bar{s} + b\bar{b})/3$	$(15,6 \pm 0,4)\%$

Tabelle 2.1: Zerfallskanäle des Z-Leptons. Es sind auch die jeweiligen Wahrscheinlichkeiten gegeben. Die Zerfälle in  $u$ - und  $c$ -Quarks bzw.  $d$ -,  $s$ - und  $b$ -Quarks sind zusammen angegeben, da sie die gleiche Ladung und schwachen Isospin besitzen. [7]

### 2.1.1 Das Z-Boson

Das Z-Boson ist ein Vektorboson mit Spin 1. Es besitzt eine Masse von  $(91,188 \pm 0,002)$  GeV. Im LHC kann es entstehen, wenn zwei Valenz- oder Seequarks der Protonen annihilieren. Die Zerfallskanäle des Z-Bosons sind in Tab. 2.1 gelistet. Die unsichtbaren Zerfälle entsprechen den Z-Zerfällen in zwei Neutrinos ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ). Das Z-Boson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(3,370 \pm 0,008)\%$  in zwei  $\tau$ -Leptonen. Alle Wechselwirkungen des Z-Bosons, die ohne Neutrinos stattfinden, können auch durch ein virtuelles Photon stattfinden. Daher ist es unmöglich bei  $q\bar{q} \rightarrow \tau\tau$  Ereignissen zu sagen, ob der Propagator ein  $\gamma^*$  oder ein  $Z$  ist (siehe Abb. 2.2) [12]. Für die Matrixelemente für  $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  gilt

$$M_\gamma \propto \frac{1}{s} \text{ und } M_Z \propto \frac{1}{s - m_Z^2 + im_Z\Gamma_Z}. \quad (2.2)$$

Für  $\sqrt{s} < 60$  GeV dominiert der Austausch eines Photons. Bei  $\sqrt{s} \approx 90$  GeV ist das Maximum für Z-Ereignisse und für  $\sqrt{s} \gg m_Z$  ist die Häufigkeit beider Prozesse in der gleichen Größenordnung. [8]

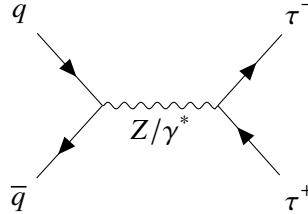


Abbildung 2.2: Feynman Diagramm zur Quark-annihilation und  $\tau$ -Paarbildung. Es ist unmöglich zu sagen, ob das Z-Boson oder ein virtuelles Photon der Propagator ist.

Die möglichen Helizitätskonfigurationen der  $\tau$ -Leptonen in Z-Zerfällen sind in Abb. 2.3 gegeben. Dabei stehen die dünnen Pfeile für die Flugrichtungen im Schwerpunktssystem des Z-Bosons und die dicken Pfeile für die Ausrichtungen der Spins. Da wir uns in einem geboosteten System befinden bewegen sich beide  $\tau$ -Leptonen in die gleiche Richtung, wodurch sie in Z-Zerfällen auch die gleiche Helizität besitzen.

Aufgrund der Struktur der schwachen Wechselwirkung gibt es in Wechselwirkungen mit dem Z-Boson eine Vektorkopplungsstärke  $g_v$  und eine Axialvektorkopplungsstärke  $g_A$ , die von der Ladung

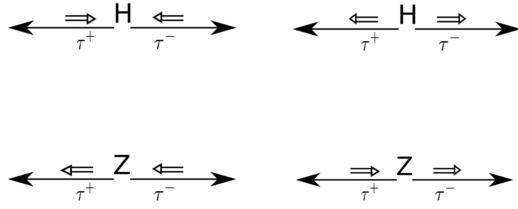


Abbildung 2.3: Die möglichen Helizitätskonfigurationen in  $Z$ - und Higgs-Zerfällen im Schwerpunktsystem des Bosons. Die dünnen Pfeile geben die Impulsrichtungen an und die dicken Pfeile geben die Richtung des Spins an. [13]

und des schwachen Isospins abhängt. Diese lassen sich aus der elektroschwachen Vereinigung herleiten[8]. Laut dieser ist das  $Z$ -Boson eine Mischung aus einem Boson  $B$ , das an die schwache Hyperladung  $Y = 2(Q - I)$  koppelt, und einem Boson  $W^{(3)}$ , das an die dritte Komponente des schwachen Isospins  $I^{(3)}$  koppelt:

$$Z = -B \sin \theta_W + W^{(3)} \cos \theta_W. \quad (2.3)$$

Dabei beschreibt  $\theta_W$  den elektroschwachen Mischungswinkel. Daraus lassen sich die linkshändige und rechtshändige Kopplungsstärke des  $Z$ -Bosons bestimmen:

$$c_L = I^{(3)} - Q \sin^2 \theta_W \quad (2.4)$$

$$c_R = -Q \sin^2 \theta_W. \quad (2.5)$$

Schließlich lassen sich die Axialvektorkopplung und Vektorkopplung bestimmen:

$$c_V = (c_L + c_R) = I^{(3)} - 2Q \sin^2 \theta_W, \quad (2.6)$$

$$c_A = (c_L - c_R) = I^{(3)}. \quad (2.7)$$

Für das  $\tau^-$  ergeben sich diese zu  $c_V = -0,04$  und  $c_A = -0,5$ . Die durchschnittliche Polarisation des  $\tau^-$  lässt sich dadurch theoretisch vorhersagen [14]:

$$\langle P_\tau \rangle = -\frac{2 \cdot c_V^{\tau^-} \cdot c_A^{\tau^-}}{\left(c_V^{\tau^-}\right)^2 + \left(c_A^{\tau^-}\right)^2} = -0,159. \quad (2.8)$$

In einer Analyse wurde experimentell anhand von  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  Ereignissen  $P_\tau = -0,14 \pm 0,06$  gemessen [15].

### 2.1.2 Das Higgs-Boson

Das Higgs-Boson ist eines der schwersten Elementarteilchen des Standardmodells, nur das  $t$ -Quark ist schwerer. Außerdem ist es das einzige elementare skalare Boson, es besitzt also einen Spin von 0. Die Entdeckung des Higgs-Bosons und damit der Nachweis des Higgs-Mechanismus gelten als die größten Errungenschaften des LHC am CERN. Jedoch stellt sich die Erforschung dessen Eigenschaften als

sehr schwierig heraus. Dies liegt unter anderem daran, dass das Higgs mit seinen 125 GeV auf der Schulter der Z-Resonanz liegt und ähnliche Zerfallskanäle wie das Z-Boson aufweist. Außerdem ist der Wirkungsquerschnitt der Z Produktion in  $pp$  Kollisionen mit  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  um etwa drei Größenordnungen größer als der Wirkungsquerschnitt von der Higgs Produktion [16].

### Entstehungsprozesse

In Proton-Proton Collider Experimenten gibt es verschiedene Möglichkeiten, wie Higgs-Bosonen produziert werden können. Die Feynmangraphen der vorherrschenden Prozesse sind in Abb. 2.4 zu sehen. Der am häufigsten vorkommende Prozess ist die *gluon-fusion* ( $ggF$ ) (Abb. 2.4(a)). Dieser besagt, dass falls bei der Proton-Proton Kollision Gluonen genügend Energie erhalten, diese durch eine  $t$ -Quark Schleife zu einem Higgs-Boson fusionieren können. Der nächsthäufigste Prozess ist die *vector-boson fusion* ( $VBF$ ) (Abb. 2.4(b)). Dieser beschreibt eine inelastische Streuung zwischen zwei Quarks oder Antiquarks. Dabei werden massive Vektorbosonen ( $W^\pm$  oder  $Z$ ) abgestrahlt, welche zu einem Higgs-Boson fusionieren. Ein weiterer Prozess ist die *vektor-boson radiation* ( $VH$ ) (Abb. 2.4(c)). Hier fusioniert ein Quark-Antiquark Paar zu einem Vektorboson, welches wiederum ein Higgs als Bremsstrahlung abgibt. Als Letzter ist die *tt associated production* ( $t\bar{t}H$ ) (Abb. 2.4(d)) gegeben: Zerfallen die Gluonen in top-antitop-Paare, können ein top und ein antitop zu einem Higgs-Boson fusionieren.[16]

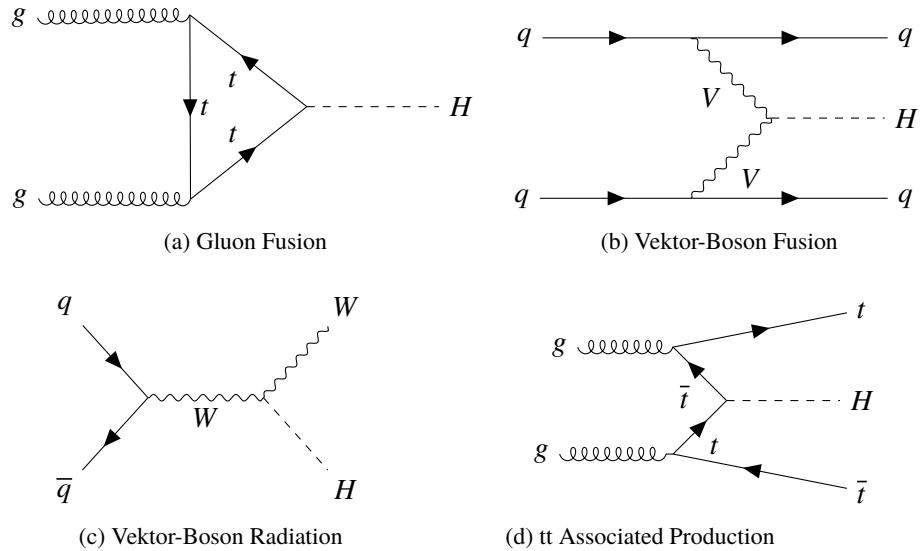


Abbildung 2.4: Feynman Diagramme zur Higgsproduktion in Hadronbeschleunigern.

Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse in Abhängigkeit der Higgsmasse sind in Abb. 2.5 zu sehen. Man sieht, dass die Higgsmasse einen großen Einfluss auf die Wirkungsquerschnitte hat. Für diese Bachelorarbeit werden die im Standardmodell gegebene Higgsmasse von 125 GeV angenommen, für welche  $ggF$  der bei weitem häufigste Prozess ist [7]. Außerdem werden für diese Bachelorarbeit für den Higgs-Datensatz nur  $ggF$  Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Für die anderen Prozesse weichen, aufgrund der Nebenprodukte der Prozesse, die kinematischen Eigenschaften der Endzustände von denen der  $ggF$  ab. Dadurch kann zwischen den verschiedenen Higgsproduktionen statistisch

unterschieden werden [17].

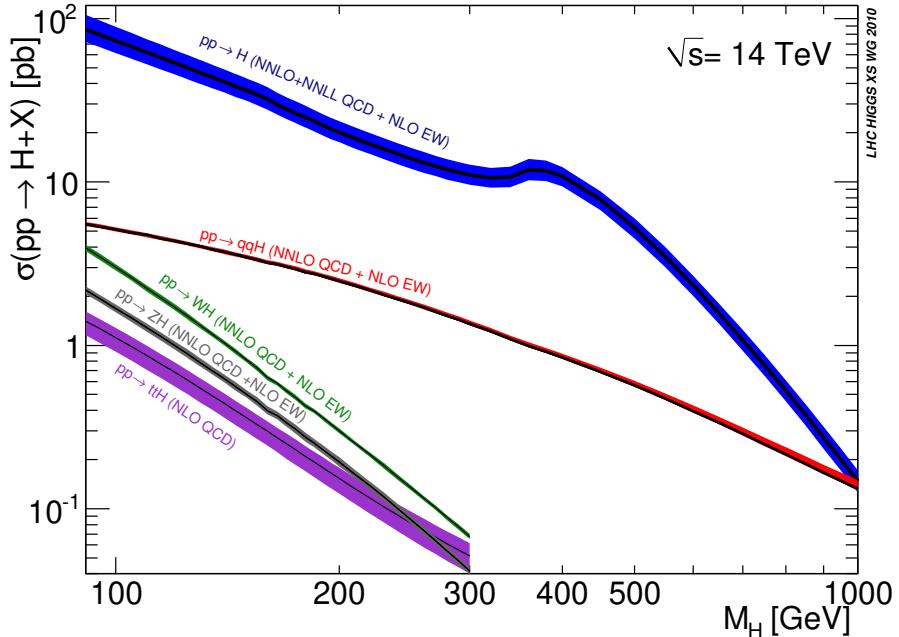


Abbildung 2.5: Die Erzeugungskanäle des  $H$ -Bosons. Anhand des Endzustandes kann man sehen, ob es sich um  $ggF$  ( $pp \rightarrow H$ ),  $VBF$  ( $pp \rightarrow qqH$ ),  $VH$  ( $pp \rightarrow WH$ ) oder  $t\bar{t}H$  ( $pp \rightarrow ttH$ ) handelt.[18]

### Zerfallskanäle des Higgs-Bosons

Sowohl das  $Z$ -Boson als auch das Higgs-Boson besitzen bis auf ihre Spins die gleichen Quantenzahlen und ähnliche Massen. Wegen ihrer ähnlichen Quantenzahlen und Massen ist es schwer  $Z$ - und Higgs-Ereignisse mit gleichen Zerfallskanälen wie  $H \rightarrow \tau\tau$  und  $Z \rightarrow \tau\tau$  voneinander zu unterscheiden. Es ist unklar, ob das Higgs an Neutrinos koppelt und daher in diese zerfallen kann. Da die Kopplungsstärke des Higgs-Bosons jedoch proportional zur Teilchenmasse ist und die Neutrinos eine vernachlässigbar geringe Masse besitzen, kann man annehmen, dass der Zerfallskanal  $H \rightarrow \nu\bar{\nu}$  nicht relevant ist. Anders als das  $Z$  kann das Higgs in zwei  $W^\pm$ - oder zwei  $Z$ -Bosonen zerfallen, solange eines der massiven Bosonen ein virtuelles Teilchen ist und daher also nicht in seiner Resonanz existiert. Das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons ist in Abb. 2.6 zu sehen.

In dieser Bachelorarbeit werden nur die Zerfälle  $Z \rightarrow \tau\tau$  und  $H \rightarrow \tau\tau$  betrachtet. Die möglichen Helizitätskonfigurationen der  $\tau$ -Leptonen in Higgs-Zerfällen sind in Abb. 2.3 zu sehen. Das  $\tau$ , das mehr Energie besitzt, wird *leading  $\tau$*  ( $\tau_0$ ) genannt und das  $\tau$  mit weniger Energie wird *subleading  $\tau$*  ( $\tau_1$ ) genannt.

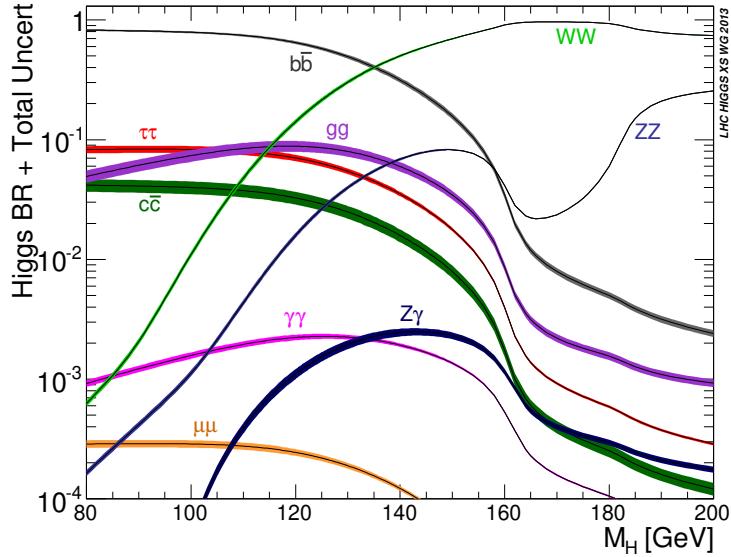


Abbildung 2.6: Das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Higgsmasse. Für eine Higgsmasse von 125 GeV dominiert der Zerfall in zwei  $b$ -Quarks. [19]

### 2.1.3 Das $\tau$ -Lepton

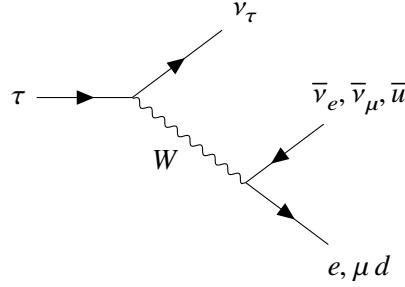
Das  $\tau$ -Lepton wurde 1975 am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) bei Elektron-Positron-Kollisionen entdeckt [20].

Mit einer Masse von  $(1776,86 \pm 0,12)$  MeV ist das  $\tau$ -Lepton das schwerste Lepton. Aufgrund seiner hohen Masse zerfällt es sehr viel schneller als das Myon. Es hat eine Lebensdauer von nur  $(2,903 \pm 0,005) \cdot 10^{-13}$  s. Anders als das Elektron und Myon zerfällt das  $\tau$ -Lepton bereits bevor es in die Detektoren von typischen Teilchenbeschleunigern gelangt und kann dort daher nur indirekt durch seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden [7].

#### Zerfallskanäle des $\tau$ -Leptons

In Abb. 2.7 ist das Feynman Diagram vom  $\tau$ -Zerfall zu sehen. So wie das  $\mu$ , zerfällt das  $\tau$  über ein  $W^\pm$ -Boson. Dabei wird, um die Leptonenzahlerhaltung nicht zu verletzen, ein  $\nu_\tau$  abgestrahlt. Das  $\tau$  ist das einzige Lepton, dass aufgrund seiner hohen Masse nicht nur leptonisch durch  $\tau \rightarrow \nu_\tau e \bar{\nu}_e$  oder  $\tau \rightarrow \nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu$ , sondern auch hadronisch durch  $\tau \rightarrow \nu_\tau u \bar{d}$  oder  $\tau \rightarrow \nu_\tau d \bar{u}$  zerfallen kann [21]. Flavorzahlverletzende Zerfälle wie  $\tau \rightarrow \nu_\tau u \bar{s}$  und  $\tau \rightarrow \nu_\tau s \bar{u}$  sind auch möglich aber unterdrückt.

Die Zerfallskanäle des  $\tau$ -Leptons mit ihren Wahrscheinlichkeiten sind in Tab. 2.2 zu sehen.  $\tau$ -Zerfälle werden aufgrund ihrer Art des Zerfalls klassifiziert. Es gibt hadronische ( $\tau_{had}$ ) Zerfälle und leptonische ( $\tau_{lep}$ ) Zerfälle. Hadronische Zerfälle machen insgesamt  $(64,79 \pm 0,06)$  % Prozent und leptonische Zerfälle insgesamt  $(35,21 \pm 0,06)$  % Prozent aus. In dieser Bachelorarbeit werden nur doppelt hadronische Zerfälle betrachtet. Das bedeutet, dass beide  $\tau$ -Leptonen des Z- bzw. Higgs-Bosonzerfalls hadronisch zerfallen. Die Zerfälle werden weiter dadurch klassifiziert, wie viele geladene Pionen ( $\pi^\pm$ ) und neutrale Pionen ( $\pi^0$ ) im Detektor registriert werden. Diese werden durch ApBn gekennzeichnet, wobei A für die Anzahl an  $\pi^\pm$  und B für die Anzahl an  $\pi^0$  steht.


 Abbildung 2.7: Feynman Diagramm zum  $\tau$ -Zerfall. Es entsteht immer ein  $\nu_\tau$ .

Zerfallsart	Nomenklatur	$\tau^-$ -Zerfallskanal	$\Gamma_i/\Gamma$
Leptonisch		$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$(17,82 \pm 0,04)\%$ $(17,39 \pm 0,04)\%$
Hadronisch	1p0n	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(10,82 \pm 0,05)\%$
	1p1n	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$(25,49 \pm 0,09)\%$
	1pXn	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$ , min 2 $\pi^0$	$(10,30 \pm 0,09)\%$
	3p0n	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$(9,81 \pm 0,05)\%$
	3pXn	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ , min 1 $\pi^0$ Andere (Hadronisch)	$(4,62 \pm 0,05)\%$ 12,8%

 Tabelle 2.2: Zerfallskanäle des  $\tau$ -Leptons unterteilt in leptonische und hadronische Zerfälle.

## 2.2 Geladene Energie Asymmetrie $\Upsilon$

Die Geladene Energie Asymmetrie  $\Upsilon$  ist eine Variable, die in  $\tau$ -Zerfällen Informationen über die Helizität von  $\tau$ -Leptonen enthält.  $\Upsilon$  ist durch

$$\Upsilon = \frac{E_{\text{geladen}} - E_{\text{neutral}}}{E_{\text{geladen}} + E_{\text{neutral}}} \quad (2.9)$$

definiert. Ein möglicher hadronischer Zerfallskanal von  $\tau$ -Leptonen ist  $\tau^- \rightarrow \rho \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$  (1p1n). Das  $\rho^-$ -Meson hat die gleichen Valenzquarks wie das  $\pi^-$ , besitzt im Gegensatz zum  $\pi^+$  einen Spin von 1. Es besitzt eine Masse von  $(775,26 \pm 0,25)$  MeV und ist also ein angeregter Zustand des  $\pi^-$ , welches eine Masse von  $(139,5706 \pm 0,0002)$  MeV besitzt [7].

Aufgrund der Spinerhaltung und der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung sind nur die in Abb. 2.8 dargestellten Zerfälle möglich. Da es sich hier um ein geboostetes System handelt, ist das  $\rho$  bei rechtshändigen  $\tau$ -Zerfällen (Abb. 2.8(a)) eher longitudinal und bei linkshändigen  $\tau$ -Zerfällen (Abb. 2.8(b)) eher transversal polarisiert. Das  $\rho$ -Meson hat eine kurze Lebensdauer von  $4,5 \cdot 10^{-24}$  s. Es zerfällt fast ausschließlich durch die starke Wechselwirkung in Pionen  $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$  [7]. Falls das  $\rho$  transversal polarisiert ist, tendieren beide Pionen dazu, einen Impuls seitwärts zur Impulsrichtung des  $\rho$  zu bekommen, da Pionen einen Spin von 0 haben, und daher die gleiche Energie zu besitzen. Für longitudinal polarisierte  $\rho$  wird eine Energieasymmetrie erwartet, da das  $\rho$  geboostet ist und die  $\pi$  in diesem Fall parallel und antiparallel zur Impulsrichtung des  $\rho$ -Mesons fliegen. Aus diesen Gründen hat  $\Upsilon$  eine helizitätsabhängige Verteilung [22]. Für  $\tau^+$  lautet die Argumentation unter Ladungskonjugation

gleich. In Abb. 2.9 ist die erwartete  $\Upsilon$ -Verteilung für linkshändige und rechtshändige  $\tau$ -Leptonen zu sehen.

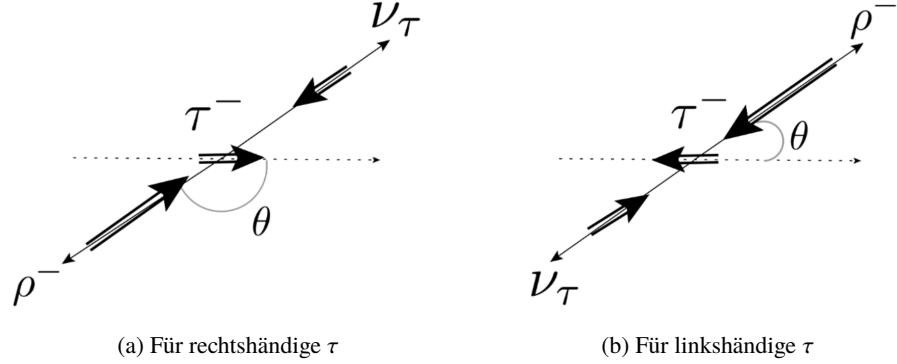


Abbildung 2.8: Spinkonfiguration des  $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$  Zerfalls. Die dünnen Pfeile geben die Impulsrichtungen und die dicken Pfeile die Richtungen der Spins an. [13]

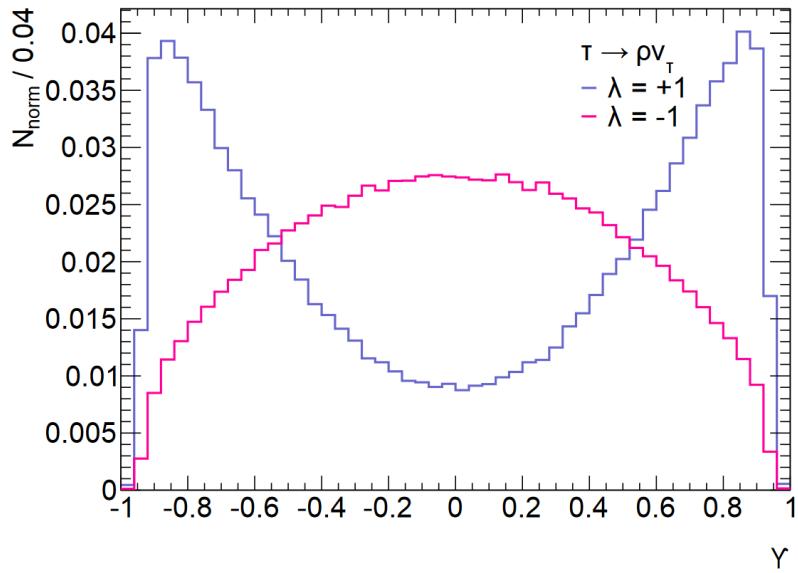


Abbildung 2.9: Ideale  $\Upsilon$ -Verteilung für  $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \nu_\tau$  Ereignisse. Die pinke Linie gibt die ideale Verteilung für linkshändige  $\tau$ -Leptonen an und die blaue Linie gibt die ideale Verteilung für rechtshändige  $\tau$ -Leptonen an. [12]

# KAPITEL 3

---

## Experimenteller Aufbau

---

In diesem Kapitel wird zunächst ein kurzer Überblick über den LHC gegeben. Darauffolgend wird der A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) Detektor, einer der vier großen Detektoren am LHC, vorgestellt und einige relevante Eigenschaften des ATLAS Detektors erläutert.

### 3.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC ist der weltweit größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger. Der LHC befindet sich am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf in der Schweiz und wurde 2009 in Betrieb genommen. Er ist ein etwa 27 km langer Synchrotronbeschleuniger, der sich 50 m bis 175 m unter dem Boden befindet [23]. Der LHC wurde gebaut, um das Standardmodell zu erproben und nach dem Higgs-Boson und anderen neuen Teilchen zu suchen. Im Jahre 2012 wurde in zwei unabhängigen Experimenten am LHC, dem ATLAS und Compact Muon Solenoid (CMS) Experiment, das Higgs-Boson nachgewiesen. Heutzutage werden am LHC vor allem Hochpräzisionsphysik und Physik jenseits des Standardmodells betrieben. [24]

Am LHC werden entweder Protonen oder Bleiionen in entgegengesetzten Richtungen durch den Beschleuniger geschickt. Für pp-Kollisionen werden die Protonen zunächst aus einem Wasserstofftank extrahiert, in welchem sie durch ein starkes elektrisches Feld ionisiert werden. Von dort aus werden sie in einen linearen Beschleuniger (Linac2) geführt, in welchem sie auf 50 MeV beschleunigt werden. Danach werden sie in einem Pre-Synchrotron, dem Proton Synchrotron Booster (PSB), auf 1,4 GeV und anschließend in einem weiteren Pre-Synchrotron, dem Proton Synchrotron (PS), auf 25 GeV beschleunigt. Dann werden sie im Super Proton Synchrotron (SPS) auf 450 GeV beschleunigt. Nun haben sie genügend Energie, um in den LHC eingespeist zu werden, in welchem sie auf  $\sqrt{s} = 13$  TeV Schwerpunktenergie beschleunigt werden. Bei der Injektion der Protonen in den LHC werden sie durch 1232 Dipolmagnete mit einer stärke von 0,535 T auf einem Krümmungsradius von 2804 m gehalten. Bis zu den Kollision werden die Protonen auf 8 TeV beschleunigt, die Magnetstärke beträgt dann 8,33 T [25]. In Abb. 3.1 ist der schematische Aufbau des LHC und den anderen Beschleunigern und Experimenten am CERN dargestellt.

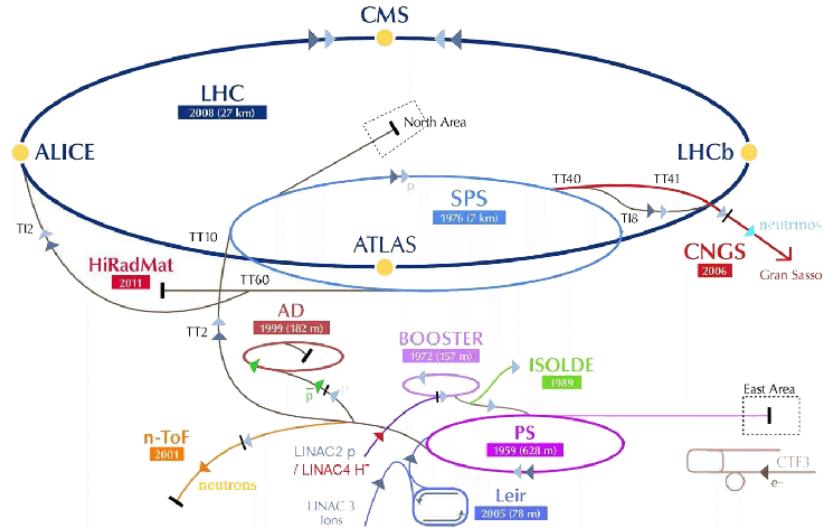


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des CERN Beschleunigerkomplexes. Die Vorbeschleuniger und die vier großen Experimente ATLAS, CMS, ALICE und LHCb sind eingezeichnet.[26]

Neben der Schwerpunktsenergie ist auch die Luminosität  $\mathcal{L}$  für Teilchenbeschleuniger wichtig. Diese ist durch

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f N_b}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (3.1)$$

gegeben und kann als das Produkt der Dichte und Frequenz des Teilchenstrahls gesehen werden. Dabei ist  $N_b$  die Anzahl der Strahlenpakete im betrachteten Strahl und  $N_{1/2}$  die Anzahl an Teilchen pro Strahlenpaket der entgegengesetzt verlaufenden Strahlen.  $f$  beschreibt die Frequenz des Synchrotrons und  $\sigma_{x/y}$  gibt die Breite der Gaußverteilung des betrachteten Strahls in x- bzw. y-Richtung an. Die integrierte Luminosität des LHC ist in Abb. 3.2 zu sehen. Die Luminosität ist linear zur Anzahl an Ereignissen in Beschleunigern. Aus

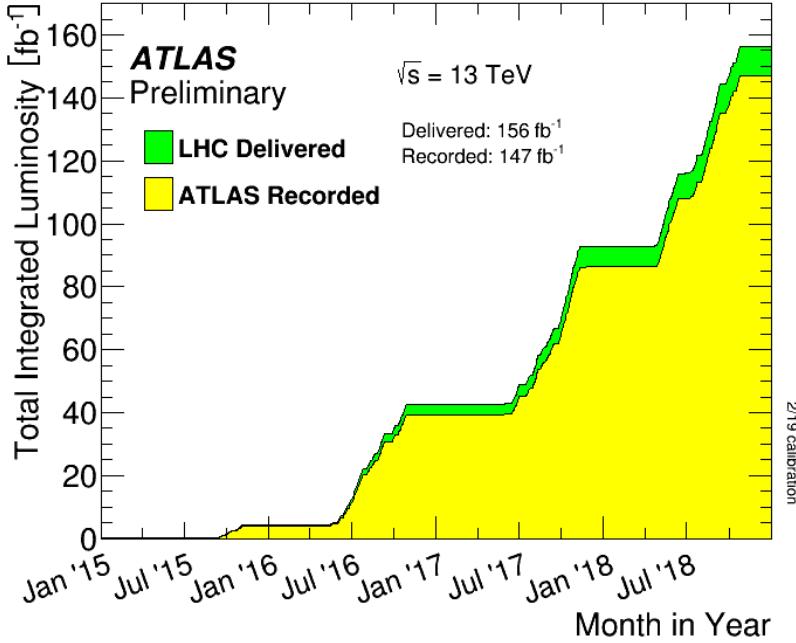
$$N = \sigma \mathcal{L} \quad (3.2)$$

kann wiederum der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, wobei  $N$  für die Anzahl an Ereignissen steht.

Seit Beginn der Datenaufnahme wurde die Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV im Jahre 2011 auf  $\sqrt{s} = 13$  TeV im Jahre 2015 angehoben. Für diese Bachelorarbeit werden Monte-Carlo Simulationen verwendet, die auf  $pp$ -Kollisionen im LHC mit einer Schwerpunktesenergie von  $\sqrt{s} = 13$  TeV basieren.

### 3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist einer von mehreren Teilchendetektoren am LHC. Er ist der größte Detektor am LHC und besteht aus mehreren Detektorsubsystemen, die zusammen Impuls, Energie, Ladung und die Teilchenidentifikation von den meisten Teilchen bestimmen können. In Abb. 3.4 ist ein Querschnitt der Detektorkomponenten zu sehen. Einige Teilchen sind eingezeichnet und man sieht, in welchen Detektorkomponenten sie sichtbar sind. Der Detektor ist zylindrisch, 44 m lang und hat


 Abbildung 3.2: Integrierte Luminosität des LHC für *Run2*. [27]

einen Durchmesser von 25 m. Insgesamt wiegt er 7000 Tonnen [28]. In Abb. 3.3 ist ein schematischer Aufbau des Detektors zu sehen.

### 3.2.1 Koordinatensystem im Detektor

Im Detektor liegt die z-Achse in Richtung des Strahls und die x- und y-Achsen senkrecht zum Strahl. Die x-Achse zeigt in Richtung des Mittelpunkts vom LHC und die y-Achse zeigt nach oben. Die x-y-Ebene wird die Transversalebene genannt. Das System kann auch durch Kugelkoordinaten beschrieben werden. Dann beschreibt  $r$  den Radius zum Interaktionspunkt,  $\phi$  den Azimutwinkel auf der x-y-Ebene und  $\theta$  den Polarwinkel zur positiven z-Achse. Eine wichtige Größe in der Detektorphysik ist die Pseudorapidität, welche durch

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (3.3)$$

gegeben ist. Diese ist so definiert, dass der Teilchenfluss pro  $\Delta\eta$  konstant ist [29].

Winkelabstände werden in Abhängigkeit von  $\eta$  und  $\phi$  beschrieben:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (3.4)$$

Der transversale Impuls wird durch

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.5)$$

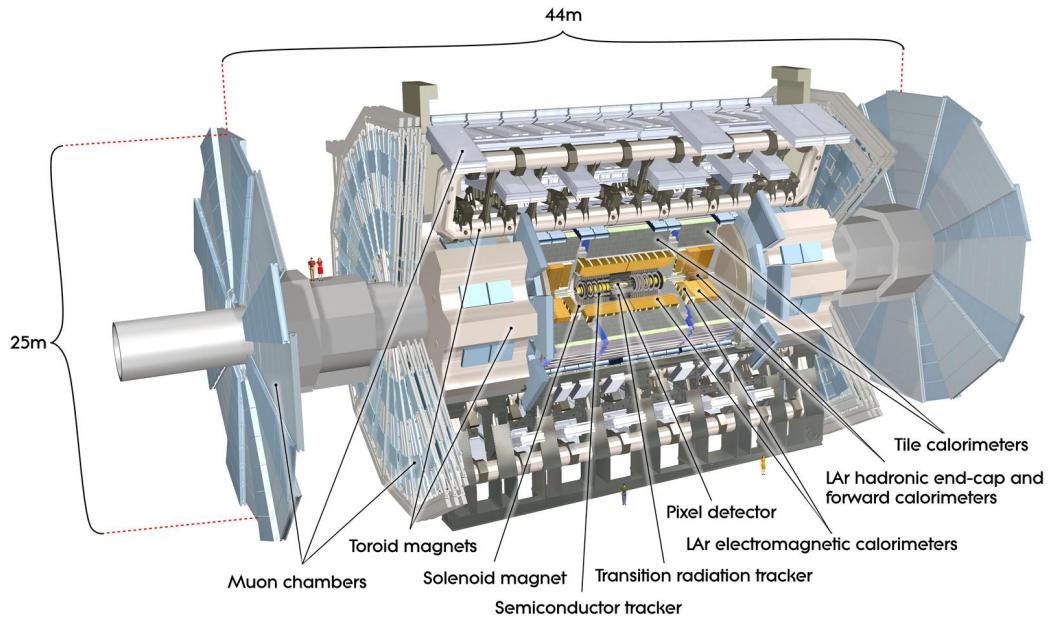


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des ATLAS Detektors. Die Subdetektoren sind eingezeichnet und beschriftet.

berechnet. Da der Protonimpuls vor der Kollision in der transversalen Ebene keinen Anteil besitzt, muss der Gesamttransversalimpuls eines Ereignisses 0 ergeben.

### 3.2.2 Der innere Detektor

Der innere Detektor ist der erste Detektor, in dem Teilchen Spuren hinterlassen. Aufgabe des inneren Detektors ist es, die Positionen und Impulse von geladenen Teilchen kontinuierlich zu messen. Neutrale Teilchen wie Neutrinos, Neutronen oder  $\pi^0$ -Mesonen werden vom inneren Detektor nicht erfasst. Durch den inneren Detektor fließt ein durch Magnete induziertes 2T Magnetfeld, daher kann durch den Krümmungsradius der Teilchenspur der Impuls bestimmt werden.

Der innere Detektor besteht aus drei Komponenten. Dem Teilchenstrahl am nächsten ist der Pixeldetektor. Im Pixeldetektor hinterlassen Teilchen in einzelnen Pixeln ein Signal, welches mit hoher Zeitauflösung ausgelesen werden kann. Außerdem ist es auch Aufgabe des Pixeldetektors die Primär- und Sekundärvertizes von Ereignissen zu lokalisieren. Der Pixeldetektor besitzt 80 Millionen Kanäle, welche eine Ortsauflösung von  $10 \times 115 \mu\text{m}$  liefern. Nach dem Pixeldetektor ist der Siliziumstreifendetektor (SCT) zu finden. In diesem befinden sich 4088 Silizium-Streifenleitungsdetektormodule mit insgesamt 6,3 Millionen Kanälen, welche jeweils eine Auflösung von  $17 \times 570 \mu\text{m}$  besitzen. Die dritte Komponente des inneren Detektors ist der Übergangsstrahlendetektor (TRT). Dieser besteht aus 4 mm großen Elementen, welche insgesamt 350 000 Kanäle besitzen und eine Auflösung von  $130 \mu\text{m}$  liefern. [30] [31]

### 3.2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter

Um den inneren Detektor herum befindet sich ein elektromagnetisches Kalorimeter (EM-Kalorimeter), das einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 3,2$  und einen lückenfreien Bereich in  $\phi$  abdeckt. In diesem Kalorimeter hinterlassen Elektronen und Photonen ihre gesamte Energie in Form eines elektromagnetischen Schauers. Hadronen und Myonen hinterlassen in dem elektromagnetischen Kalorimeter zwar auch einen kleinen Teil ihrer Energie, werden in diesem jedoch nicht gestoppt. Aus dem elektromagnetischen Schauer lässt sich die Energie des Teilchens bestimmen.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Blei und flüssigem Argon, die im Kalorimeter abwechselnd vorkommen. Dabei dient das Blei als Absorber und das flüssige Argon als Auslesematerial. Blei hat eine relativ kurze Strahlungslänge von  $X_0 = 0,56$  cm. Das heißt, dass Photonen durchschnittlich nach 0,56 cm ein Elektron-Positron-Paar durch Paarerzeugung produzieren. Diese besitzen jeweils die Hälfte der Photonenergie. Elektronen bzw. Positronen strahlen durch Bremsstrahlung ein Photon ab, welche auch etwa die Hälfte der Energie mit sich tragen. Dies passiert, bis die Teilchen des Schauers nicht mehr genügend Energie für diese Prozesse besitzen und ihre restliche Energie durch Ionisation abgeben. Ein Teil dieser Ionisationsenergie kann im flüssigen Argon gemessen werden, wodurch Rückschlüsse auf die Anfangsenergie des Teilchens gemacht werden können. Aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnitts sind Neutrinos die einzigen Teilchen, die hier nicht messbar sind. [32]

### 3.2.4 Hadronisches Kalorimeter

Das EM-Kalorimeter ist von einem hadronischen Kalorimeter umgeben. Das Kalorimeter umfasst eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 4,9$  und einen Azimutbereich von  $360^\circ$ .

Im hadronischen Kalorimeter geben Hadronen ihre gesamte Energie, ähnlich wie die Elektronen und Photonen im EM-Kalorimeter, in Form eines hadronischen Schauers ab. Myonen hinterlassen auch hier nur einen kleinen Teil ihrer Energie und fliegen fast ungehindert weiter. Im hadronischen Kalorimeter von ATLAS dient Kupfer oder Wolfram als das Absorbermaterial und flüssiges Argon als das Auslesematerial [28].

### 3.2.5 Myon Spektrometer

Außerhalb des hadronischen Kalorimeters befindet sich das Myon Spektrometer. Das Myon Spektrometer ist der äußerste Subdetektor von ATLAS. Es deckt einen Bereich der Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,7$  ab. Das Myon Spektrometer ist in mehrere Teile unterteilt, welche verschiedene Bereiche des Detektors abdecken. Die Teile des Spektrometers bestehen aus vielen Rohren, die mit verschiedenen Gasgemischen gefüllt sind und durch die jeweils ein Draht geht. Wenn ein Myon durch ein Rohr fliegt, hinterlässt es Ionen, welche im Draht als elektrisches Signal gemessen werden. [32]

Im Myon Spektrometer hinterlassen Myonen auch wieder nur einen Teil ihrer Energie. Es fließt jedoch durch das Spektrometer ein Magnetfeld, womit der Teilchenimpuls durch den Krümmungsradius des Muon gemessen werden kann.

### 3.2.6 $\tau$ -Rekonstruktion

In diesem Abschnitt wird eine Übersicht darüber gegeben, wie  $\tau$ -Kandidaten im ATLAS-Detektor ausgewählt und ihre Richtung, ihre Energie und ihr Impuls rekonstruiert werden. Anschließend wird

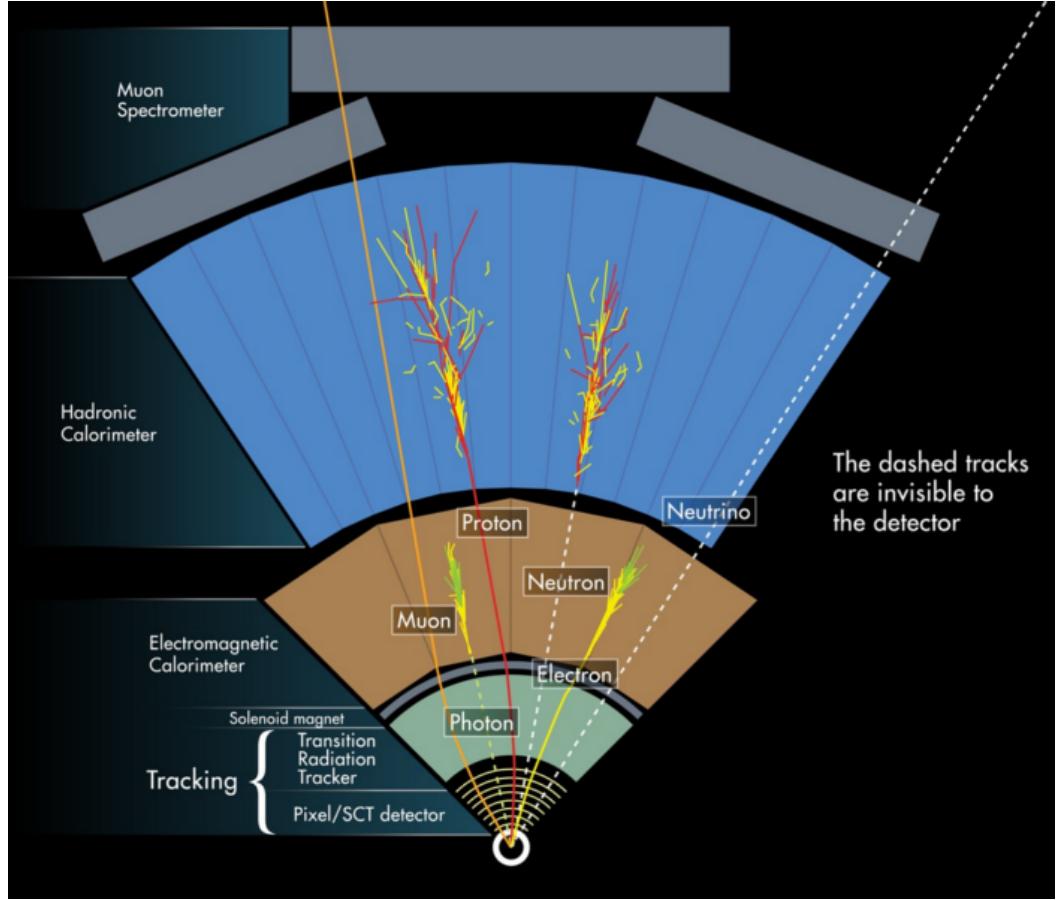


Abbildung 3.4: Querschnitt des ATLAS-Detektors mit den Signaturen einiger Teilchen. Die gestrichelten Linien werden im Detektor nicht erfasst. Die elektromagnetischen Schauer für ein Photon und ein Elektron und die hadronischen Schauer für ein Neutron und ein Proton sind eingezeichnet. [33].

auf die  $\tau$ -Identifikation eingegangen. Als  $\tau$ -Rekonstruktion wird der Prozess bezeichnet, mit dem durch gemessene elektrische Signale die Präsenz eines  $\tau$ -Teilchens ermittelt wird.

Da  $\tau_{lep}$  im ATLAS-Detektor kaum von  $\mu$  oder  $e$  unterschieden werden können, werden nur hadronisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen betrachtet. Jets mit  $p_T > 10$  GeV und  $|\eta| < 2,5$  gelten als mögliche  $\tau$ -Ereignisse. Dabei werden Jets mit  $1,37 < |\eta| < 1,52$  verworfen, da es sich hierbei um den Übergangsbereich zwischen Kalorimeterabschnitten handelt.

Um die Richtung und Energie eines  $\tau$ -Kandidaten zu bestimmen, muss zunächst der Vertex bestimmt werden. Ein  $\tau$ -Vertex wird durch die Spur definiert, die in einem Radius von  $\Delta R < 0,2$  um den Jet den größten Impulsanteil hat. Die Spuren müssen eine Mindestanzahl an Treffern im Tracker und  $p_T > 1$  GeV aufweisen.

Um die Richtung eines  $\tau$ -Kandidaten zu bestimmen, werden nur die Jets in der Region mit  $0 < |\Delta R| < 0,2$  zum Hauptjet betrachtet. Diese Region wird core-Region genannt. Die Richtung des  $\tau$ -Kandidaten wird ermittelt, indem die Winkel  $\eta$  und  $\phi$  aller Spuren in der core-Region berechnet werden. Die Energie des  $\tau$ -Kandidaten wird durch die im Kalorimeter abgelagerte Energie berechnet. Für die  $\tau$ -Rekonstruktion wird die Masse des  $\tau$  als null definiert, was dazu führt, dass  $p_T$  und  $E_T$

identisch sind. In den in dieser Arbeit verwendeten Datensätzen existieren in jedem Ereigniss zwei  $\tau$ -Leptonen. Das  $\tau$  mit einem höheren rekonstruiertem Impuls wird *leading  $\tau$*  ( $\tau_0$ ) genannt. Das  $\tau$  mit weniger rekonstruiertem Impuls wird als *subleading  $\tau$*  ( $\tau_1$ ) bezeichnet.

Im ATLAS-Detektor ist es schwierig wahre  $\tau$ -Ereignisse von fake- $\tau$ -Ereignissen zu unterscheiden. Im Fall von leptonischen  $\tau$ -Zerfällen sind fake- $\tau$ -Leptonen auf Elektronen und Myonen zurückzuführen, da es schwierig ist festzustellen, ob es sich hierbei um Teilchen handelt, die durch einen leptonischen  $\tau$ -Zerfall entstanden sind. Außerdem produzieren Quarks und Gluonen Jets, die fälschlicherweise als hadronische  $\tau$ -Kandidaten klassifiziert werden können.

Um möglichst viele fake  $\tau$ -Ereignisse verwerfen zu können und eine maximale Signaleffizienz zu behalten, werden Variablen verwendet, die zwischen fake- $\tau$ - und echten  $\tau$ -Ereignissen diskriminierend sind. Diese basieren vor allem auf der Form der Jets.

Zur Erstellung des Algorithmus für die  $\tau$ -Identifikation ( $\tau$ -ID) wurden von der ATLAS-Kollaboration  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  MC-Simulationen verwendet. Es werden drei Schwellenwerte (*loose-ID*, *medium-ID* und *tight-ID*) für die Signaleffizienz (Anteil nicht verworfener wahren  $\tau$ -Ereignisse) definiert. Dabei wird durch eine Anpassung von Variablen die Signaleffizienz auf den jeweiligen Schwellenwert gesetzt während die Hintergrunreffizienz (Anteil nicht verworfener fake  $\tau$ -Ereignisse) minimiert wird.

Für 1p  $\tau$ -Leptonen wird die *loose-ID* auf eine Signaleffizienz von 60%, die *medium-ID* auf eine Signaleffizienz von 55% und die *tight-ID* auf eine Signaleffizienz von 45% kalibriert. Für 3p  $\tau$ -Kandidaten wird die *loose-ID* auf eine Signaleffizienz von 50%, die *medium-ID* auf eine Signaleffizienz von 40% und die *tight-ID* auf eine Signaleffizienz von 30% kalibriert. [34] [35]



# KAPITEL 4

---

## Frameworks

---

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Programme und Simulationen vorgestellt, die in dieser Bachelorarbeit verwendet werden.

### 4.1 Der Missing Mass Calculator

Bei einem  $\tau$ -Zerfall entsteht immer ein  $\nu_\tau$  und ein virtuelles  $W^\pm$ , welches in weitere Leptonen oder Hadronen zerfallen kann. Bei leptonischen  $\tau$ -Zerfällen zerfällt das  $W^\pm$  in ein Lepton und das entsprechende Neutrino. Bei hadronischen  $\tau$ -Zerfällen entstehen keine weiteren Neutrinos. Da Neutrinos nur durch die schwache Kraft wechselwirken [36], verlassen die allermeisten Neutrinos jegliche Detektoren ohne direkt nachgewiesen zu werden. Die Energie, die sie tragen, wird daher als *Missing Mass* bezeichnet. Um hochpräzise Messungen von Higgs-Ereignissen und anderen Ereignissen in Collider-Experimenten mit Neutrinos durchzuführen, wird eine Methode benötigt, die die Missing Mass von diesen Ereignissen rekonstruiert kann. In den folgenden Abschnitten wird erläutert, wie der Missing Mass Calculator (MMC) dies zu Stande bringt. Danach wird der Überlapp zwischen Higgs- und Z-Ereignissen ohne MMC mit dem Überlapp der Ereignisse mit dem MMC verglichen.

#### 4.1.1 Kollineare Methode

In  $pp$  Kollisionen kann die fehlende Energie der Neutrinos nicht gemessen werden. Stattdessen wird die *Missing Transverse Energy* (MET) rekonstruiert. Diese entspricht zwangsläufig der transversalen Energie der Neutrinos, da die Protonen keinen transversalen Impuls besitzen. Wenn bei einem Ereignis nur ein Neutrino entstehen würde, könnte man mit der MET die Energie des Neutrinos bestimmen. Da in Dau-Zerfällen jedoch mindestens zwei Neutrinos entstehen, kann man die Energie der Neutrinos dadurch nicht eindeutig bestimmen.

Eine Möglichkeit die Energie der Neutrinos zu bestimmen ist die kollineare Methode. In der kollinearen Methode wird angenommen, dass der sichtbare Teil des  $\tau$ -Zerfalls und das Neutrino, das beim  $\tau$ -Zerfall entsteht, kollinear zueinander sind ( $\theta_{vis} \cong \theta_\nu, \phi_{vis} \cong \phi_\nu$ ). Außerdem wird angenommen, dass die gesamte fehlende transversale Energie von den Neutrinos stammt. Unter diesen Voraussetzungen gilt für die x-Komponente und die y-Komponente der *Missing Transverse Energy*  $E_x^{MET}$  und  $E_y^{MET}$ :

$$E_x^{MET} = p_{mis_0} \sin \theta_{vis_0} \cos \phi_{vis_0} + p_{mis_1} \sin \theta_{vis_1} \cos \phi_{vis_1}, \quad (4.1)$$

$$E_y^{MET} = p_{mis_0} \sin \theta_{vis_0} \sin \phi_{vis_0} + p_{mis_1} \sin \theta_{vis_1} \sin \phi_{vis_1}. \quad (4.2)$$

Dadurch lässt sich die Gesamtmasse des Higgs- oder Z-Bosons durch

$$M_{\tau\tau} = m_{vis} \cdot \sqrt{\frac{(p_{vis_0} + p_{mis_0})(p_{vis_1} + p_{mis_1})}{p_{vis_0} p_{vis_1}}} \quad (4.3)$$

bestimmen. Diese Methode gibt jedoch nur realistische Massen zurück, falls sich die  $\tau$ -Leptonen in einem transversal geboosteten System befinden. Dies liegt daran, dass sich  $\phi_{vis_0} - \phi_{vis_1}$  sonst gegen  $\pi$  annähert und sich Formel 4.3 entartet. Eine Folge davon ist, dass in der kollinearen Approximation zu oft hohe Werte für die rekonstruierte Masse berechnet werden, was durch einen rechtsschiefen Verlauf der Ausgabe sichtbar ist. Außerdem ist diese Methode sehr empfindlich auf die Energieauflösung von  $E^{MET}$ . [37]

#### 4.1.2 Methode des MMC

Um ein Ereignis ohne die Annahmen der kollinearen Methode vollständig zu rekonstruieren, müssen sechs bis acht Variablen gelöst werden: jeweils drei für  $p_{miss_0}$  und  $p_{miss_1}$  und, falls ein oder beide  $\tau$ -Leptonen leptonisch zerfallen, die invariante Masse von beiden Neutrinos. Allerdings gibt es nur vier Formeln, um diese zu lösen:

$$E_x^{MET} = p_{mis_0} \sin \theta_{vis_0} \cos \phi_{vis_0} + p_{mis_1} \sin \theta_{vis_1} \cos \phi_{vis_1}, \quad (4.4)$$

$$E_y^{MET} = p_{mis_0} \sin \theta_{vis_0} \sin \phi_{vis_0} + p_{mis_1} \sin \theta_{vis_1} \sin \phi_{vis_1}. \quad (4.5)$$

$$M_{\tau_0}^2 = m_{mis_0}^2 + m_{vis_0}^2 + 2 \cdot \sqrt{p_{vis_0}^2 + m_{vis_0}^2} \sqrt{p_{mis_0}^2 + m_{mis_0}^2} - 2 p_{vis_0} p_{mis_0} \cos \Delta\theta_{vm_0} \quad (4.6)$$

$$M_{\tau_1}^2 = m_{mis_1}^2 + m_{vis_1}^2 + 2 \cdot \sqrt{p_{vis_1}^2 + m_{vis_1}^2} \sqrt{p_{mis_1}^2 + m_{mis_1}^2} - 2 p_{vis_1} p_{mis_1} \cos \Delta\theta_{vm_1} \quad (4.7)$$

Hier steht  $M_{\tau_{0/1}}$  für die invariante Masse des  $\tau_{0/1}$  und entspricht  $(1776,86 \pm 0,12)$  GeV.  $\Delta\theta_{vm_{1/2}}$  beschreibt den Winkel zwischen  $p_{vis_{0/1}}$  und  $p_{mis_{0/1}}$ . Bei hadronischen  $\tau$ -Zerfällen entsteht nur ein Neutrino und  $m_{mis}$  wird als 0 definiert. Da es in den Gleichungen also mindestens zwei Freiheitsgrade gibt, existieren für diese Formeln unendlich viele Lösungen. Ein Ansatz um dieses Problem anzugehen bietet der MMC. Hierbei betrachtet man, wie wahrscheinlich die einzelnen Lösungen der Formeln sind, indem man *Probability Density Functions* (PDFs) nutzt. Mithilfe der PDFs werden die Wahrscheinlichkeiten durch Hinzuziehung eines Markov-Chain-Monte-Carlo-Verfahrens (MCMC-Verfahren) für alle Lösungen in einen physikalisch sinnvollen Bereich von Formeln 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 abgesucht. Die PDFs, die dafür verwendet werden, sind  $\Delta\theta_{0/1}$  (3D-Winkel zwischen  $p_{vis}$  und  $p_{mis}$ ) und  $R_{0/1}$  (Verhältnis zwischen sichtbarem und fehlendem Impuls in transversaler Richtung). Ein weiterer Vorteil gegenüber der kollinearen Methode ist, dass auch die Auflösung von der transversalen fehlenden Energie  $E^{MET}$  in x- und y-Richtung betrachtet wird. [38] [37]

Insgesamt ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für eine Lösung also durch das Produkt der Wahrscheinlichkeiten der dazu nötigen  $\Delta\theta_{0/1}$ ,  $R_{0/1}$  und  $\Delta E_{x/y}^{MET}$ :

$$P_{tot} = P(\Delta\theta_0) \cdot P(\Delta\theta_1) \cdot P(R_0) \cdot P(R_1) \cdot P(\Delta E_x^{MET}) \cdot P(\Delta E_y^{MET}). \quad (4.8)$$

Sobald die Wahrscheinlichkeiten für alle Lösungen im betrachteten Bereich berechnet werden, kann im MMC zwischen drei verschiedenen Ausgaben gewählt werden:

MAXW (max weight): die Lösung mit der höchsten Wahrscheinlichkeit,

MLM (most likely mass): die Ditaumasse mit der höchsten Wahrscheinlichkeit und

MLNU3P (most likely neutrino three-momentum): der wahrscheinlichste Neutrino Dreierimpuls.

In dieser Bachelorarbeit wird die MAXW-Ausgabe verwendet.

### 4.1.3 Vergleich von $M_{vis}$ , $M_{koll}$ und $M_{MMC}$

In Abb. 4.1 sind Vergleiche zwischen der sichtbaren Ditaumasse  $M_{vis}$  und der Ausgabe des MMC ( $M_{MMC}$ ) getrennt für Higgs und Z zu sehen. Die blauen Histogramme beschreiben die Verteilungen der sichtbaren Energie. Die gelben Histogramme zeigen die Resultate des MMC. Die Ausgabe der kollinearen Methode wird durch die magentafarbenen Histogramme dargestellt.

Es ist zu sehen, dass der Mittelwert der sichtbaren Energie für Z-Zerfälle ( $66,9 \pm 0,1$ ) GeV und Massenmittelwert des MMC ( $93,2 \pm 0,1$ ) GeV beträgt. Der Massenmittelwert der kollinearen Methode beträgt ( $98,3 \pm 0,1$ ) GeV. Der Mittelwert des MMC nähert sich also dem Wert des Standardmodells stark an, aber übertrifft ihn. Für den Higgsdatensatz beträgt der Mittelwert der sichtbaren Energie ( $82,8 \pm 0,1$ ) GeV und der Massenmittelwert des MMC ( $120,0 \pm 0,1$ ) GeV. Die kollineare Methode gibt eine Massenmittelwert von ( $126,0 \pm 0,1$ ) GeV zurück. Auch hier nähert sich der Massenmittelwert des MMC dem Wert des Standardmodells stark an. Man sieht, dass die kollineare Methode für beide Datensätze, im Gegensatz zum MMC, zu einer rechtsschiefen rekonstruierten Massenverteilung führt.

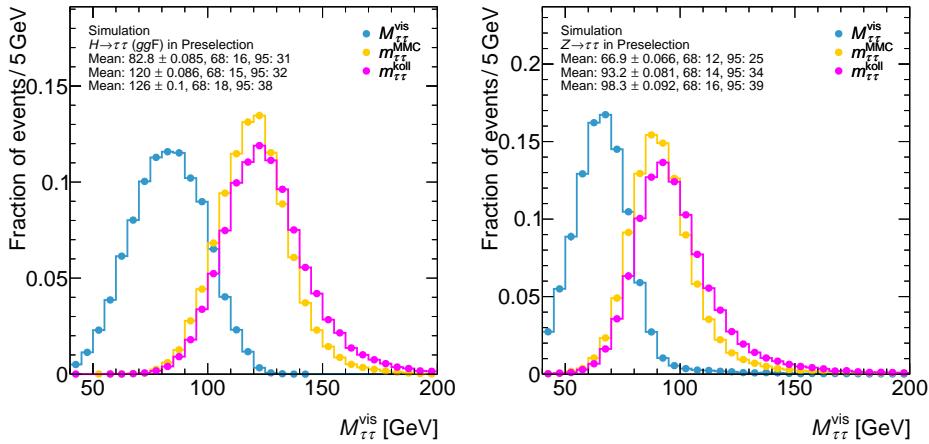


Abbildung 4.1: Vergleich der sichtbaren Ditaumasse mit der Ausgabe der kollinearen Methode und des MMC für Higgs-Zerfälle (links) und Z-Zerfälle (rechts).

## 4.2 Weitere Programme und Simulationen

Im Folgenden werden weitere Programme und Simulationen vorgestellt, die in dieser Arbeit zur Datengeneration und -analyse genutzt werden.

*Higgs Analysis Plotting in Python* (HAPPY) ist ein von Christian Grefe geschrieben plotting Framework, das sich auf die Higgs-Analyse spezialisiert [39]. HAPPY bietet viele Klassen, die auf ROOT (eine objektorientierte Software, die zur Datenanalyse am CERN verwendet wird [40]) Klassen basieren, an, um die Higgs-Analyse zu vereinfachen. In dieser Bachelorarbeit wird HAPPY verwendet, um Variablen zu definieren und mit diesen Variablen Datensätze in Regionen aufzuteilen. Zusätzlich wird HAPPY in dieser Arbeit auch für die Erstellung von Graphen und den Parametrisierungen des MMC verwendet.

Der MMC-Parametrisierungscode baut auf HAPPY auf und beinhaltet viele Variablen und Regionen, die für die Arbeit mit dem MMC ausgelegt sind. Er enthält auch viele Vorlagen für Graphen, die für diese Bachelorarbeit relevant sind. Durch den MMC-Parametrisierungscode werden die PDFs erstellt und die Ergebnisse des MMC analysiert. Der MMC-Parametrisierungscode wurde von Michael Hübner geschrieben. [41]

In dieser Arbeit werden für die Analyse MC-Simulationen verwendet. Alle  $H_{ggF} \rightarrow \tau\tau$  MC-Simulationen basieren auf dem *PYTHIA8* Ereignisgenerator und wurden durch die *POWHEG BOX* generiert. Die  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignisse wurden durch *SHERPA* erstellt [41]. Alle Daten der MC-Simulation sind in Ntupeln gespeichert, welche durch ROOT, und dadurch durch HAPPY, eingelesen werden können. In den MC-Simulationen wird auch die Effizienz und Teilchenrekonstruktion des Detektors simuliert. Die in der MC-Simulation wahren Werte werden mit *matched* (z.B.  $p_T^{matched}$ ) gekennzeichnet, falls sie zu einem rekonstruiertem  $\tau$ -Kandidaten zugewiesen werden können. Falls einem wahren Ereignis kein rekonstruiertes Ereignis zugewiesen werden kann, wird der Wert aus den Datensätzen verworfen. Die in der Simulation vom Detektor gemessenen Werte bekommen dagegen keine zusätzliche Kennzeichnung (z.B.  $p_T$ ). Auf den Ntupeln liegt bereits ein *loose-ID* Schnitt (siehe Abschnitt 3.2.6) auf den  $\tau$ -Leptonen vor. Außerdem wurden alle Ereignisse verworfen, in denen für  $\tau_0 p < 35$  GeV oder für  $\tau_1 p < 25$  GeV gilt.

Der Tauspinner ist ein Programm, mit dem man unter anderem die Helizität von  $\tau$ -Leptonen statistisch bestimmen kann. Dazu werden nur die Identität und der Viererimpuls des Bosons (hier Z oder H) und der Viererimpuls der  $\tau$ -Leptonen benötigt. Diese Informationen sind in den Ntupels vorhanden. Die Ausgabe des Tauspinner wird in den Ntupeln gespeichert und beträgt entweder  $\omega = +1$  oder  $\omega = -1$ . Der Tauspinner wird in dieser Bachelorarbeit verwendet, da die Helizitäten der  $\tau$ -Leptonen in den MC-Simulationen nicht gespeichert werden [42].

# KAPITEL 5

---

## Analyse

---

In diesem Kapitel wird zunächsts betrachtet, wie sich die  $p_T$ -Verteilung für verschiedene Spingewichte des Tauspinner unterscheidet. Darauf aufbauend wird untersucht, wie aus den Spingewichten auf die Helizität der  $\tau$ -Leptonen geschlossen werden kann. Danach werden zwei neue Parametrisierungen des MMC erstellt. Die erste wird getrennt für linkshändige und rechtshändige  $\tau$ -Leptonen angefertigt. Die zweite neue Parametrisierung unterscheidet zusätzlich zwischen Higgs- und Z-Zerfällen. Die Ergebnisse des MMC mit den neuen Parametrisierungen werden mit den Ergebnissen einer bereits existierenden Parametrisierung verglichen.

### 5.1 $p_T$ -Abhängiges Helizitätsverhältnis

Bei der Generation der Ntupels durch Sherpa und PowHeg werden die Helizitätsinformationen der  $\tau$ -Leptonen verworfen. Eine Möglichkeit, auf diese zurückzuschließen ist der Tauspinner.

#### 5.1.1 Der Tauspinner

In Abb. 5.1 sind die Spingewichte des Tauspinner angegeben. Wie zu erwarten ist für den Higgs-Datensatz keine Präferenz für einen Wert zu sehen. In den Spingewichten des Z-Datensatzes ist jedoch eine statistisch relevante Asymmetrie zwischen  $\omega = -1$  und  $\omega = 1$  zu sehen. Nur 47,97% der Ereignisse haben den Wert  $-1$  vom Tauspinner zugewiesen bekommen. Um dies genauer zu betrachten, sind die Tauspinnerwerte in Abb. 5.2 nochmals auf ihre Ladung unterteilt angegeben. Hier ist zu sehen, dass in jedem Fall eine Asymmetrie auftritt. Die prozentuale Verteilung der Tauspinnerwerte ist in Tab. 5.1 angegeben.

Um aus dem Spingewicht  $\omega$  des Tauspinner auf die Helizität der einzelnen  $\tau$ -Leptonen zu schließen, muss identifiziert werden, welches  $\omega$  zu welcher Zerfallsart gehört. Wie bereits in Kapitel 2.1 erwähnt, müssen in Z-Zerfällen beide  $\tau$ -Leptonen die gleiche Helizität ( $\tau^+ \uparrow \tau^- \uparrow$  oder  $\tau^+ \downarrow \tau^- \downarrow$ ) besitzen und in Higgs-Zerfällen jeweils ein  $\tau$  linkshändig und ein  $\tau$  rechtshändig sein ( $\tau^+ \uparrow \tau^- \downarrow$  oder  $\tau^+ \downarrow \tau^- \uparrow$ ).

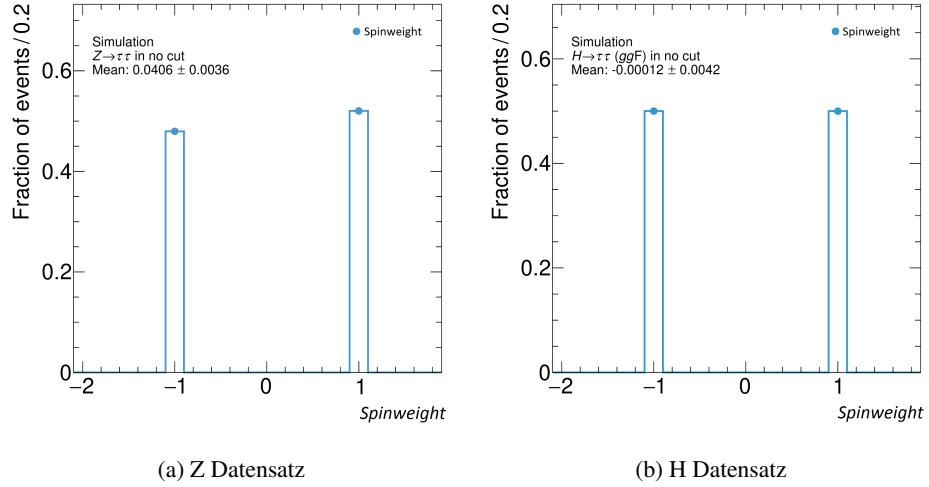


Abbildung 5.1: Verteilung der Tauspinnerwerte  $\omega$  der MC-Simulationen.

Datensatz	$q(\tau_0)$	Tauspinnerwert	
		-1	+1
Higgs-Boson	-1	52,58%	47,42%
Higgs-Boson	+1	47,48%	52,52%
Higgs-Boson	+1 und -1	50,00%	50,00%
Z-Boson	-1	48,79%	51,21%
Z-Boson	+1	47,02%	52,98%
Z-Boson	+1 und -1	47,97%	52,03%

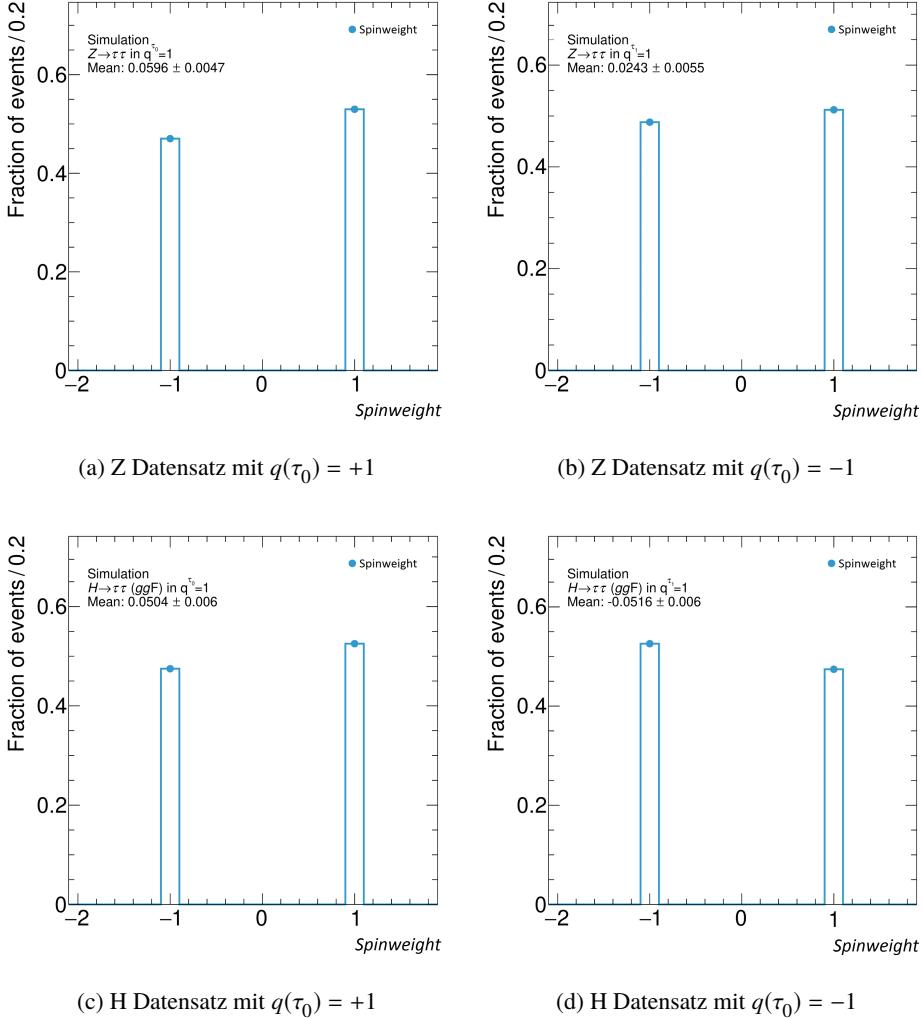
Tabelle 5.1: Aufteilungen der Tauspinnerwerte  $\omega$ . Die Aufteilungen sind auch für positive  $\tau$ -Leptonen und negative  $\tau$ -Leptonen getrennt angegeben.

### 5.1.2 $\Upsilon$ -Verteilungen der MC-Simulationen

Die  $\Upsilon$ -Verteilungen der Monte-Carlo-Simulationen für 1p1n Ereignisse sind in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 dargestellt. Zur Erstellung der Graphen wurde  $\Upsilon$  mit  $E_{\text{geladen}}^{\text{matched}}$  und  $E_{\text{neutral}}^{\text{matched}}$  berechnet. Dabei werden die Graphen für die beiden Datensätze (Higgs und Z) getrennt erstellt. Zusätzlich werden die Graphen sowohl für das führende als auch folgende  $\tau$ -Leptonen getrennt. Letztlich werden die Datensätze nach  $\tau^-$  und  $\tau^+$  getrennt.

Im Vergleich mit der idealen  $\Upsilon$ -Verteilung (siehe Abb. 2.9) ist zu sehen, dass das Spingewicht  $\omega$  bis auf die negativen  $\tau$ -Leptonen aus Higgs-Zerfällen mit der Helizität übereinstimmt. Wenn man annimmt, dass  $\omega$  der Helizität des positiv geladenen  $\tau$  entspricht, folgen die  $\Upsilon$ -Verteilungen den Erwartungen: Da das System geboostet ist, neigen  $\tau_0$  und  $\tau_1$  in Z-Zerfällen dazu, die gleiche Helizität zu besitzen. In geboosteten Higgs-Zerfällen neigen die  $\tau$ -Leptonen jedoch dazu, entgegengesetzte Helizitäten zu besitzen. Die Helizität des negativen  $\tau$  in Higgs-Zerfällen wird als das additiv Inverse des Spingewicht  $\omega$  definiert.

In den folgenden Teilen der Analyse werden für  $\tau_0$  und für  $\tau_1$  Regionen für linkshändige und


 Abbildung 5.2: Verteilung der Tauspinnerwerte für  $q(\tau_0) = +1$  und  $q(\tau_0) = -1$ 

Regionen für rechtshändige  $\tau$ -Leptonen definiert. Die dazu nötigen Schnitte sind in Tab. 5.2 gelistet.

Higgs	Linkshändige $\tau_0$	$(q(\tau_0) = +1 \text{ und } \omega = -1) \text{ oder } (q(\tau_0) = -1 \text{ und } \omega = +1)$
	Rechtshändige $\tau_0$	$(q(\tau_0) = +1 \text{ und } \omega = +1) \text{ oder } (q(\tau_0) = -1 \text{ und } \omega = -1)$
	Linkshändige $\tau_1$	$(q(\tau_0) = +1 \text{ und } \omega = +1) \text{ oder } (q(\tau_0) = -1 \text{ und } \omega = -1)$
	Rechtshändige $\tau_1$	$(q(\tau_0) = +1 \text{ und } \omega = -1) \text{ oder } (q(\tau_0) = -1 \text{ und } \omega = +1)$
Z	Linkshändige $\tau_0$	$\omega = -1$
	Rechtshändige $\tau_0$	$\omega = +1$
	Linkshändige $\tau_1$	$\omega = -1$
	Rechtshändige $\tau_1$	$\omega = +1$

Tabelle 5.2: Verwendeten Schnitte zur Helizitätbestimmung in der MC-Simulation.

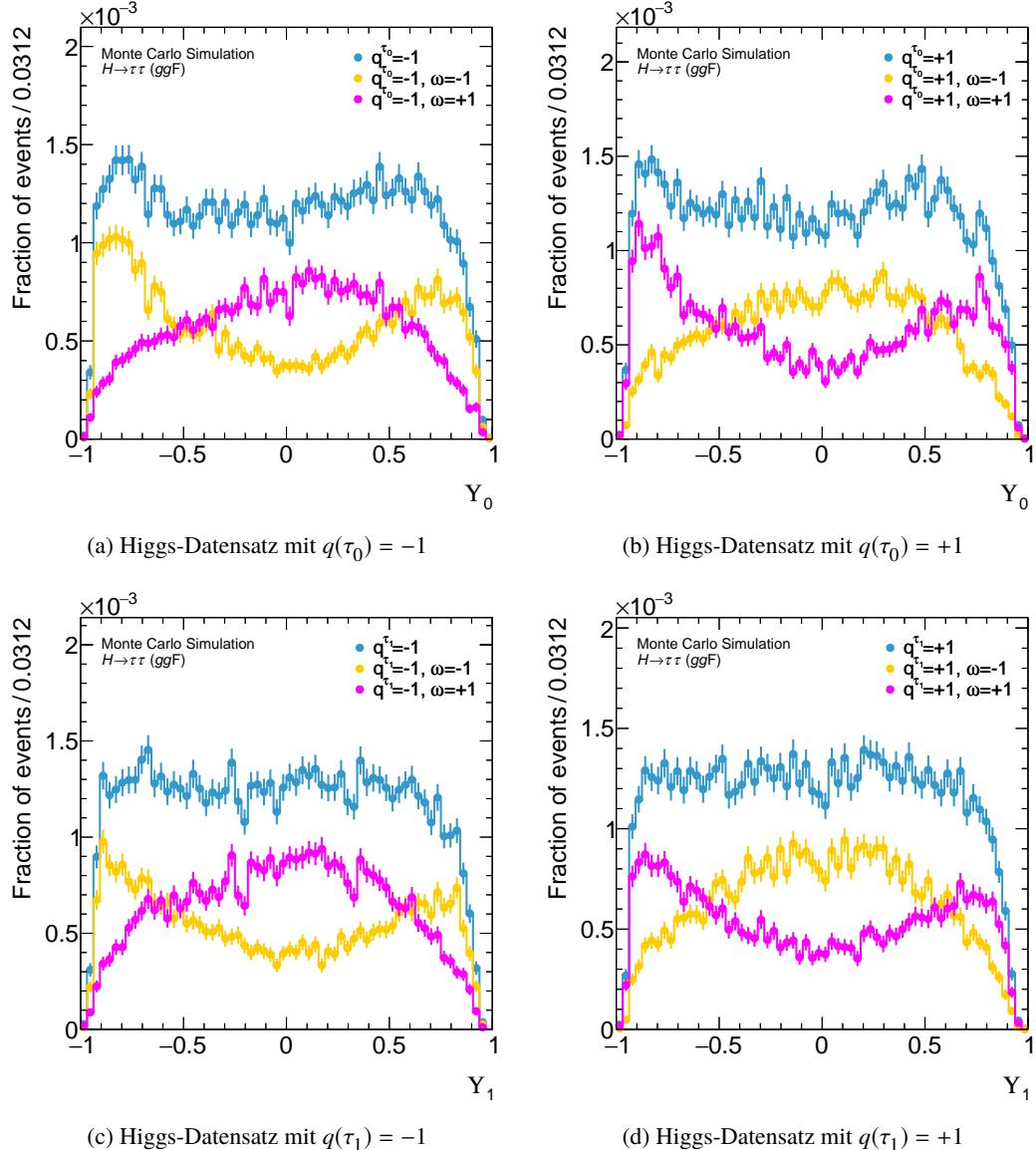


Abbildung 5.3:  $\Upsilon$ -Verteilungen der Higgs Monte-Carlo-Simulationen für  $\omega = -1$  und  $\omega = +1$  im Higgs-Datensatz. Die magentafarbene Kurve beschreibt die Ereignisse mit  $\omega = +1$  und die gelbe Kurve beschreibt Ereignisse mit  $\omega = -1$ .

### 5.1.3 Helizitätsverhältnisse

In Abb. 5.5 sind die normierten  $p^{matched}$ -Verteilungen für rechtshändige und linkshändige  $\tau$ -Leptonen abgebildet. Eine weitere Aufteilung für  $\tau^+$  und  $\tau^-$  ist im Anhang in A.1 zu sehen, aber es ergibt sich keine Ladungsabhängigkeit der Verteilungen. Es ist zu sehen, dass signifikante Unterschiede zwischen linkshändigen und rechtshändigen  $\tau$ -Leptonen vorliegen: Es gibt mehr rechtshändige  $\tau$ -Leptonen als linkshändige  $\tau$ -Leptonen. Dieser Effekt nimmt mit steigendem Impuls ab, und die Anzahl an

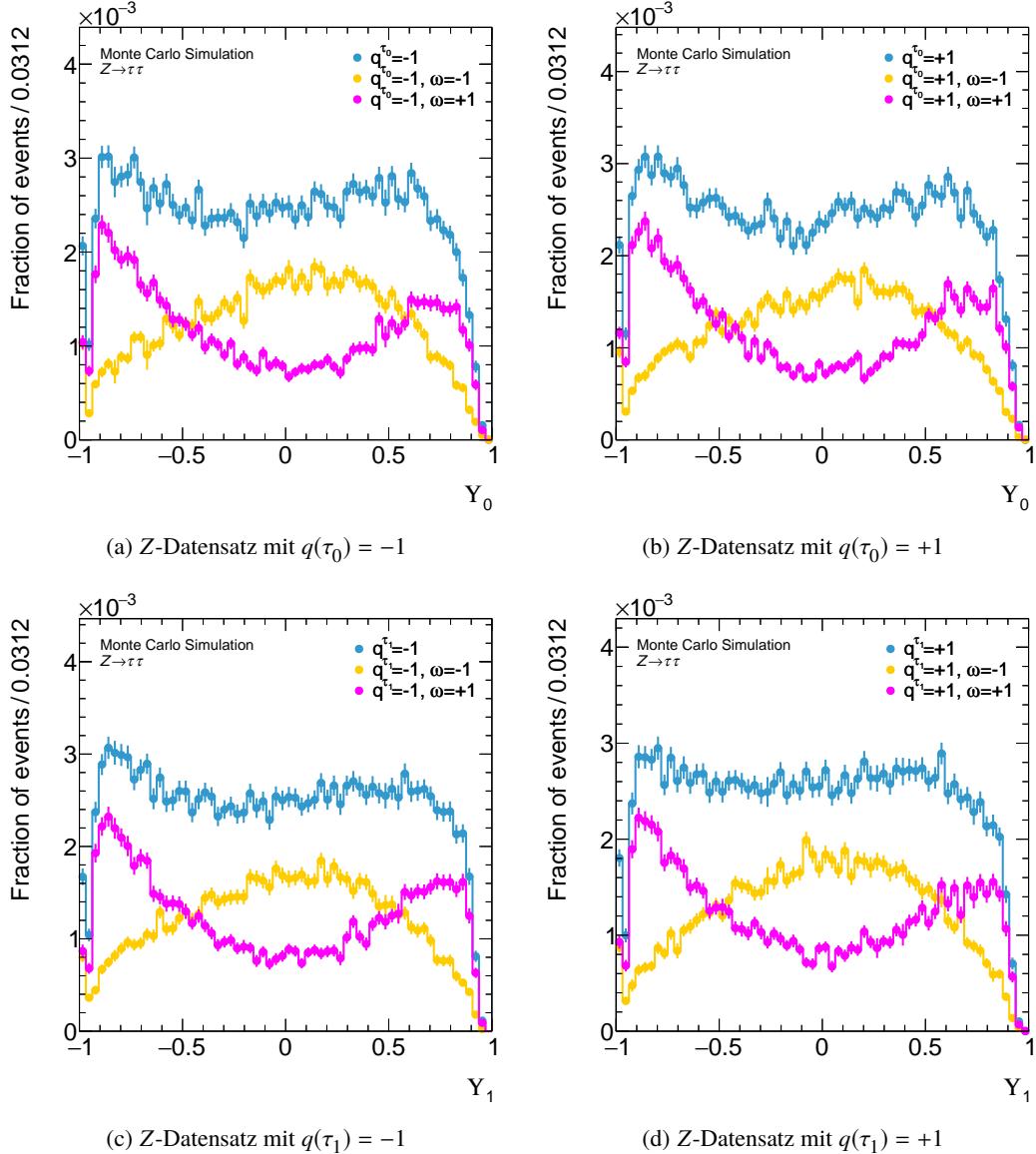


Abbildung 5.4:  $\Upsilon$ -Verteilungen der  $Z$  Monte-Carlo-Simulationen für  $\omega = -1$  und  $\omega = +1$  im  $Z$ -Datensatz. Die magentafarbene Kurve beschreibt die Ereignisse mit  $\omega = +1$  und die gelbe Kurve beschreibt Ereignisse mit  $\omega = -1$ .

linkhändigen und rechtshändigen  $\tau$ -Leptonen unterscheidet sich ab ca. 80 GeV für  $\tau_1$  und ab ca. 120 GeV für  $\tau_0$  nähern sich die Verteilungen aneinander an.

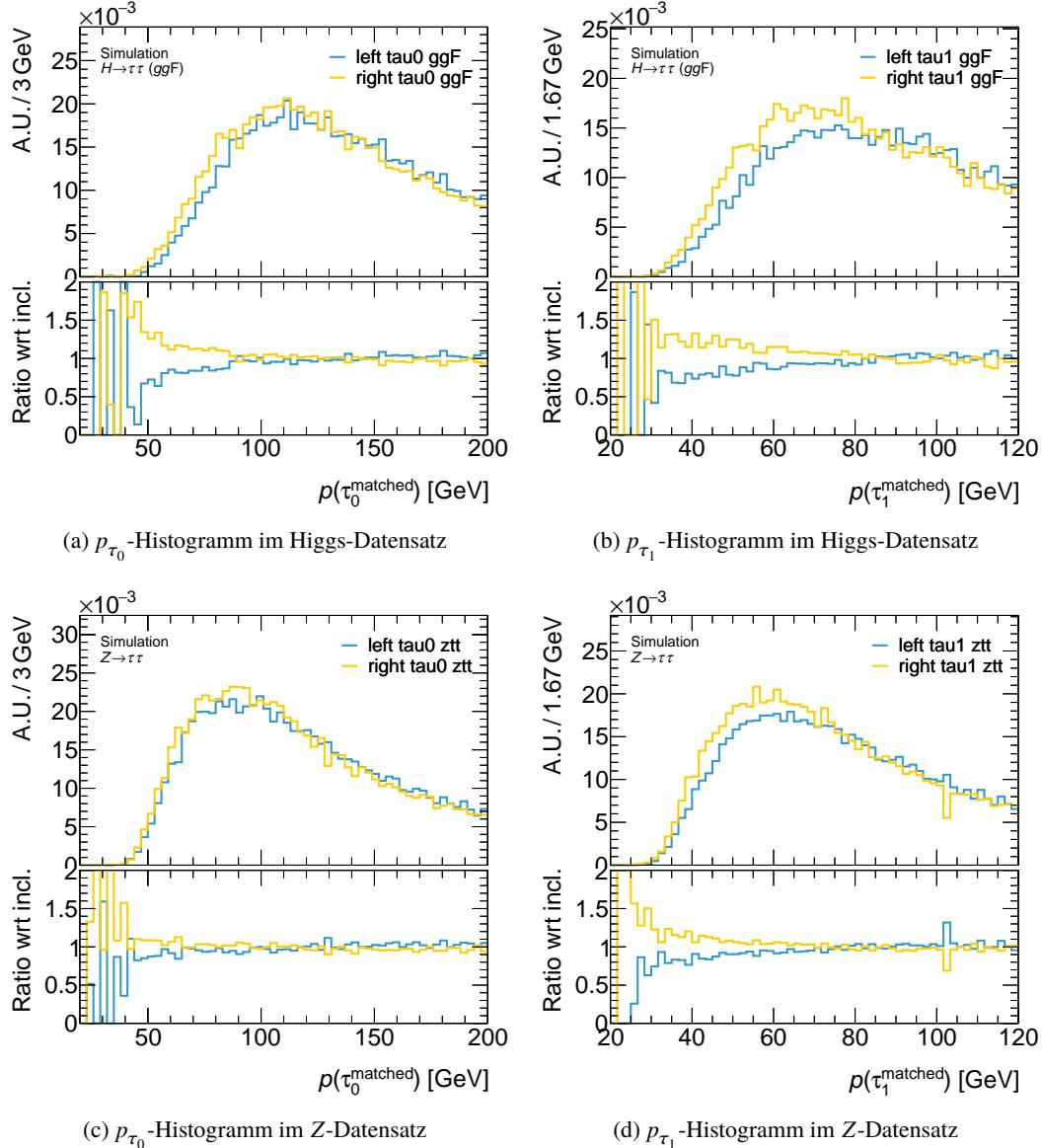


Abbildung 5.5: p-Histogramme der MC-Simulationen für linkshändige und rechtshändige  $\tau$ .

Auf den Monte-Carlo-Simulationen liegt bereits ein *loose cut* (siehe Kapitel 3.2.6). Es ist möglich, dass dieser auf linkshändige und rechtshändige  $\tau$ -Leptonen anders wirkt. Die rohen Daten ohne *loose cut* sind für einen Vergleich nicht vorhanden. Stattdessen ist in Abb. 5.6 zu sehen, welchen Anteil der  $\tau$ -Leptonen in einem *tight cut* im Vergleich zum *loose cut* verworfen werden. Dies ist für rechtshändige und linkshändige  $\tau$ -Leptonen getrennt angegeben. In Abb. 5.7 ist das Verhältnis von beiden Fällen gegeben (Abb. 5.7(a) zeigt das Verhältnis der Histogramme in Abb. 5.6(a) und 5.6(c) ; Abb. 5.7(b) zeigt das Verhältnis der Histogramme in Abb. 5.6(a) und Abb. 5.6(d)). Es ist in allen Fällen eine Asymmetrie von etwa 5% vorhanden. Der *tight cut* schneidet also mehr linkshändige als rechtshändige  $\tau$ -Leptonen aus den Daten. Daher ist es möglich, dass auch der *loose cut* eine solche Asymmetrie

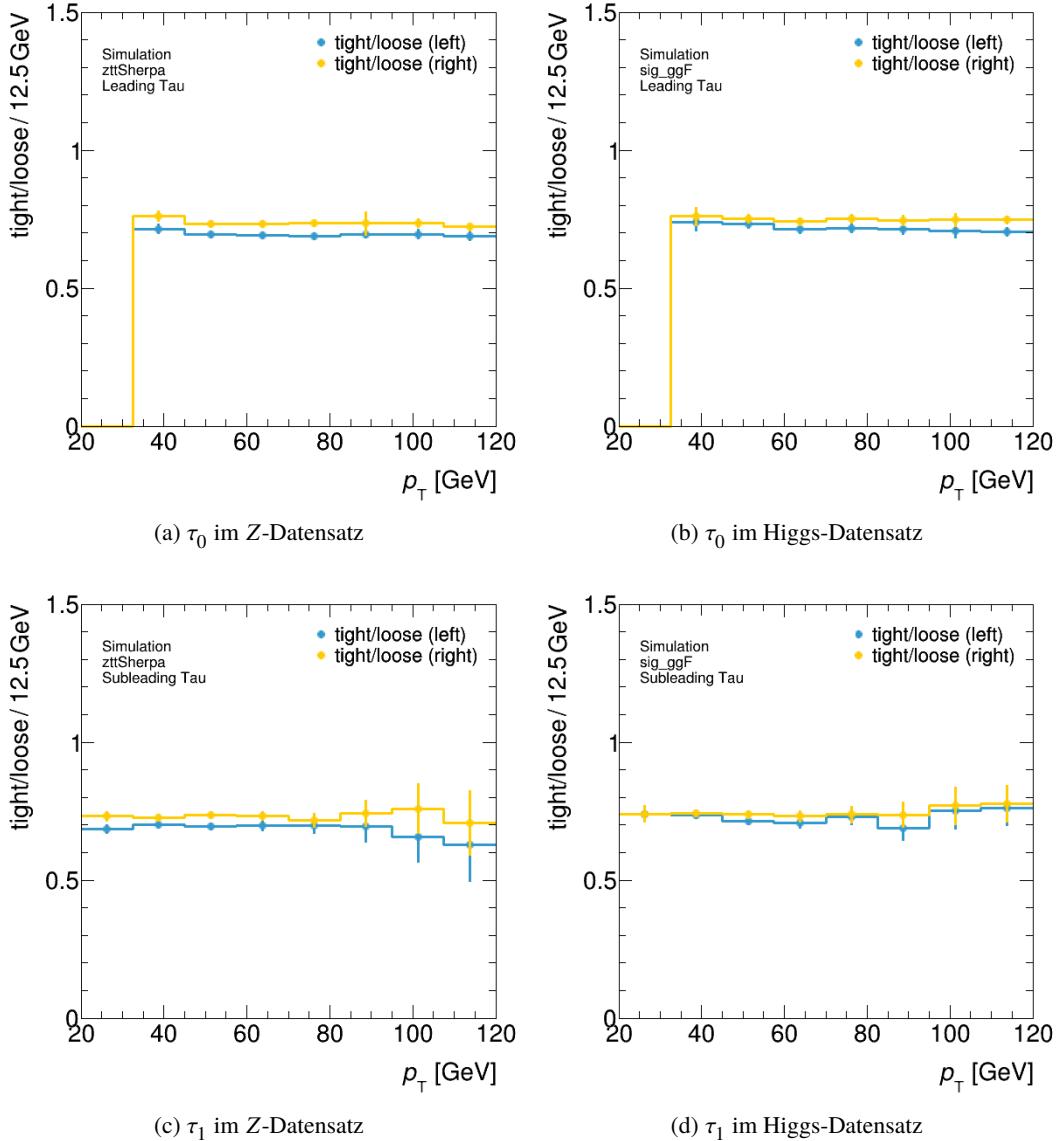


Abbildung 5.6: Verhältnis von  $\tau$  mit *loose*-ID zu *tight*-ID für rechtshändige und linkshändige  $\tau$  in den MC-Simulationen.

verursacht. Außerdem liegen auf den Daten  $p_T$ -Schnitte. Die Richtung der messbaren Energie hängt von der Helizität des  $\tau$ -Leptons ab. Daher werden mehr rechtshändige  $\tau^-$  bzw. mehr linkshändige  $\tau^+$  durch  $p_T$  Schnitte von den Daten entfernt.

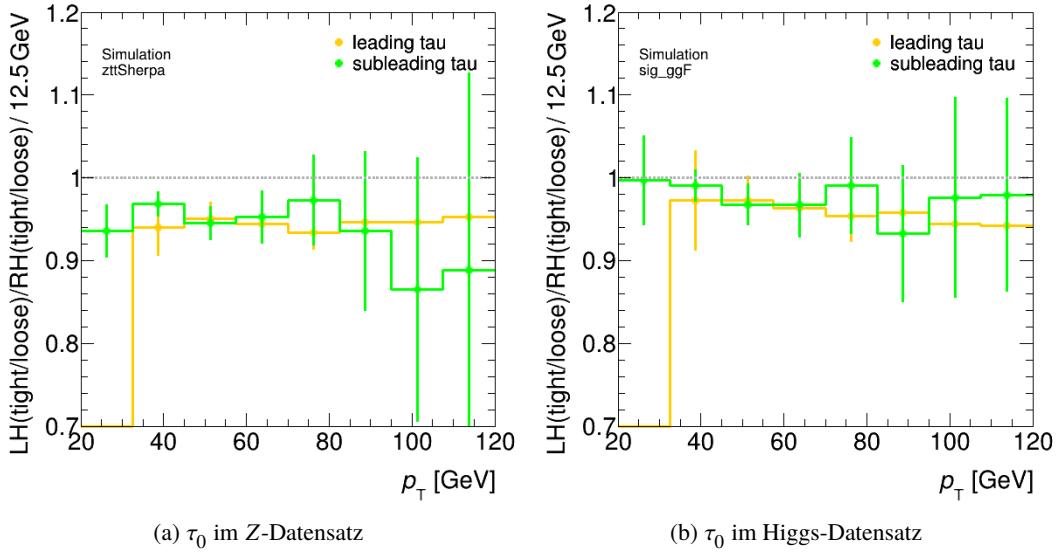


Abbildung 5.7: Verhältnisse zwischen den Verhältnissen von linkshändigen *loose*-ID  $\tau$  zu linkshändigen *tight*-ID  $\tau$  zu den Verhältnissen von rechtshändigen *loose*-ID  $\tau$  zu rechtshändigen *tight*-ID  $\tau$ .

## 5.2 Neue Parametrisierung getrennt nach der Helizität der $\tau$ -Leptonen

In diesem Abschnitt wird eine neue Parametrisierung für den MMC vorgestellt. Für  $R_{0/1}$  werden statische Parametrisierungen erstellt. Dazu werden an die  $R_{0/1}$ -Histogramme eine Kurvenanpassung durchgeführt. Die Winkel zwischen sichtbarer und fehlender Energie  $\theta_{vm_{1/2}}$  werden durch  $p_T$ -abhängige PDFs parametrisiert: Es werden zunächst fünf  $p_T$ -Bins erstellt, welche jeweils 20% der  $\tau$ -Ereignisse enthalten. Dann wird an das Histogramm jedes  $p_T$ -Bins eine Funktion angepasst. Aus jeder der fünf Anpassungen werden die Parameterwerte ausgelesen und der Mittelpunkt des jeweiligen  $p_T$  Bins berechnet. Für jeden Parameter gibt es also fünf Datenpunkte (bestehend aus einem Parameterwert und des  $p_T$ -Mittelpunkt des jeweiligen  $p_T$ -Bins). Danach wird für jeden der Parameter eine weitere,  $p_T$ -abhängige Funktion an die Datenpunkte angepasst. Im MMC kann dann die optimale PDF durch  $P_T$  berechnet werden. Für  $\Delta E_{x/y}^{TEM}$  werden in dieser Bachelorarbeit keine neuen Parametrisierungen erstellt.

Die Parametrisierungen werden für  $\tau_0$  und  $\tau_1$  und für linkshändige  $\tau$ -Leptonen und rechtshändige  $\tau$ -Leptonen getrennt erstellt. Außerdem werden sie auch für 1p0n, 1p1n, 1pXn, 3p0n und 3pXn getrennt erstellt. Insgesamt werden also 20 verschiedene Fälle betrachtet.

### 5.2.1 $R_{0/1}$ -Parametrisierung

In Abb. 5.8 sind die  $R$ -Parametrisierungen für linkshändige und rechtshändige 1p0n  $\tau$ -Leptonen zu sehen. An die Histogramme werden logarithmische Normalverteilungen der Form

$$f(x) = A \cdot \exp \left( -C \cdot \left( \log \left( \frac{x + D}{B} \right) \right)^2 \right) \quad (5.1)$$

angepasst. Dabei sind  $A, B, C, D$  die Fitparameter. Die Funktion erlaubt eine gute Anpassung an die Histogramme. Es sind große Unterschiede zwischen den PDFs für linkshändige und rechtshändige  $\tau$ -Leptonen zu sehen. Für rechtshändige  $\tau$ -Leptonen tendiert das Verhältnis  $R = \frac{P(\nu)}{P(\tau_{vis})}$  zu kleinen Werten, wobei der wahrscheinlichste Wert bei  $R = 0$  liegt. Es kommt kaum vor, dass das Neutrino mehr Energie als die sichtbare Komponente besitzt. Rechtshändige  $\tau$ -Leptonen werfen bei ihrem Zerfall das Neutrino aus Spinerhaltungsgründen in die zur Flugrichtung entgegengesetzten Richtung aus, weshalb dieses Verhalten zu erwarten ist. Bei den Zerfällen von linkshändigen  $\tau$ -Leptonen kommt es dagegen zu einem Maximum bei  $R_0 = 0,318$  und  $R_1 = 0,435$ . Neutrinos, die mehr Energie als die sichtbare Komponente der  $\tau$ -Energie besitzen, kommen für diese  $\tau$ -Leptonen sehr viel öfter als für rechtshändige  $\tau_0$  vor. Da linkshändige  $\tau$ -Leptonen das Neutrino in Flugrichtung abgeben, besitzen die Neutrinos in diesem Fall einen größeren Anteil der  $\tau$ -Energie. Die PDFs für  $\tau_0$  und  $\tau_1$  weisen auch Unterschiede auf. In  $\tau_1$ -Zerfällen besitzen die Neutrinos im Durchschnitt einen leicht größeren Anteil der Energie.

In Abb. 5.9 sind die  $R$  Parametrisierungen für linkshändige und rechtshändige 3pXn  $\tau$ -Leptonen zu sehen. In diesem Fall sind die Unterschiede zwischen linkshändigen und rechtshändigen  $\tau$ -Leptonen sehr viel geringer. Insgesamt ist zu sehen, dass sich die linkshändigen und rechtshändigen  $R_0$ -Verteilungen für 3p Zerfälle und auch mit steigender Anzahl an neutralen Jets zueinander annähern. Im Anhang in A.2 sind alle Parametrisierungen zu sehen.

### 5.2.2 $\theta_{vm_{1/2}}$ -Parametrisierung

Für  $\theta_{vm}$  werden ebenfalls logarithmische Normalverteilungen der Formel 5.1 verwendet. In Abb. 5.10 sind die 1p0n-Parametrisierungen der  $p_T$ -Bins mit niedrigster Energie zu sehen. Zwischen den linkshändigen und rechtshändigen  $\tau$ -Leptonen sind große Unterschiede vorhanden. Für sowohl  $\tau_0$  als auch  $\tau_1$  sind die  $\theta_{vm}$ -Verteilungen von linkshändigen  $\tau$ -Leptonen bei kleineren Werten konzentriert. Rechtshändige  $\tau$ -Leptonen haben dagegen einen flacheren Abfall in Richtung größerer Winkel.

Die Parametrisierungen der niedrigsten  $p_T$ -Bins für 3pXn  $\tau$ -Ereignisse sind in Abb. 5.11 zu sehen. In dieser Region ist die  $\theta_{vm}$ -Verteilung für rechtshändige  $\tau$ -Leptonen schmäler und näher an  $\theta_{vm} = 0$  konzentriert als für linkshändige  $\tau$ -Leptonen. Die Helizität ist also auch hier eine diskriminierende Variable. In den verwendeten Datensätzen sind 3pXn-Ereignisse die seltensten Ereignisse (siehe Tab. 2.2). Da der Datensatz hier für die fünf  $p_T$ -Bins nochmals um den Faktor fünf verkleinert wird, ist die statistische Anpassung der Funktion an die 3pXn-Ereignisse nicht so aussagekräftig wie die Anpassung an die anderen Zerfallskanäle.

An die einzelnen Parameter  $A, B, C$  und  $D$  werden Funktionen der Form

$$f(x) = c_0 \cdot (e^{-c_1 \cdot \sqrt{x}} + c_2/x) + c_3 + c_4 \cdot x \quad (5.2)$$

angepasst. Dabei sind  $c_0, c_1, c_2, c_3$  und  $c_4$  weitere Parameter. Die Parameteranpassungen an die vier Parameter in der logarithmischen Normalverteilung für den Fall linkshändiger  $\tau_0$  in der 3pXn-Region sind in 5.12 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Funktion eine gute Anpassung an die Datenpunkte erlaubt. Die Datenpunkte für Parameter  $A$ , welcher die Amplitude der  $\theta_{vm}$ -Verteilung beschreibt, variieren von ca. 0,8 bis 1,2. Die Parameteranpassung wird für kleine und sehr große  $p_T$  negativ, jedoch gibt es in diesen Bereichen praktisch keine  $\tau$ -Ereignisse.

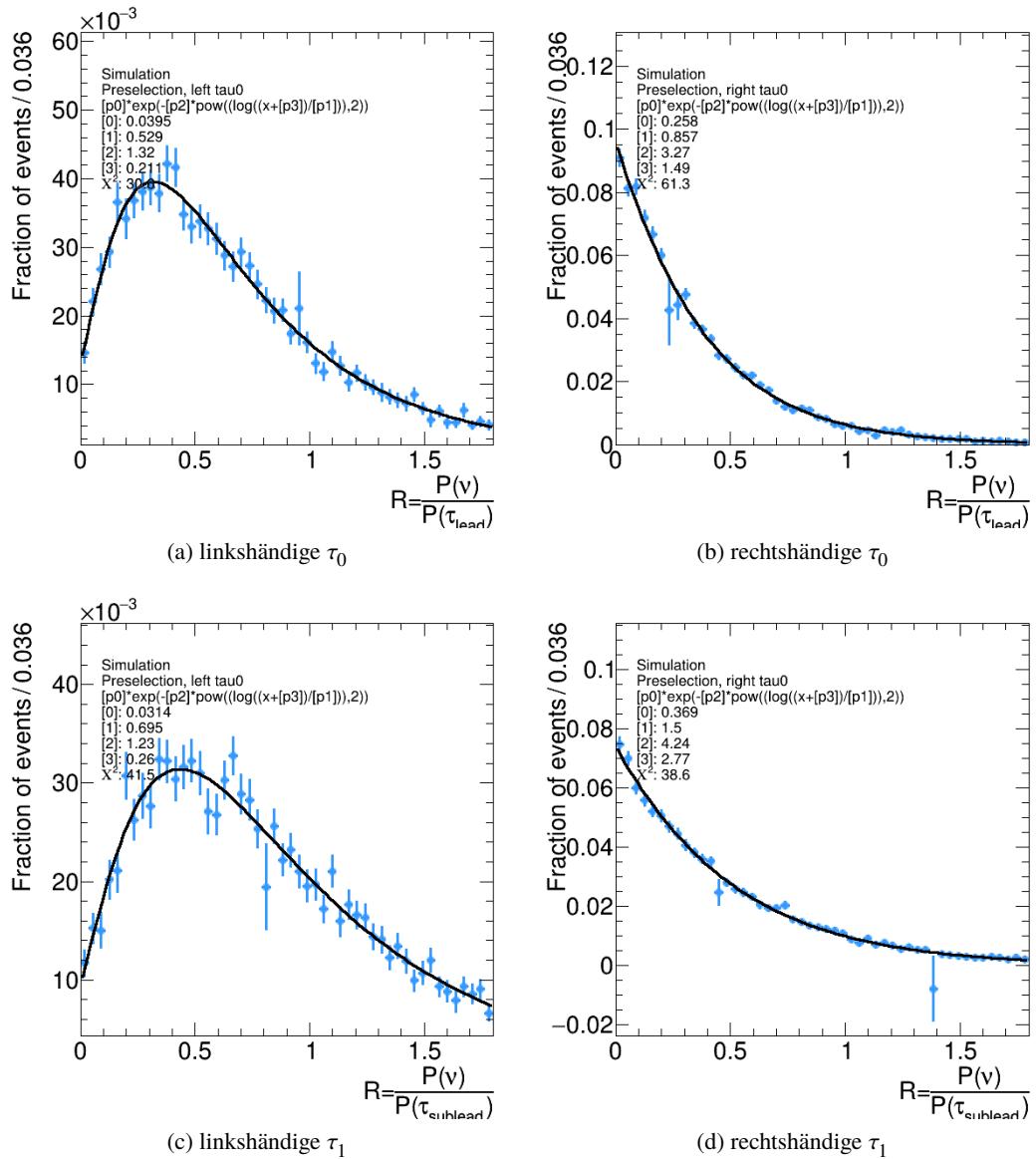


Abbildung 5.8: 1p0n Parametrisierungen für  $R$ .

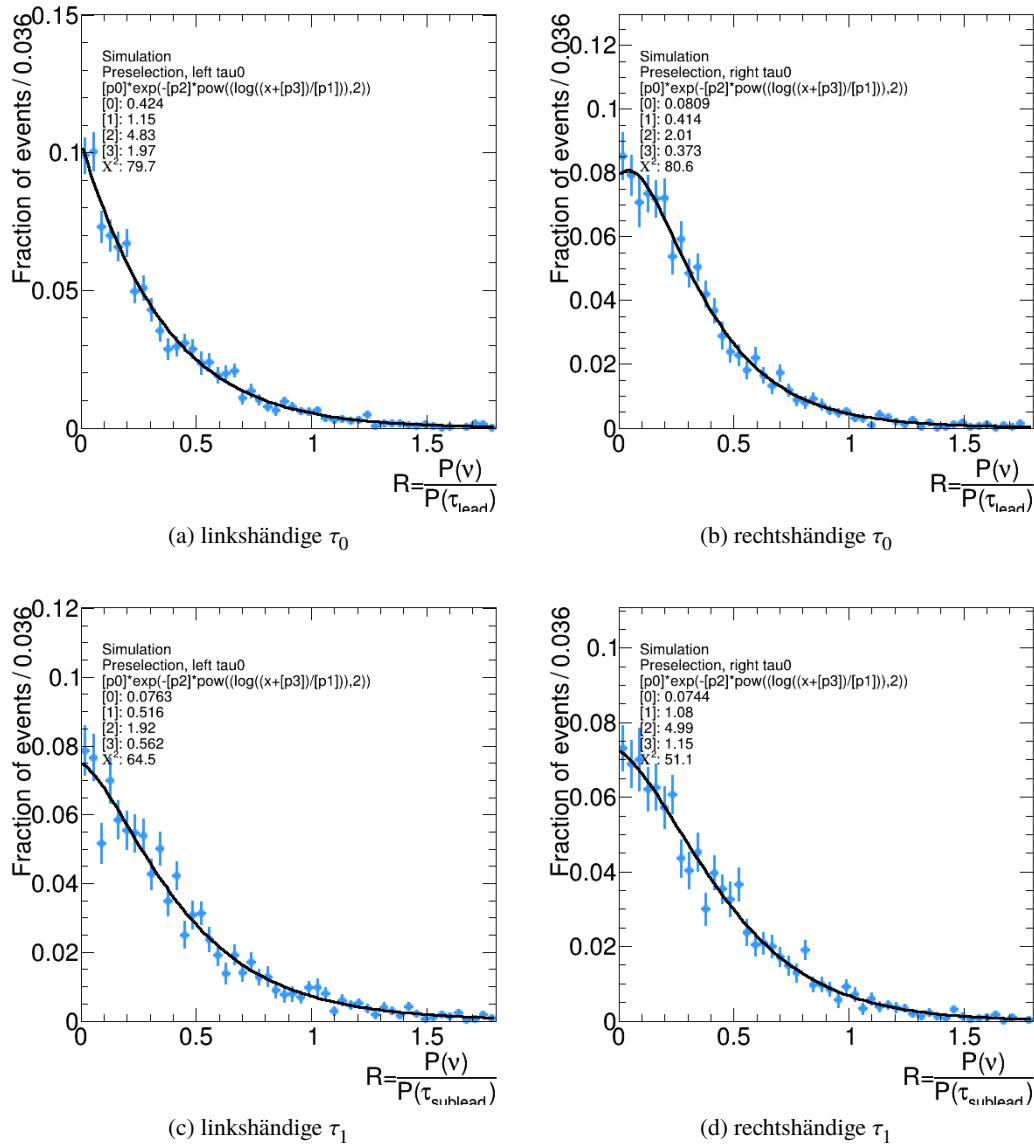


Abbildung 5.9: 3pXn Parametrisierungen für  $R$ .

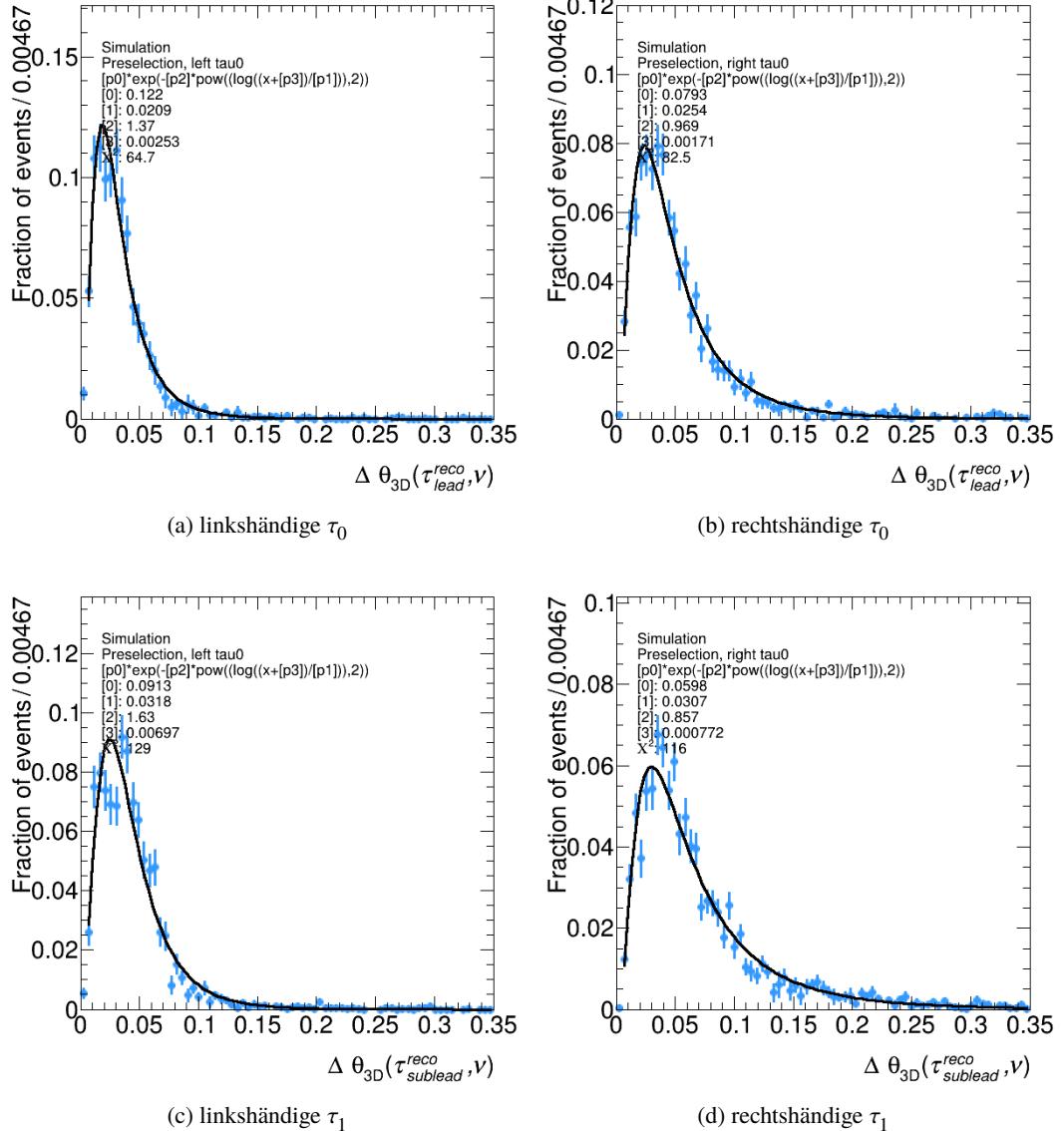


Abbildung 5.10: 1p0n Parametrisierungen für  $\theta_{vm}$ . Hier wurde der jeweils niedrigenergetischste  $p_T$ -Bin verwendet. Dieser deckt in 5.11(a) 0 – 48 GeV, in 5.11(b) 0 – 50 GeV, in 5.11(c) 0 – 33 GeV und in 5.11(d) 0 – 34 GeV ab.

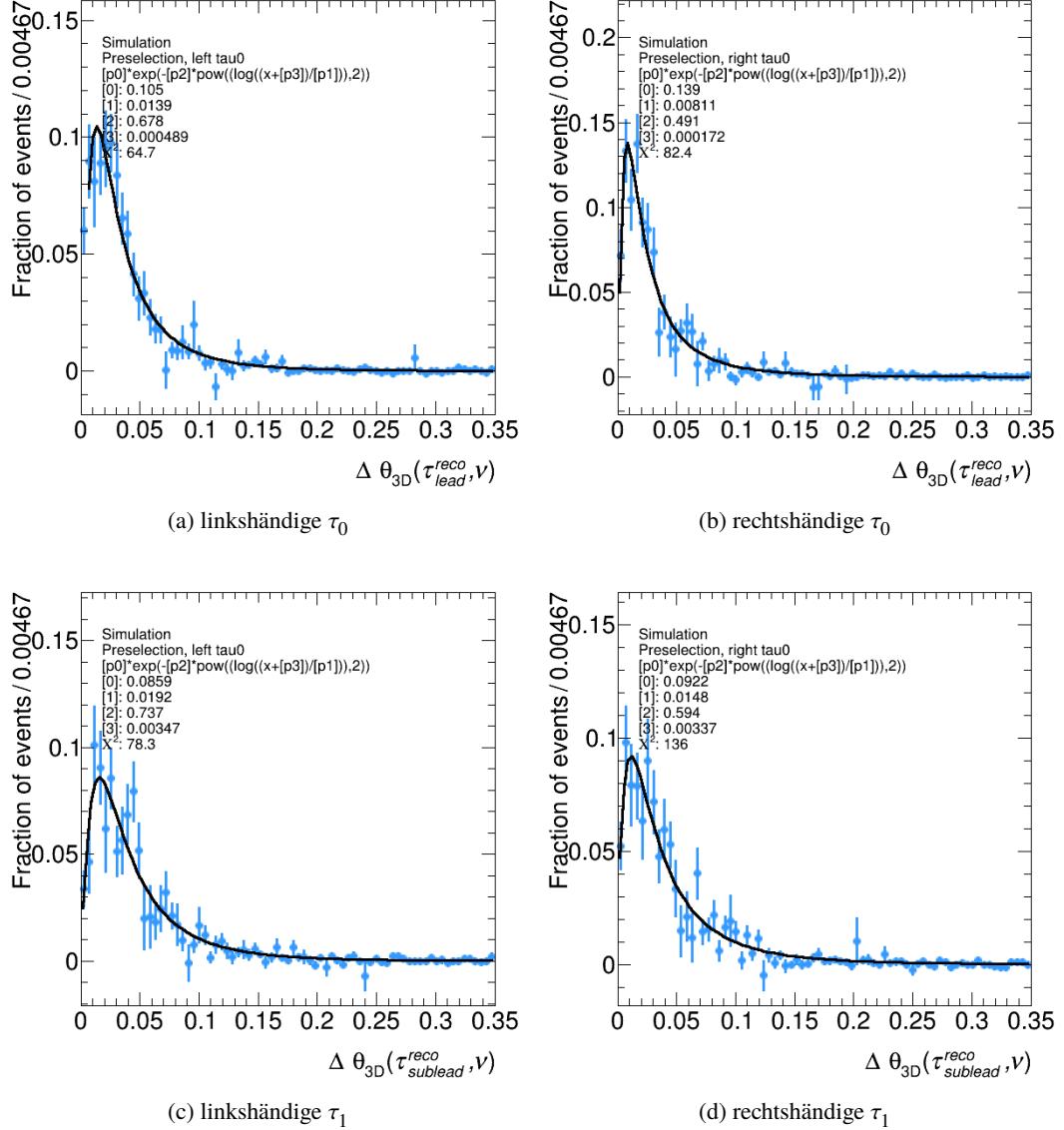


Abbildung 5.11: 3pXn Parametrisierungen für  $\theta_{vm}$ . Hier wurde der jeweils höchstenergetische  $p_T$ -Bin verwendet. Dieser deckt in 5.11(a) 0 – 51 GeV, in 5.11(b) 0 – 52 GeV, in 5.11(c) 0 – 36 GeV und in 5.11(d) 0 – 36 GeV ab.

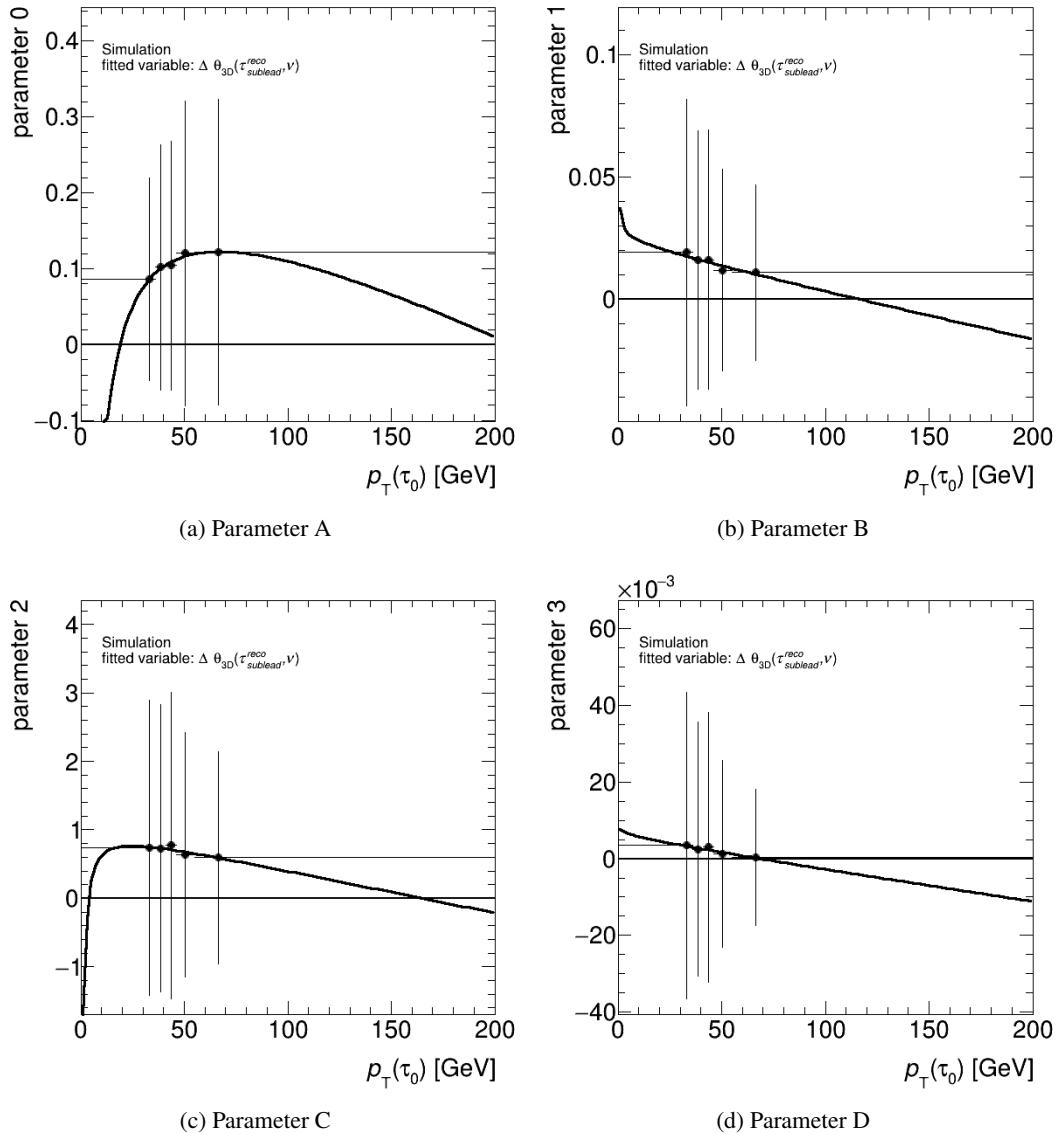
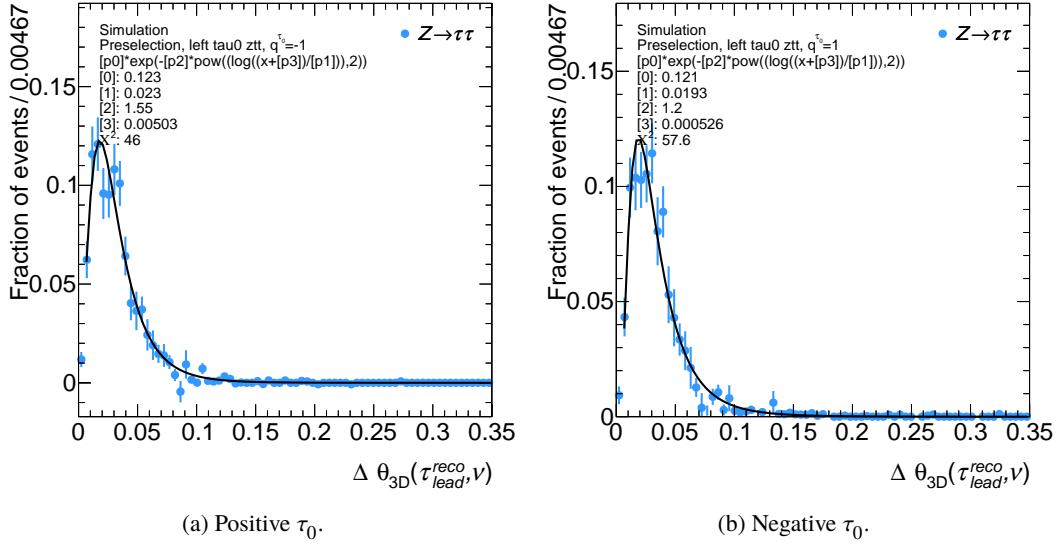


Abbildung 5.12: 3pXn Parameterabhängigkeiten für linkshändige  $\tau_0$ .


 Abbildung 5.13: 1p0n  $\theta_{vm}$ -PDFs für linkshändige  $\tau_0$ .

### Ladungsabhängigkeit der Parametrisierung

Die  $\theta_{vm}$ -PDFs des jeweils niedrigstenergetischenen  $p_T$ -Bins für linkshändige 1p0n  $\tau_0$ , unterteilt auf  $\tau^+$  und  $\tau^-$ , sind in 5.13 präsentiert. Es ist keine Ladungsabhängigkeit der PDFs zu sehen. In anderen Regionen sind ähnliche Ergebnisse zu sehen.

### 5.2.3 Ergebnisse des Missing Mass Calculators

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse des Missing Mass Calculators mit der neuen Parametrisierung vorgestellt.

Abb. 5.14 zeigt die rekonstruierten Ditzau-Massen für  $Z$ -Zerfälle und Higgs-Zerfälle. Das blaue Histogramm beschreibt den  $Z$ -Datensatz und das rote Histogramm beschreibt den Higgs-Datensatz. Dabei sind in Abb. 5.14(b) die Ergebnisse mit den alten Parametrisierungen und in Abb. 5.14(a) mit den neuen Parametrisierungen präsentiert. Mit der neuen Parametrisierung ist der Mittelwert der rekonstruierten  $Z$ -Boson Masse um 4,4 GeV höher als mit der alten Parametrisierung (neu: 93,2 GeV ; 97,6 GeV). Der Mittelwert der rekonstruierten Higgs-Boson-Massen erhöht sich mit der neuen Parametrisierung im Durchschnitt um 5 GeV auf 125 GeV. Der Überlapp zwischen Higgs und  $Z$  ist für beide Parametrisierungen 20%. In den Breiten der Massenverteilungen sind keine relevanten Veränderungen zu sehen.

In Abb. 5.15 werden die Massen der Bosonen mit den *matched*-Verteilungen verglichen. Mit der originalen Parametrisierung stimmt der  $Z$ -Mittelwert (93,2 GeV) mit dem *matched*-Mittelwert (93,3 GeV) sehr gut überein. Die neue Parametrisierung erzeugt für das  $Z$ -Boson zu hohe Massenwerte bei der Rekonstruktion (97,6 GeV). Bei der Higgs-Massenrekonstruktion liefert der MMC mit den originalen Parametrisierungen im Durchschnitt zu niedrige Ditzau-Massen (120 GeV). Mit der neuen Parametrisierung wird der Mittelwert der *matched*-Verteilung genauer rekonstruiert, aber um etwa 1 GeV übertroffen (neue Parametrisierung: 125 GeV; *matched*: 124 GeV).

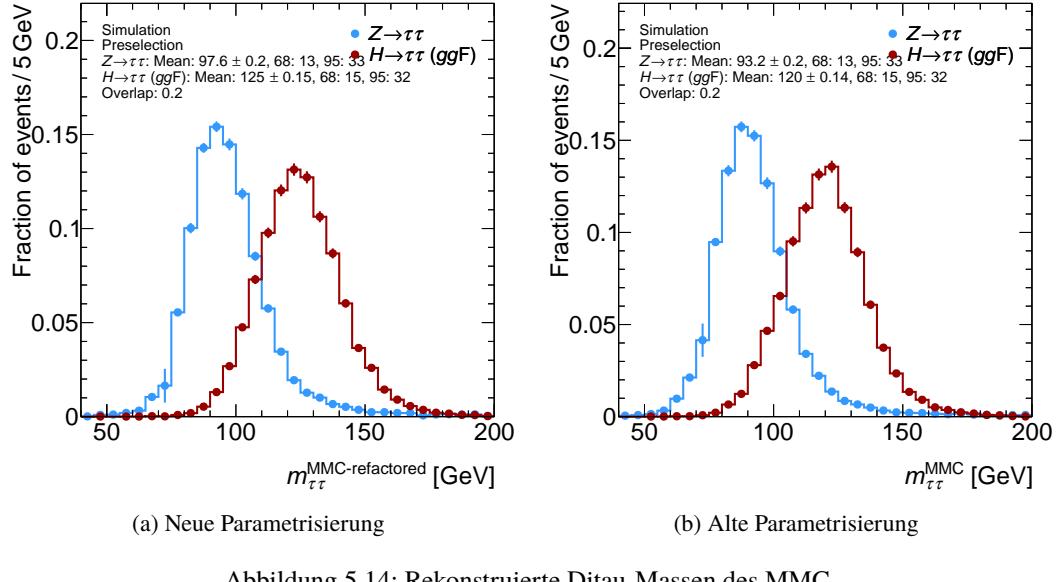


Abbildung 5.14: Rekonstruierte Ditaumassen des MMC

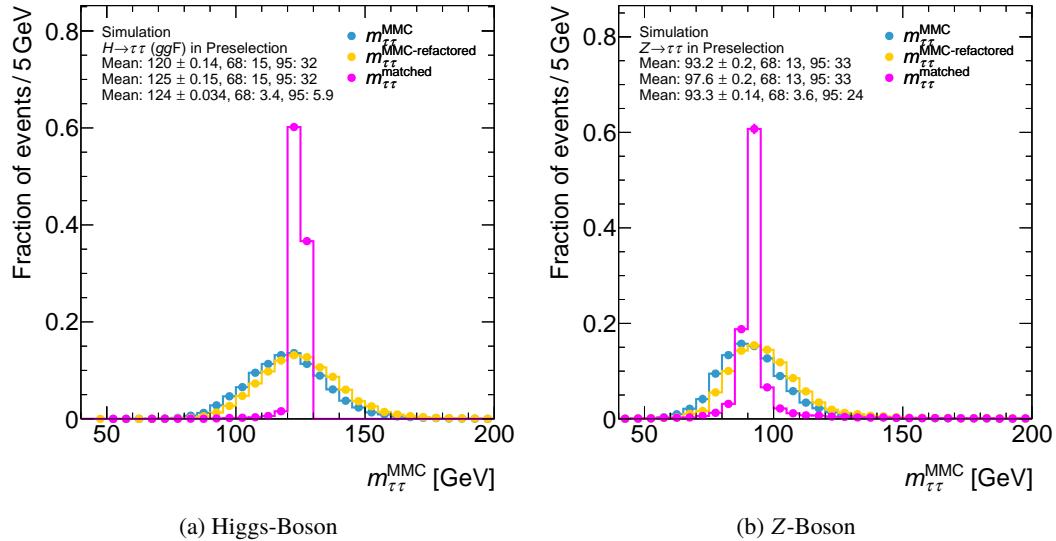


Abbildung 5.15: Rekonstruierte Ditaumassenverteilungen des MMC verglichen mit der *matched*-Verteilung.

Ein direkter Vergleich der rekonstruierten Massen mit den *matched*-Massen der einzelnen Ereignissen ist in Abb. 5.16 zu sehen. Auch hier sieht man, dass bei der neuen Parametrisierung die Masse des Z-Bosons im Durchschnitt überschätzt wird (Abb. 5.16(a)). Der Mittelwert liegt hier bei  $\overline{\Delta M} = (-4,02 \pm 0,14)$  GeV. Die Masse des Higgs-Bosons wird mit der neuen Parametrisierung sehr gut rekonstruiert (Abb. 5.16(b)). Es ergibt sich ein Mittelwert von  $\overline{\Delta M} = (-0,117 \pm 0,013)$  GeV. Die 68% und 95% Quantile sind in Tab. 5.3 angegeben. Weder für  $M$  noch für  $\Delta M$  sind in der neuen

Version	Datensatz	Quantile [GeV]			
		$M_{ditau}$		$\Delta M_{ditau}$	
		68%	95%	68%	95%
alt	H	15	32	15	29
	Z	13	33	11	24
neu	H	15	32	15	29
	Z	13	33	12	24

Tabelle 5.3: Quantiltabelle für die Verteilungen von  $\Delta M_{ditau}$  und  $M_{ditau}$ .

Parametrisierung unterschiedliche Breiten der Verteilungen zu sehen.

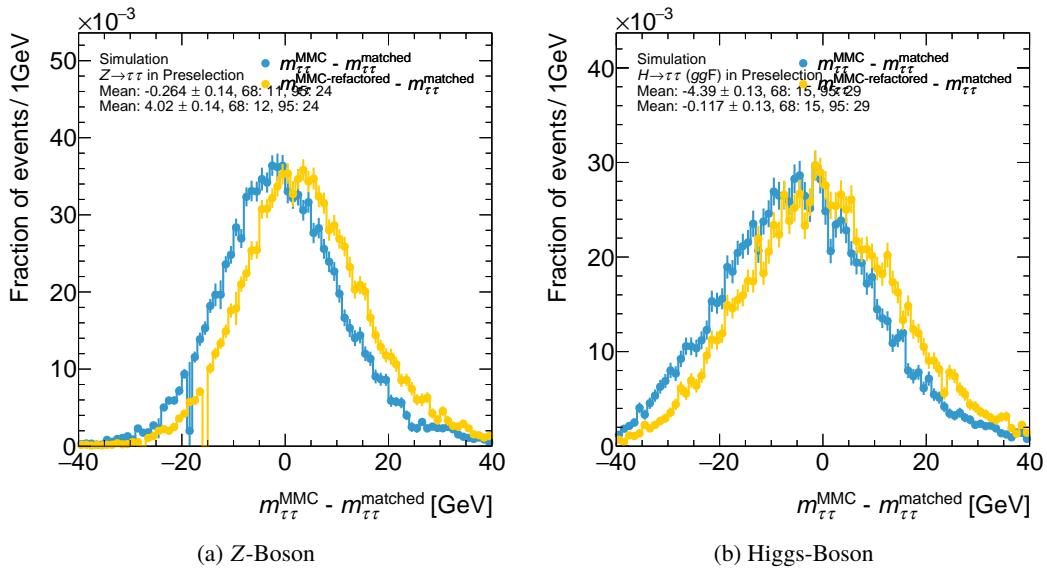


Abbildung 5.16:  $\Delta M$  der rekonstruierte Ditau-Massen des MMC für die alte und neue Parametrisierung.

Um zu beurteilen, ob die neue Parametrisierung zu einer verbesserten Unterscheidungskraft zwischen Higgs-Boson und Z-Boson führt, sind in Abb. 5.17 ROC-Kurven (receiver operating characteristic curve) zu sehen. Diese geben die Hintergrundeffizienz als Funktion der Signaleffizienz an. Die ROC-Kurven der alten Parametrisierung und der neuen Parametrisierung sind fast identisch.

Basierend auf den Beobachtungen kann man sagen, dass die neue Parametrisierung eine verbesserte Massenrekonstruktion des Higgs-Bosons schafft. Die Masse des Z-Bosons wird hingegen überschätzt. Insgesamt ergibt sich keine Verbesserung der Trennung von Higgs-Ereignissen und Z-Ereignissen. Der Überlapp bleibt bei 20%.

### 5.3 Neue Parametrisierung getrennt nach Higgs- und Z-Ereignissen

In diesem Abschnitt wird eine weitere neue Parametrisierung vorgestellt. Hier wird untersucht, ob sich die rekonstruierten Massen des MMC verbessern, wenn für den Higgs- und den Z-Datensatz

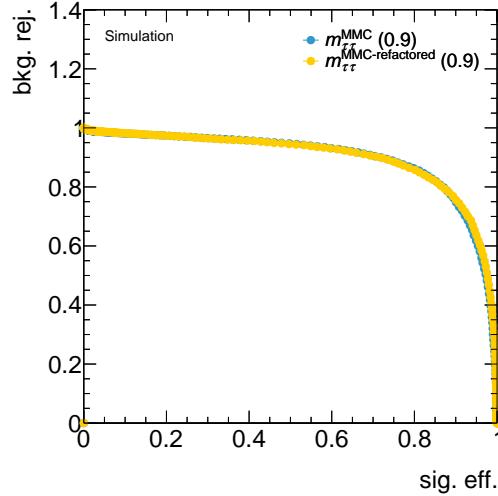


Abbildung 5.17: ROC-Kurve der alten Parametrisierung verglichen mit der ROC-Kurve der neuen Parametrisierung. Die neue ROC-Kurve zeigt keine Verbesserung der Unterscheidskraft zwischen Higgs- und Z-Ereignissen im Vergleich zur alten ROC-Kurve.

getrennte Parametrisierungen erstellt werden. Die Vorgehensweise ist bis auf die Aufteilung der Parametrisierung nach Datensätzen identisch zu der Parametrisierung, die im letzten Kapitel vorgestellt wurde. Durch die Trennung der Datensätze verdoppelt sich die Anzahl der getrennt betrachteten Fälle auf 40. Im Anhang in A.3 sind alle Parametrisierungen gegeben.

### 5.3.1 $R_{0/1}$ -Parametrisierung

Für den 1p0n-Zerfallskanal sind die  $R$ -Parametrisierungen in Abb. 5.18 abgebildet. Es sind Unterschiede zwischen dem Higgs-Datensatz und Z-Datensatz zu sehen. Die linkshändigen  $\tau_0$  haben in den  $R_0$  PDFs des Z-Datensatzes ein stärker ausgeprägtes Maximum als die PDFs des Higgs-Datensatzes. Außerdem tendieren die rechtshändigen  $\tau_1$  des Z-Datensatzes stärker zu kleineren  $R_1$  als die  $\tau_1$  des Higgs-Datensatzes.

### 5.3.2 $\theta_{vm_{1/2}}$ -Parametrisierung

In Abb. 5.19 sind die  $\theta_{vm_{1/2}}$ -PDFs der ersten  $p_T$ -Bins für linkshändige  $\tau_0$  zu sehen. Im Z-Datensatz geht der erste Bin bis  $p_T = 36$  GeV. Im Higgs-Datensatz geht der erste  $p_T$ -Bin stattdessen bis  $p_T = 40$  GeV. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, dass die Higgs-Resonanz eine höhere Energie als die Z-Resonanz besitzt. Die  $\tau$ -Leptonen aus Higgs-Zerfällen besitzen daher im Durchschnitt mehr Energie als die  $\tau$ -Leptonen, die in Z-Zerfällen entstehen. Trotz der unterschiedlichen  $p_T$ -Bins sind die Unterschiede in den PDFs gering. Da es sich in beiden Fällen um linkshändige  $\tau$ -Leptonen mit ähnlichen Energien und dem gleichen Zerfallskanal handelt, entspricht diese Beobachtung den Erwartungen.

Die PDFs für den jeweils energiereichsten  $p_T$ -Bin der rechtshändigen  $\tau_1$  in der 3pXn-Region sind in Abb. 5.20 gezeigt. Der  $p_T$ -Bin des Z-Datensatzes enthält alle Ereignisse mit  $p_T > 70$  GeV und der  $p_T$ -Bin des Higgs-Datensatzes enthält alle Ereignisse mit  $p_T > 86$  GeV. In den PDFs für den jeweils energiereichste  $p_T$ -Bin sind, so wie in den PDFs für den jeweils ersten  $p_T$ -Bin von linkshändigen  $\tau_0$ ,

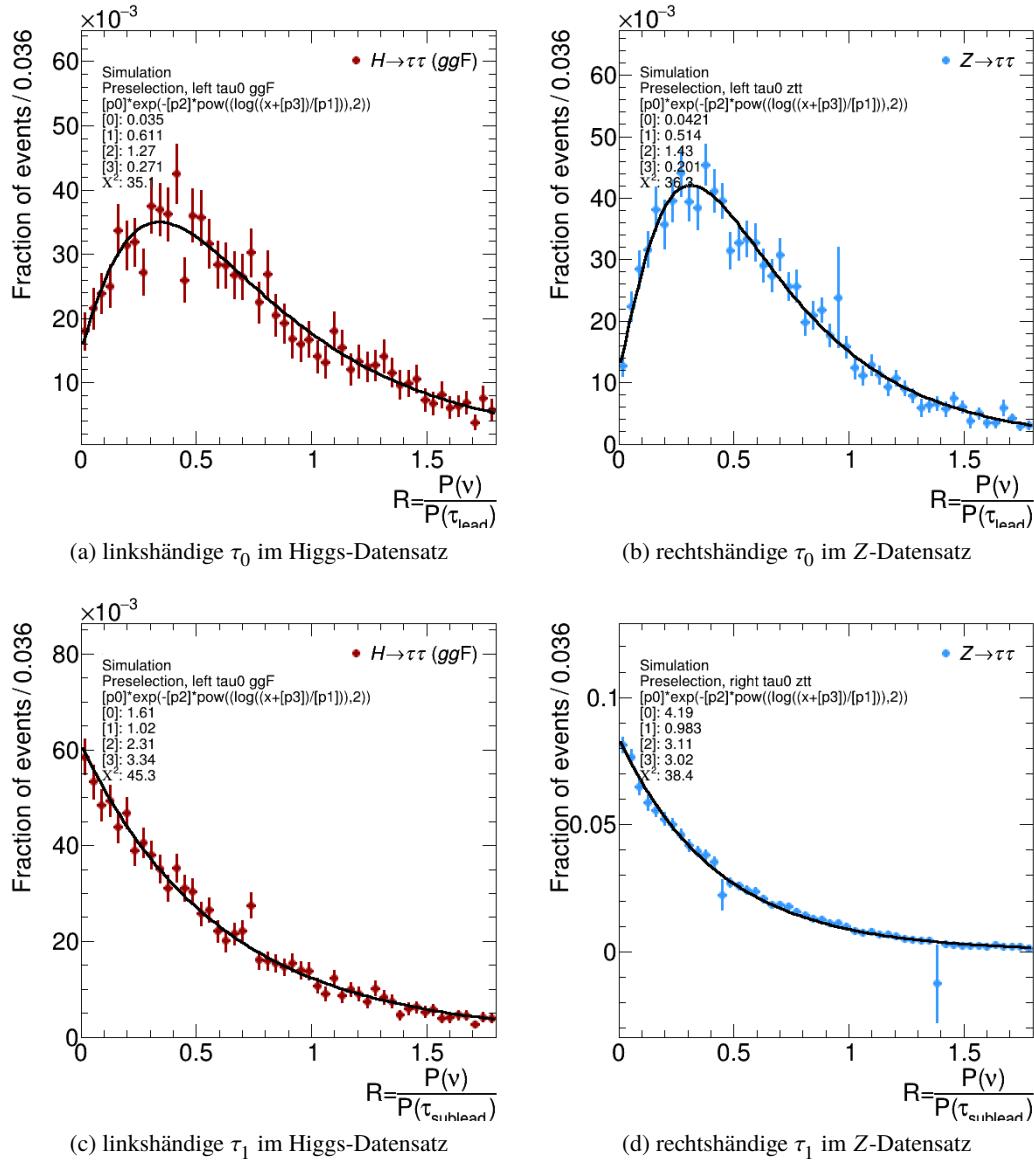


Abbildung 5.18: Datensatzgetrennte 1p0n Parametrisierungen für  $R$ .

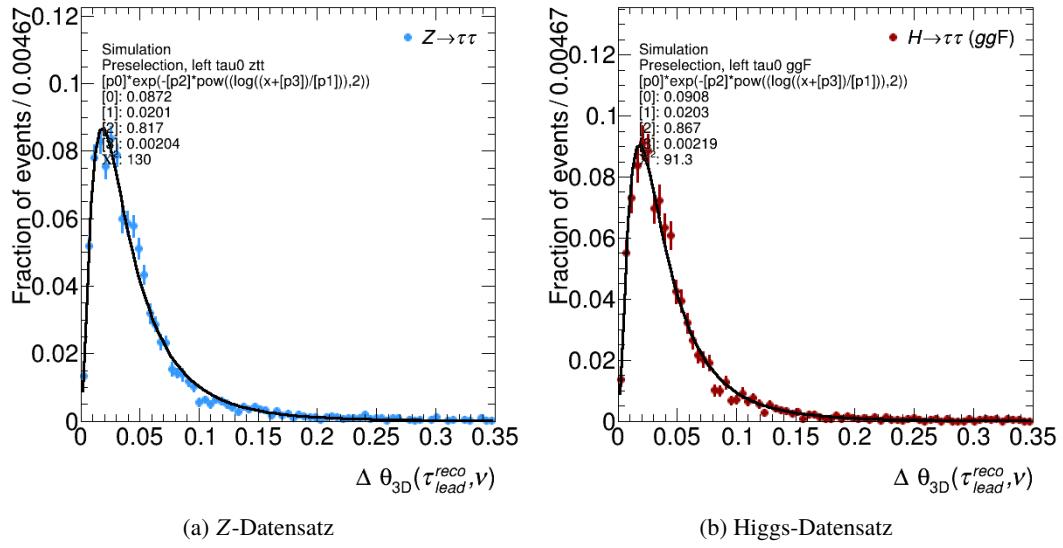


Abbildung 5.19: Datensatzgetrennte  $\theta_{\nu m_{1/2}}$  PDFs der ersten  $p_T$ -Bins der 1p0n Region für linkshändige  $\tau_0$ .

nur sehr kleine Unterschiede zu sehen. Auch das entspricht den Erwartungen, da es sich in beiden Fällen um rechtshändige  $\tau$ -Leptonen mit gleichem Zerfallskanal handelt.

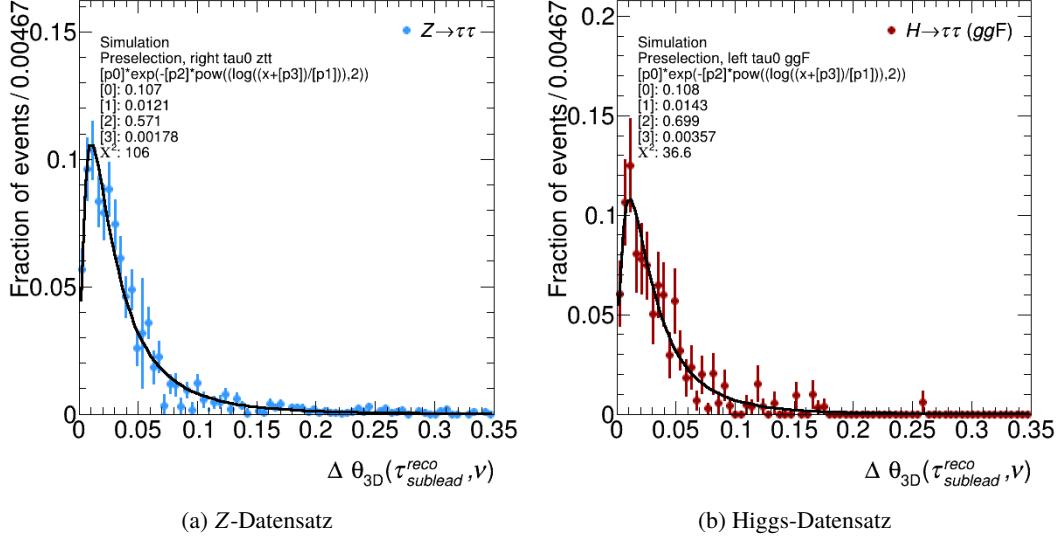


Abbildung 5.20: Datensatzgetrennte  $\theta_{\nu m_{1/2}}$  PDFs der letzten  $p_T$ -Bins der 3pXn Region für rechtshändige  $\tau_1$ .

### 5.3.3 Ergebnisse des Missing Mass Calculators

In diesem Abschnitt werden die rekonstruierten Massen des MMC bei der Parametrisierung mit getrennter Higgs- und Z-Parametrisierung vorgestellt.

Die rekonstruierten Ditaumassen der Z-Zerfälle und Higgs-Zerfälle ist in Abb. 5.21 zu sehen. Der Mittelwert der rekonstruierten Z-Massen liegt bei 96,5 GeV und der Mittelwert der rekonstruierten Higgs-Massen liegt bei 127 GeV. Es ist eine Verbesserung des Überlapps von 20% auf 17% zu sehen. Das liegt vor allem daran, dass der Abstand zwischen den Mittelwerten der rekonstruierten Higgs- und Z-Massen größer ist. Die Breiten der Massenverteilungen sind auch hier, verglichen mit den Breiten der Massenverteilungen der alten Parametrisierung (siehe Abb. 5.15(b)), unverändert.

Die Vergleiche der rekonstruierten Ditaumassen mit den wahren *matched*-Verteilungen sind in Abb. 5.22 zu sehen. Der Mittelwert der *matched*-Verteilung des Higgs-Datensatzes wird vom Mittelwert der  $m_{MMC}$  Verteilung um etwa 3 GeV übertroffen (Abb. 5.22(a)). Die *matched*-Verteilung des Z-Datensatzes wird um 3,2 GeV übertroffen (Abb. 5.22(b)), was eine Verbesserung zur in Abschnitt 5.2 vorgestellten Parametrisierung ist.

Der direkte Vergleich zwischen den rekonstruierten Massen mit den *matched* Massen ist in Abb. 5.23 dargestellt. So wie in der Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze (siehe Kapitel 5.2) wird die Masse des Z-Bosons im Durchschnitt überschätzt. Jedoch ist dieser Effekt in dieser Parametrisierung geringer:  $\overline{\Delta M} = (2,90 \pm 0,14)$  GeV. Die Higgs-Masse wird mit dieser getrennt erstellten Parametrisierung im Durchschnitt um  $\overline{\Delta M} = (1,39 \pm 0,13)$  GeV überschätzt.

Die Quantile für 68% und 95% sind in Tab. 5.4 aufgezeigt. Hier sind fast keine Unterschiede zu der alten und der ersten vorgestellten Parametrisierung zu sehen.

Die ROC-Kurven der alten und der datensatzgetrennten Parametrisierung werden in Abb. 5.24 gegenübergestellt. Es ist eine Verbesserung der Unterscheidungskraft zwischen Higgs-Boson und Z-Boson für die Parametrisierung basierend auf getrennten Datensätzen zu sehen.

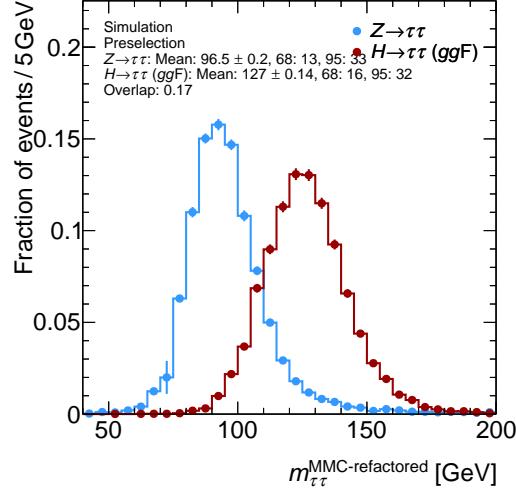


Abbildung 5.21: Rekonstruierte Ditaumassen des MMC mit den für die Higgs- und  $Z$ -Datensätze getrennten Parametrisierungen.

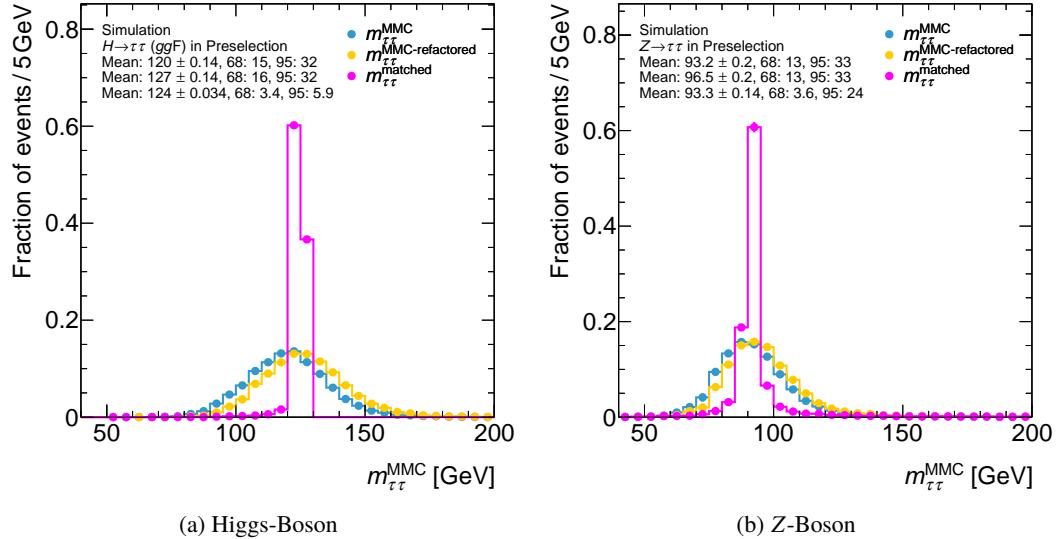


Abbildung 5.22: Rekonstruierte Ditaumassenverteilungen des MMC verglichen mit der *matched* Massenverteilung mit der für die Higgs- und  $Z$ -Datensätze getrennten Parametrisierung.

Insgesamt ergibt sich durch die datensatzgetrennte Parametrisierung eine bessere Unterscheidungskraft zwischen Higgs- und  $Z$ -Ereignissen. Jedoch wird hier angenommen, dass die Identität des Bosons, das in die  $\tau$ -Leptonen zerfällt, bekannt ist. In realen Experimenten ist dies nicht gegeben. Diese Parametrisierung kann in diesen daher nicht verwendet werden.

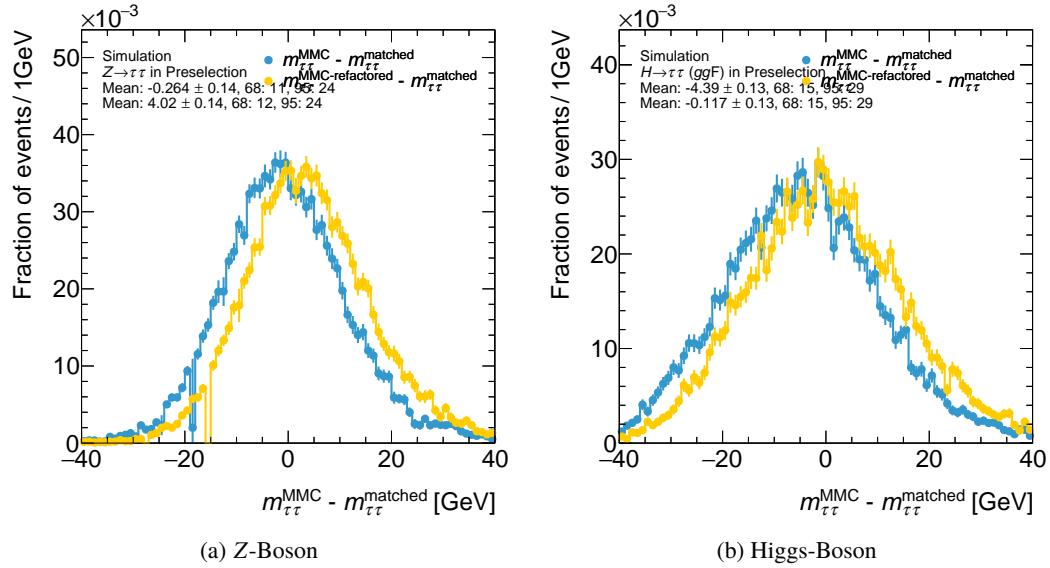


Abbildung 5.23:  $\Delta M$  der rekonstruierten Ditaumassen des MMC für die alte und für die datensatzgetrennte Parametrisierung.

Datensatz	Quantile [GeV]			
	$M_{ditau}$		$\Delta M_{ditau}$	
	68%	95%	68%	95%
H	16	32	15	29
Z	13	33	12	24

Tabelle 5.4: Quantiltabelle der Verteilungen von  $\Delta M_{ditau}$  und  $M_{ditau}$  für die datensatzgetrennte Parametrisierung.

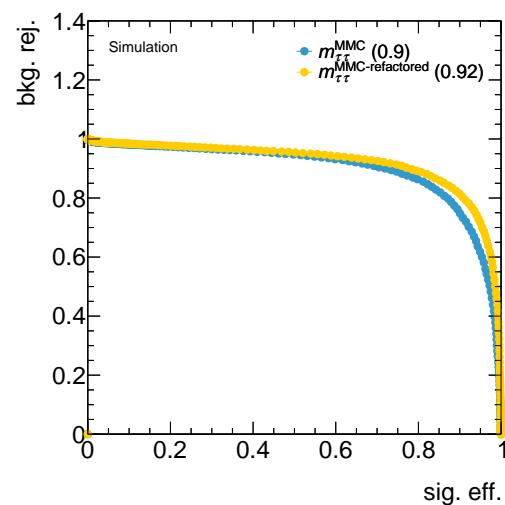


Abbildung 5.24: ROC-Kurve der alten Parametrisierung verglichen mit der ROC-Kurve der datensatzgetrennten Parametrisierung. Es ist für hohe Signaleffizienzen eine Verbesserung der Unterscheidungskraft zwischen Higgs- und Z-Ereignissen zu sehen.

# KAPITEL 6

---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Die genaue Rekonstruktion von Dita-Ereignissen ist in der Teilchenphysik vor allem für Higgs-Studien von hoher Bedeutung. Da leptonisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen von  $\mu$ - und  $e$ -Ereignissen nur sehr schwer zu unterscheiden sind, beschäftigt sich die  $\tau$ -Rekonstruktion vor allem mit  $\tau_{had}$ -Ereignissen.  $\tau$ -Leptonen können durch den Zerfall von Higgs- oder Z-Bosonen entstehen, welche sich unter anderem durch ihren Spin unterscheiden: Das Higgs-Boson hat einen Spin von 0 und das Z-Boson hat einen Spin von 1. Dadurch unterscheiden sich die möglichen Helizitätskonfigurationen von  $\tau$ -Leptonen in Higgs und Z-Zerfällen. Aufgrund dieser Unterschiede werden in dieser Bachelorarbeit neue, helizitätsabhängige Parametrisierungen für den Missing Mass Calculator zur Massenrekonstruktion von  $H \rightarrow \tau_{had}\tau_{had}$  und  $Z \rightarrow \tau_{had}\tau_{had}$  Ereignissen vorgestellt.

Zunächst wurde analysiert, wie das Spingewicht  $\omega$  des Tauspинners Aussagen über die Helizitäten der  $\tau$ -Leptonen macht. Es ergab sich, dass  $\omega$  der Helizität des positiven  $\tau$  entspricht. Die nötigen Schnitte zur Unterteilung der  $\tau$ -Leptonen in eine linkshändige  $\tau$ -Region und eine rechtshändige  $\tau$ -Region wurden vorgestellt und in dieser Arbeit angewandt. Danach wurde die Anzahl der linkshändigen und rechtshändigen  $\tau$ -Leptonen in Abhängigkeit von  $p_T^{matched}$  miteinander verglichen. Es war zu sehen, dass es mehr rechtshändige als linkshändige  $\tau$ -Leptonen für geringe  $\tau$ -Impulse gab, was womöglich auf die  $\tau$ -ID und  $p_T$  Schnitte zurückzuführen ist, die bereits auf den MC-Simulationen lagen.

Anschließend wurden, für linkshändige  $\tau$ -Leptonen und rechtshändige  $\tau$ -Leptonen getrennt, neue  $R$ - und  $\theta_{vm}$ - Parametrisierungen vorgestellt. Für  $R$  wurden statische Parametrisierungen erstellt. Für  $\theta_{vm}$  wurden zunächst PDFs für fünf  $p_T$ -Bins erstellt. An diese Bins wurden dann  $p_T$ -Abhängigkeiten für die Parameter der Funktion angepasst. Die Parametrisierungsfunktionen weisen sehr große Unterschiede zwischen linkshändigen und rechtshändigen  $\tau$ -Leptonen auf, die mit steigender  $\pi^0$  Anzahl schwächer werden und sind für 3p  $\tau$ -Zerfälle weniger ausgeprägt als für 1p  $\tau$ -Zerfälle. Im MMC wurden mit der neuen Parametrisierung im Vergleich mit der alten Parametrisierung keine Verbesserungen festgestellt. Die Breiten der Verteilungen blieben unverändert, lediglich die Durschnittswerte der Verteilungen ändern sich: Die Durschnitte der Z-Massenverteilung und der  $\Delta M$ -Verteilung des Z-Datensatzes werden überschätzt und die Durschnitte der Higgs-Massenverteilung und der  $\Delta M$ -Verteilung des Higgs-Datensatzes werden sehr genau rekonstruiert. Der Vergleich der ROC-Kurven weist ebenfalls keine auffälligen Veränderungen auf.

Anschließend wurde eine weitere Parametrisierung, die zusätzlich getrennt für den Higgs-Datensatz und Z-Datensatz erstellt wurde, vorgestellt. Diese weist im Vergleich zur alten Parametrisierung auch keine Verbesserung in der Breite der Massenverteilungen auf. Jedoch werden die Z-Massen mit dieser

Parametrisierung weniger überschätzt als durch die erste Parametrisierung, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, wodurch der Überlapp zwischen normierter Higgs- und  $Z$ -Massenverteilung von 20 % auf 17 % verbessert wurde. Auch die ROC-Kurve deutet auf eine verbesserte Klassifizierung zwischen Higgs- und  $Z$ -Ereignissen hin. Da man außerhalb von Simulationen jedoch nicht weiß, ob es sich um einen Higgs- oder  $Z$ -Zerfall handelt, kann diese Parametrisierung in realen Experimenten nicht verwendet werden.

Es ist überraschend, dass die Verwendung der  $\tau$ -Helizität zur Erstellung der Parametrisierungen, bis auf die Massenrekonstruktion der Higgs-Bosonen, zu keiner Verbesserung der MMC Ausgabe führt, obwohl die PDFs sehr starke Unterschiede aufweisen. Um sicherzustellen, dass dies nicht auf die  $\tau$ -Ladung zurückzuführen ist, wurde nach der Erstellung der ersten Parametrisierung untersucht, ob sich die PDFs für  $\tau^-$  und  $\tau^+$  unterscheiden. Es ergab sich keine auffällige Differenz zwischen den PDFs für  $\tau^-$  und  $\tau^+$ .

Im Tauspinner wurden *matched*-Impulse verwendet, um auf die Helizität der  $\tau$ -Leptonen zurückzuschließen. Außerdem von Simulationen sind die *matched*-Werte jedoch nicht bekannt. Daher sollte in zukünftigen Analysen untersucht werden, wie effektiv die Helizitätsbestimmung unter Verwendung der rekonstruierten Impulse ist. Fortführend könnte eine  $p_T$  abhängige Betrachtung der  $R$ -Variable zu einer Verbesserung der Ergebnisse führen, da zwischen den PDFs von  $R$  für kleine und große  $p_T$  große Unterschiede zu erwarten sind. Allerdings muss darauf geachtet werden, dass die PDFs nicht entarten, da dies die Anpassung von Parameterfunktionen an die einzelnen Parameter erschweren könnte. Außerdem sind Parametrisierungen basierend auf größeren Datensätzen zu empfehlen, um aussagekräftigere PDFs zu generieren. Vor allem für 3p-Ereignisse wäre dies hilfreich.

# Literatur

---

- [1] H. G. und B. Mansoulié, *The Higgs boson: the hunt, the discovery, the study and some future perspectives*, 2018, URL: <https://atlas.cern/updates/atlas-feature/higgs-boson> (siehe S. 1).
- [2] D. Galbraith, *Standard Model of the Standard Model*, URL: <http://davidgalbraith.org/portfolio/ux-standard-model-of-the-standard-model> (siehe S. 4).
- [3] W. Huang und X. Huang, *Large Number, Dark Matter, Dark Energy, and the Superstructures in the Universe (with Extension)*, 2008, arXiv: 0804.2680 [astro-ph] (siehe S. 3, 4).
- [4] C. L. C. Gattringer, *Quantum Chromodynamics on the Lattice: An Introductory Presentation*, Springer Verlag, 2009 (siehe S. 4).
- [5] K. Olive, *Review of Particle Physics*, Chinese Physics C **38** (2014) 090001, URL: <https://doi.org/10.1088%2F1674-1137%2F38%2F9%2F090001> (siehe S. 4).
- [6] H. Boschi-Filho, N. R. F. Braga, *Gauge/string duality and scalar glueball mass ratios*, J. of High E. Phys. **5** (2003), arXiv: hep-th/0212207 (siehe S. 4).
- [7] M. T. et al. (Particle Data Group), *2018 Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **98** (2018) 030001, URL: <http://pdg.lbl.gov> (siehe S. 4, 6, 8, 10, 11).
- [8] M. THOMSON, *MODERN PARTICLE PHYSICS, The Science of Microfabrication*, Cambridge University Press, 2013 408 (siehe S. 5–7).
- [9] A. G. C. Hagner, *TEILCHENPHYSIK FÜR FORTGESCHRITTENE: Higgs-Mechanismus*, 2009, URL: <https://www.desy.de/~geiser/Lehre/SS09/higgs09.pdf> (siehe S. 5).
- [10] G. Aad u. a., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Physics Letters B **716** (2012) 1, ISSN: 0370-2693, URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020> (siehe S. 5).
- [11] *The Nobel Prize in Physics 2013*, URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2013/summary/> (siehe S. 5).
- [12] C. Limbach, *Development of a new reconstruction and classification method for Tau leptons and its application in the ATLAS detector at the LHC*, Magisterarb.: Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2014 (siehe S. 6, 12).
- [13] M. Roggendorf, *Studies of Tau-Lepton Polarisation in Decays of Higgs and Z Bosons with the ATLAS Experiment*, Magisterarb.: Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2013, URL: <https://www.hep1.physik.uni-bonn.de/results/data/internal/Roggendorf.pdf> (siehe S. 7, 12).

- [14] I. Deigaard, *Measurement of the Tau Polarization in  $Z \rightarrow \tau\tau$  Decays with the ATLAS Detector*, Presented 30 May 2012, 2012, URL: <https://cds.cern.ch/record/1464097> (siehe S. 7).
- [15] M. Aaboud u. a., *Measurement of  $\tau$  polarisation in  $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$  decays in protonproton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C78** (2018) 163, arXiv: 1709.03490 [hep-ex] (siehe S. 7).
- [16] M. Aaboud u. a., *Cross-section measurements of the Higgs boson decaying into a pair of  $\tau$ -leptons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, Physical Review D **99** (2019), ISSN: 2470-0029, URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.99.072001> (siehe S. 8).
- [17] N. Belyaev, R. Konoplich und K. Prokofiev, *Study of kinematic observables sentitive to the Higgs boson production channel  $inpp \rightarrow Hjj$ process*, Journal of Physics: Conference Series **934** (2017) 012030, URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/934/1/012030> (siehe S. 9).
- [18] R. Tanaka, *SM Higgs production cross sections at  $\sqrt{s} = 14$  TeV*, 2016, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageAt14TeV2010> (siehe S. 9).
- [19] R. Tanaka, *SM Higgs Branching Ratios and Partial-Decay Widths*, 2016, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBR2010> (siehe S. 10).
- [20] M. L. Perl, „The Discovery of The Tau Lepton“, *History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics*, hrsg. von H. B. Newman und T. Ypsilantis, Springer US, 1996 277, ISBN: 978-1-4613-1147-8, URL: [https://doi.org/10.1007/978-1-4613-1147-8\\_15](https://doi.org/10.1007/978-1-4613-1147-8_15) (siehe S. 10).
- [21] M. Davier, A. Höcker und Z. Zhang, *The physics of hadronic tau decays*, Reviews of Modern Physics **78** (2006) 1043, ISSN: 1539-0756, URL: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.78.1043> (siehe S. 10).
- [22] I. Deigaard, *Measurement of the Tau Polarization in  $Z \rightarrow \tau\tau$  Decays with the ATLAS Detector*, Magisterarb.: Faculty of Science, University of Copenhagen, 2012 (siehe S. 11).
- [23] C. Education und O. Group, *LHC the guide*, 2017, URL: <https://home.cern/resources/brochure/cern/lhc-guide> (siehe S. 13).
- [24] *LHC Season 2: facts & figures*, URL: <https://run2-13tev.web.cern.ch/background/lhc-season-2-facts-figures> (siehe S. 13).
- [25] P. C. O. S. Brüning u. a., *LHC Design Report*, Bd. v.1 : the LHC Main Ring, 2004, ISBN: 9290832240, URL: <http://cds.cern.ch/record/782076> (siehe S. 13).
- [26] L. Arnold, *Schematic view of the CERN accelerator complex*, URL: [https://www.researchgate.net/figure/Schematic-view-of-the-CERN-accelerator-complex\\_fig1\\_319039331](https://www.researchgate.net/figure/Schematic-view-of-the-CERN-accelerator-complex_fig1_319039331) (siehe S. 14).

- 
- [27] E. Torrence, *Atlas Experiment - Public Results*, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2> (siehe S. 15).
  - [28] T. A. C. et al, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008), URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003> (siehe S. 15, 17).
  - [29] J. D. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region*, Phys. Rev. D **27** (1 1983) 140, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.140> (siehe S. 15).
  - [30] A. K. Becker, *Operational Experience of the ATLAS SCT and Pixel Detector*, (2018), URL: <https://cds.cern.ch/record/2650067> (siehe S. 16).
  - [31] S. Roe, *Performance of ATLAS tracking*, (2017), URL: <https://cds.cern.ch/record/2287048> (siehe S. 16).
  - [32] T. A. Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003. 437 p, Also published by CERN Geneva in 2010, URL: <https://cds.cern.ch/record/1129811> (siehe S. 17).
  - [33] *How ATLAS Detects Particles*, URL: <http://collider.physics.ox.ac.uk/detecting.html> (siehe S. 18).
  - [34] *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC*, Techn. Ber. ATL-PHYS-PUB-2015-045, CERN, 2015, URL: <https://cds.cern.ch/record/2064383> (siehe S. 19).
  - [35] *Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, Techn. Ber. ATLAS-CONF-2017-029, CERN, 2017, URL: <https://cds.cern.ch/record/2261772> (siehe S. 19).
  - [36] N. Schmitz, „Eigenschaften der Neutrinos“, *Neutrinophysik*, Vieweg+Teubner Verlag, 1997 204, ISBN: 978-3-322-80114-2, URL: [https://doi.org/10.1007/978-3-322-80114-2\\_6](https://doi.org/10.1007/978-3-322-80114-2_6) (siehe S. 21).
  - [37] A. Elagin u. a., *A new mass reconstruction technique for resonances decaying to  $\tau\tau$* , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **654** (2011) 481, ISSN: 0168-9002, URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.07.009> (siehe S. 22).
  - [38] M. Hübner, *Effects of tau decay product reconstruction in a Higgs CP analysis with the ATLAS experiment*, Magisterarb.: Universität Bonn, 2016 (siehe S. 22).
  - [39] C. Grefe, *HAPPY Framework*, 2017, URL: <https://gitlab.cern.ch/ATauLeptonAnalysis/HAPPY> (siehe S. 24).
  - [40] *ROOT Data Analysis Framework*, URL: <https://root.cern.ch> (siehe S. 24).
  - [41] „Persönliche Kommunikation mit M. Hübner“ (siehe S. 24).

- [42] Z. Czyczula, T. Przedzinski und Z. Was,  
*TauSpinner program for studies on spin effect in tau production at the LHC*,  
The European Physical Journal C **72** (2012), ISSN: 1434-6052,  
URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1988-z> (siehe S. 24).

# ANHANG A

## Anhang

### A.1 $p_T^{matched}$ für $\tau$ , aufgeteilt nach Helizität und Ladung

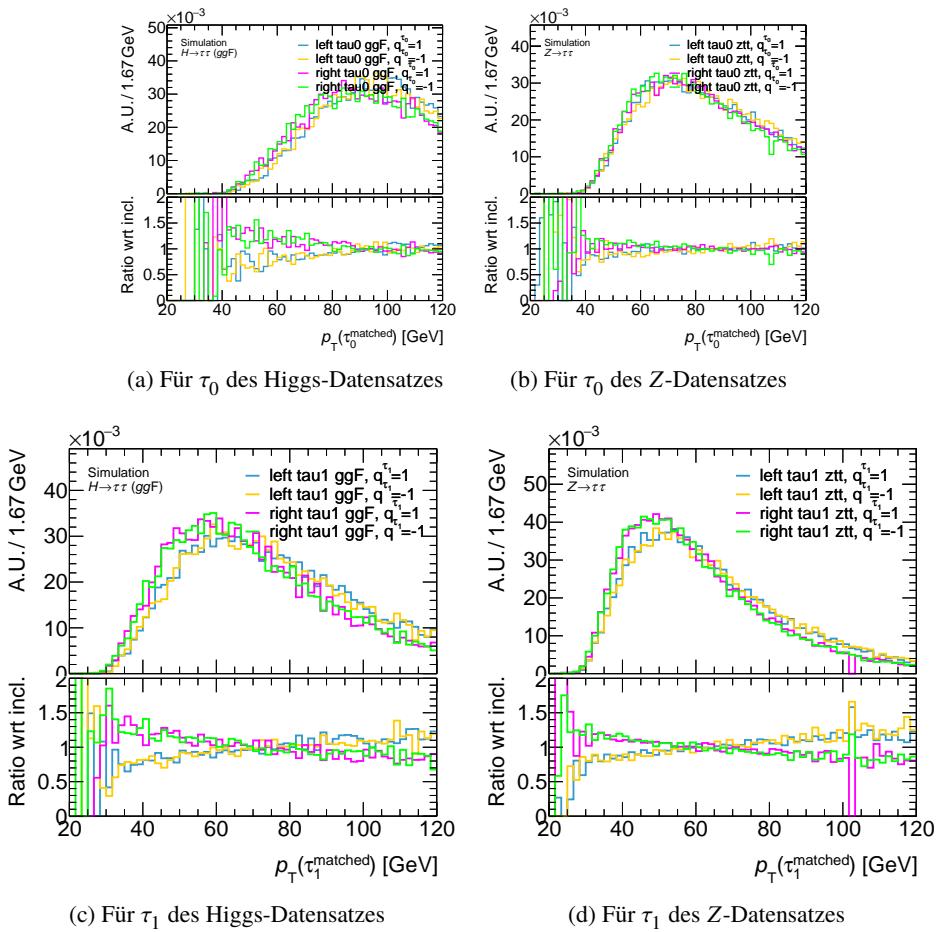


Abbildung A.1: Histogramme der  $p_T^{matched}$ -Verteilungen, aufgeteilt nach Helizität und Ladung

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

In diesem Abschnitt sind alle verwendeten PDFs der neuen, Helizitätsgtrennten, Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze gegeben.

### A.2.1 R-Parametrisierungen

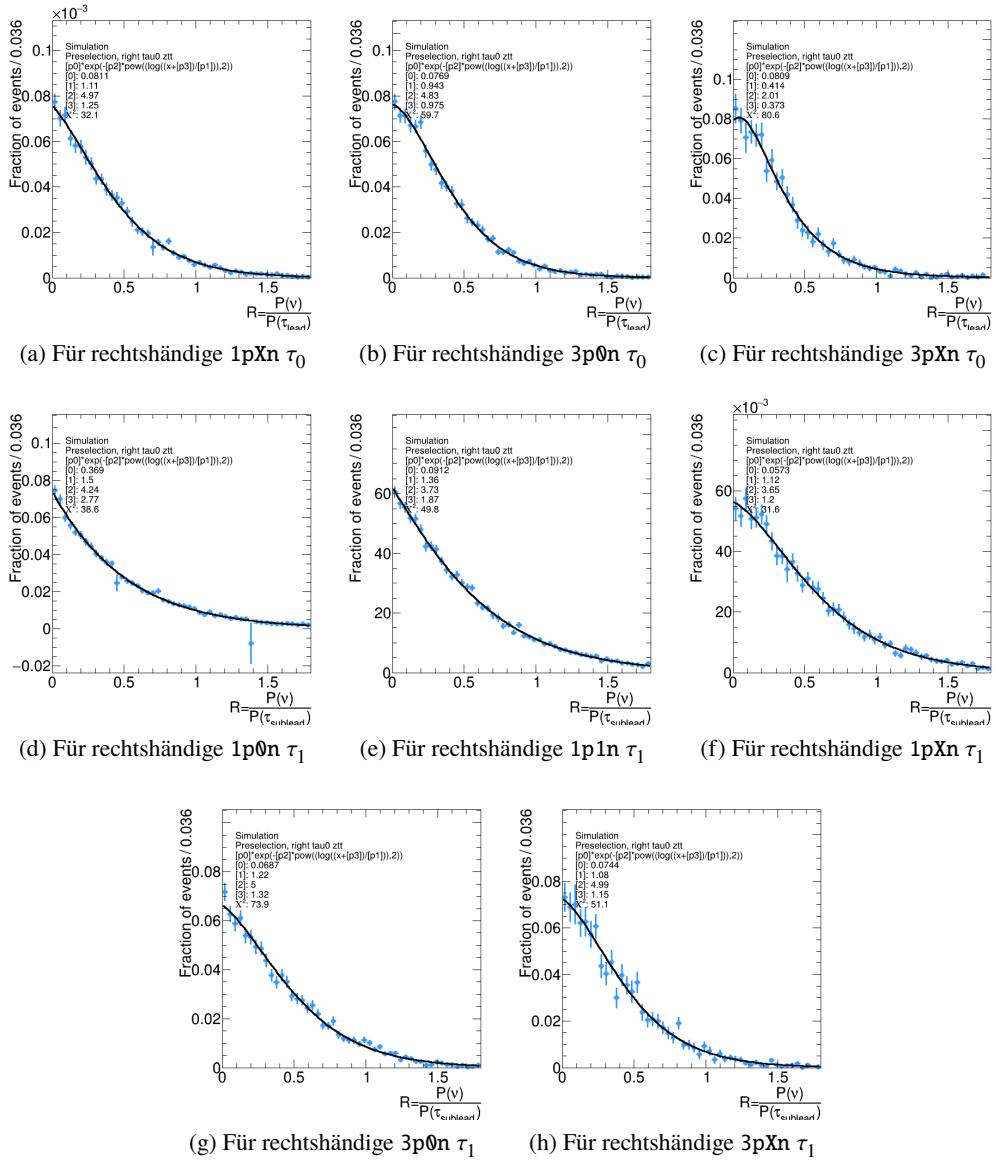


Abbildung A.2: R-Parametrisierungen

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

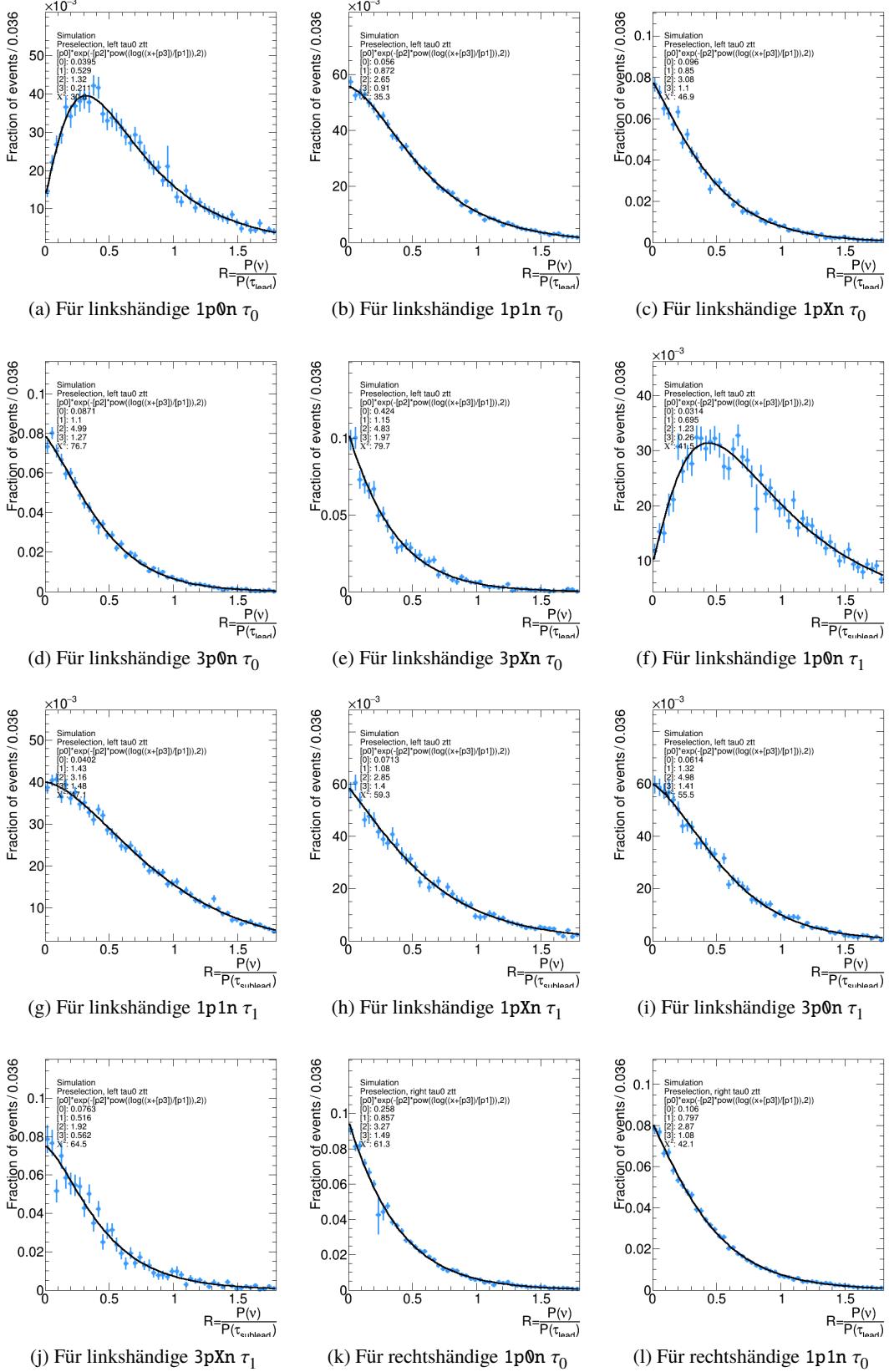


Abbildung A.3: weitere  $R$ -Parametrisierungen

### A.2.2 $\theta_{vm}$ -PDFs

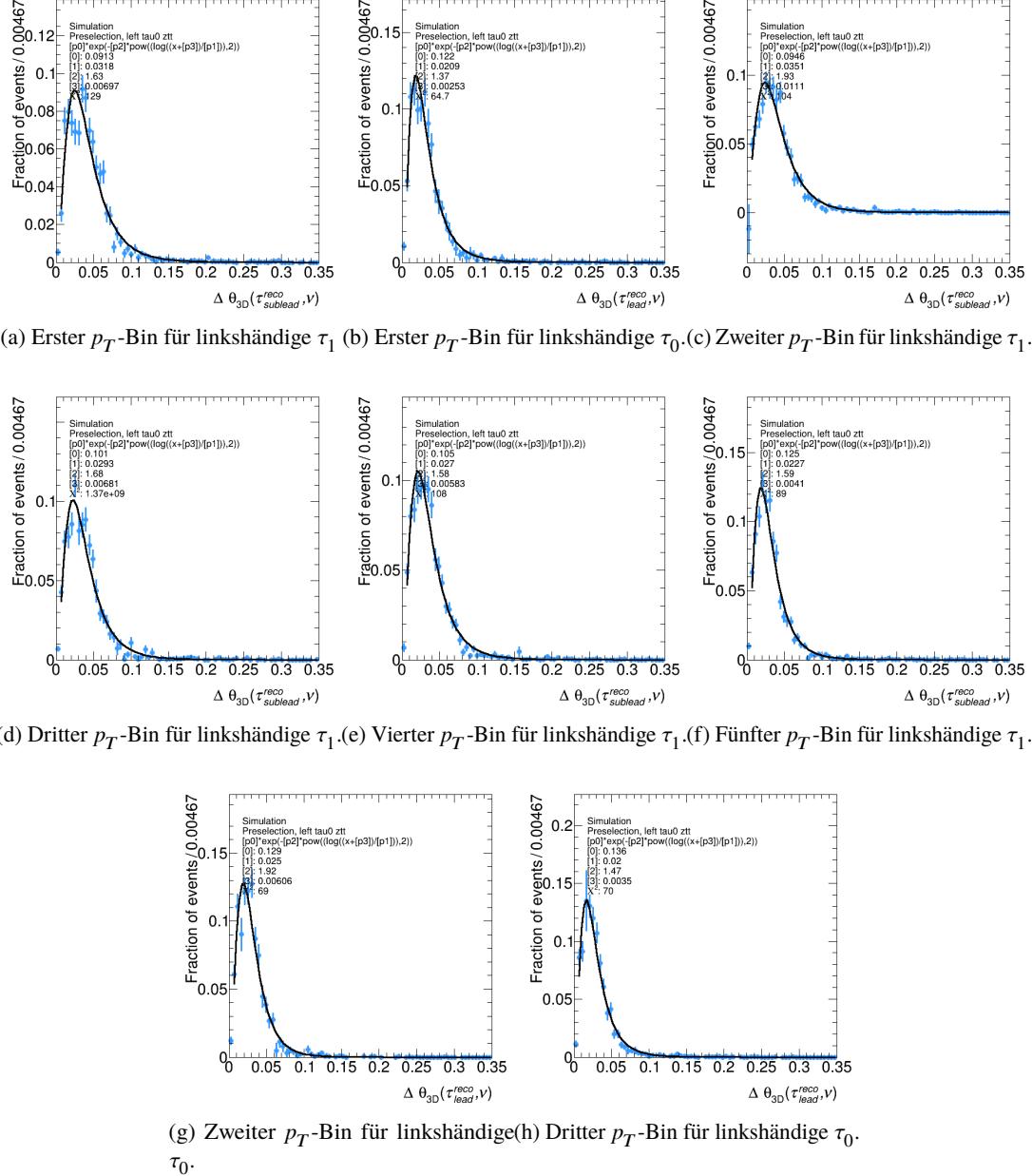


Abbildung A.4:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

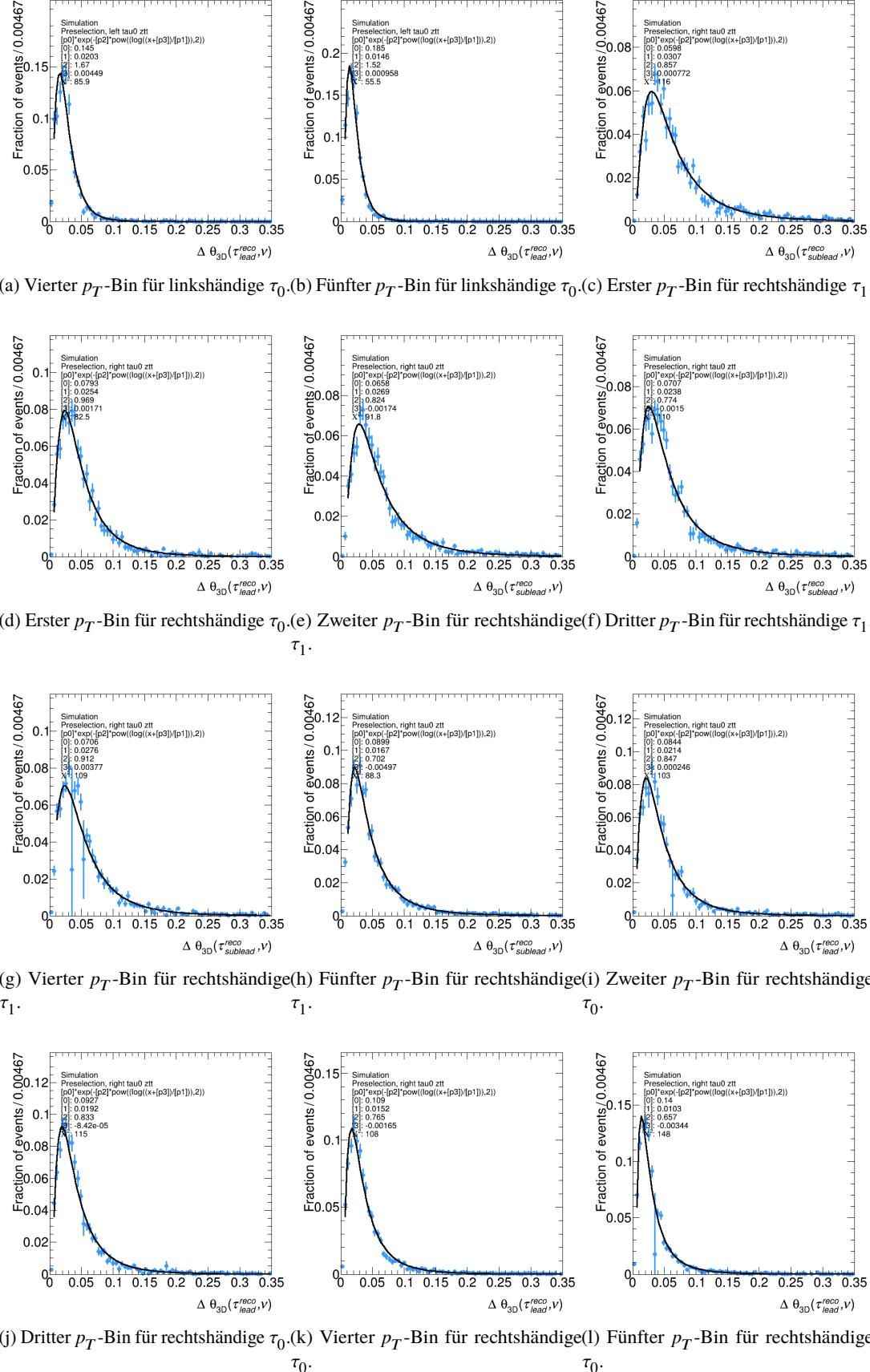
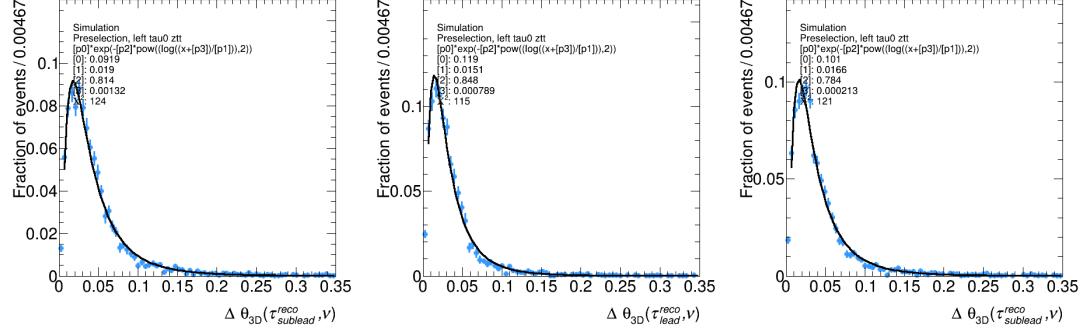
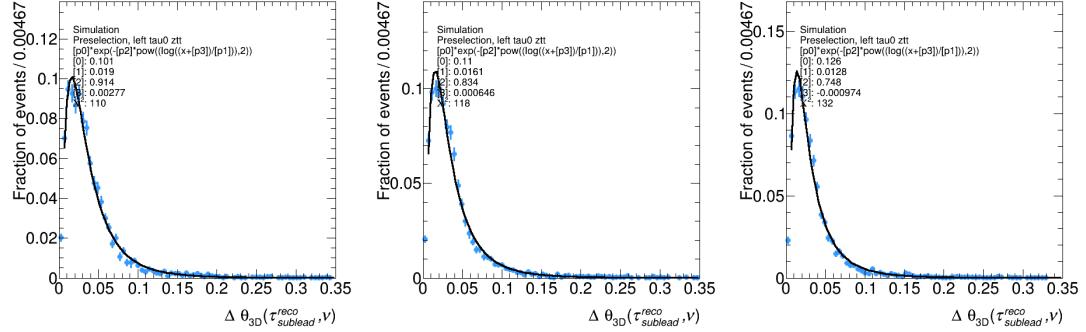


Abbildung A.5: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle



(a) Erster  $p_T$ -Bin für linkshändige  $\tau_1$ . (b) Erster  $p_T$ -Bin für linkshändige  $\tau_0$ . (c) Zweiter  $p_T$ -Bin für linkshändige  $\tau_1$ .



(d) Dritter  $p_T$ -Bin für linkshändige  $\tau_1$ . (e) Vierter  $p_T$ -Bin für linkshändige  $\tau_1$ . (f) Fünfter  $p_T$ -Bin für linkshändige  $\tau_1$ .

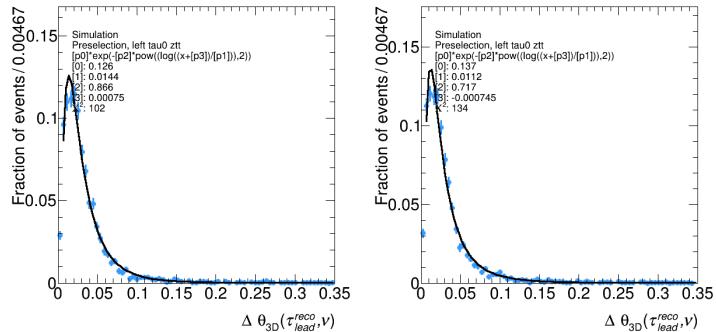


Abbildung A.6:  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

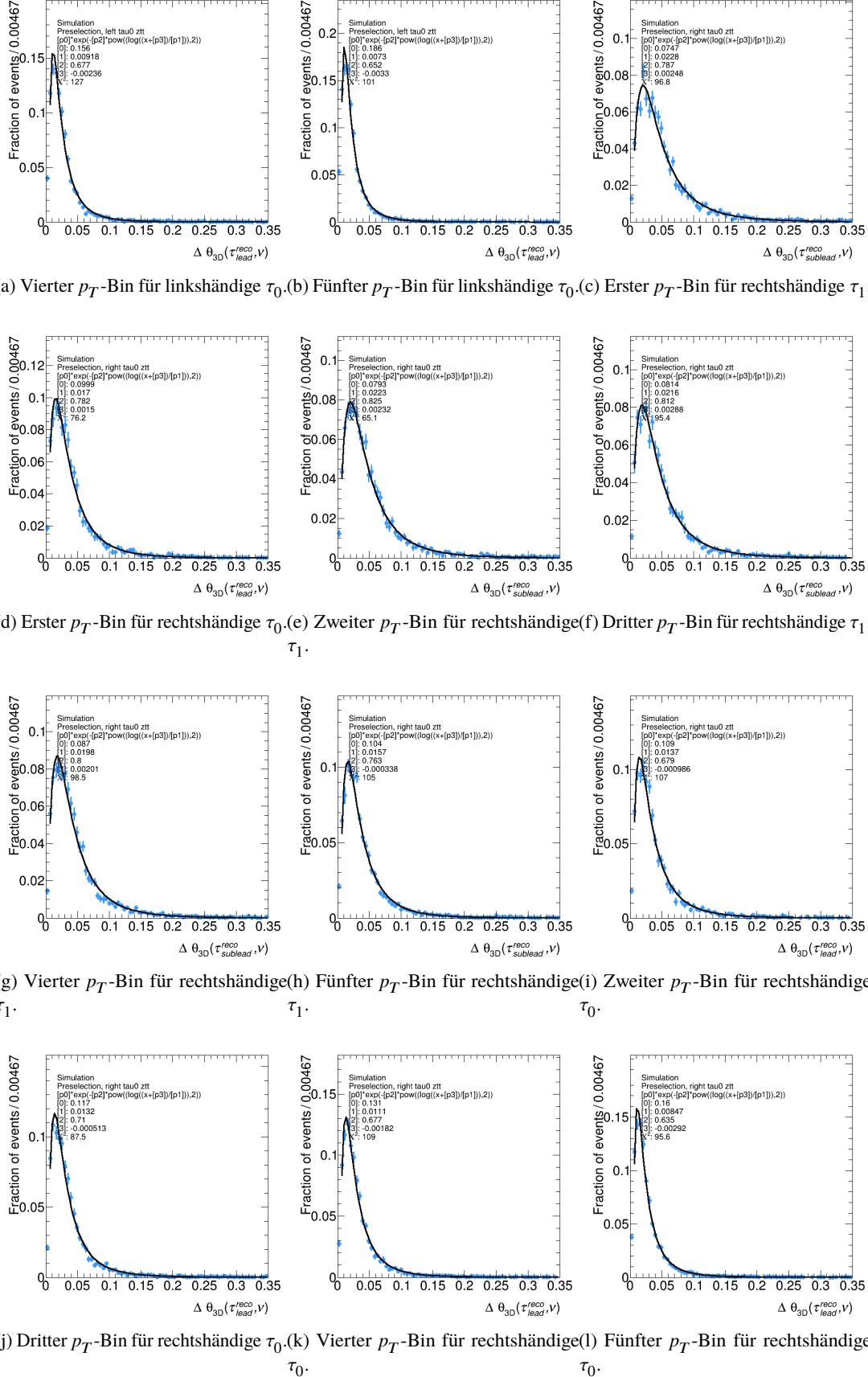


Abbildung A.7: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle

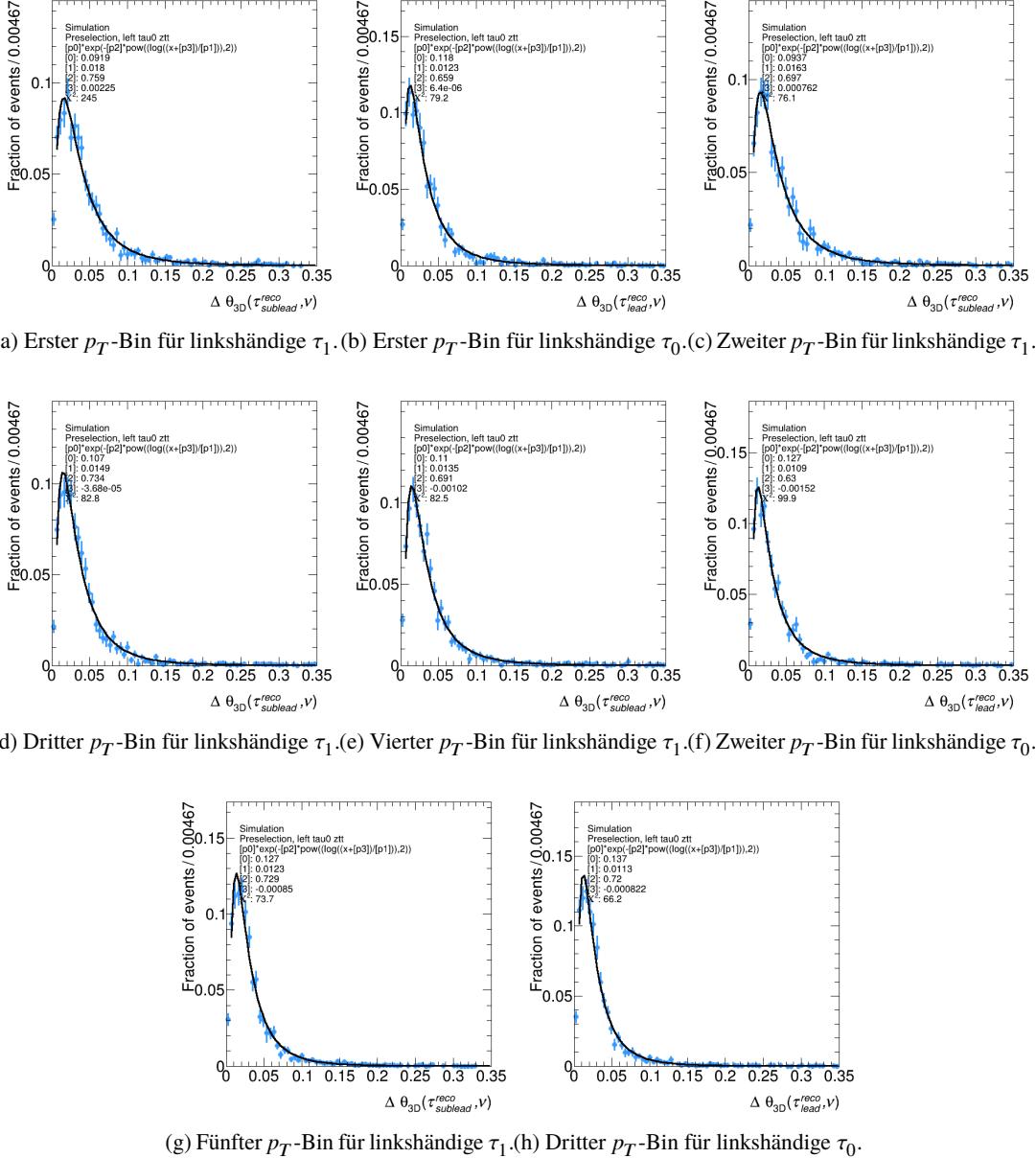


Abbildung A.8:  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

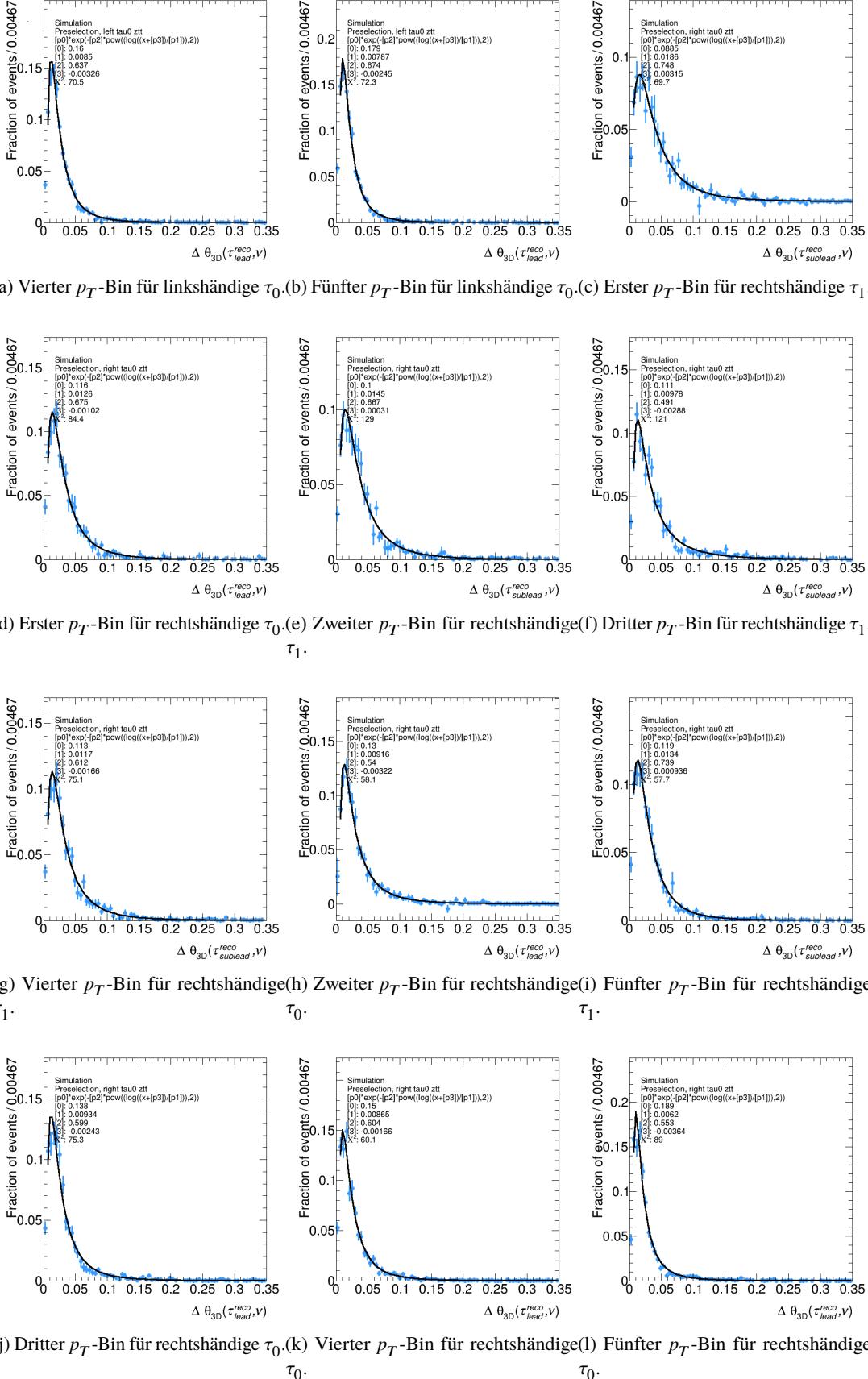


Abbildung A.9: weitere  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle

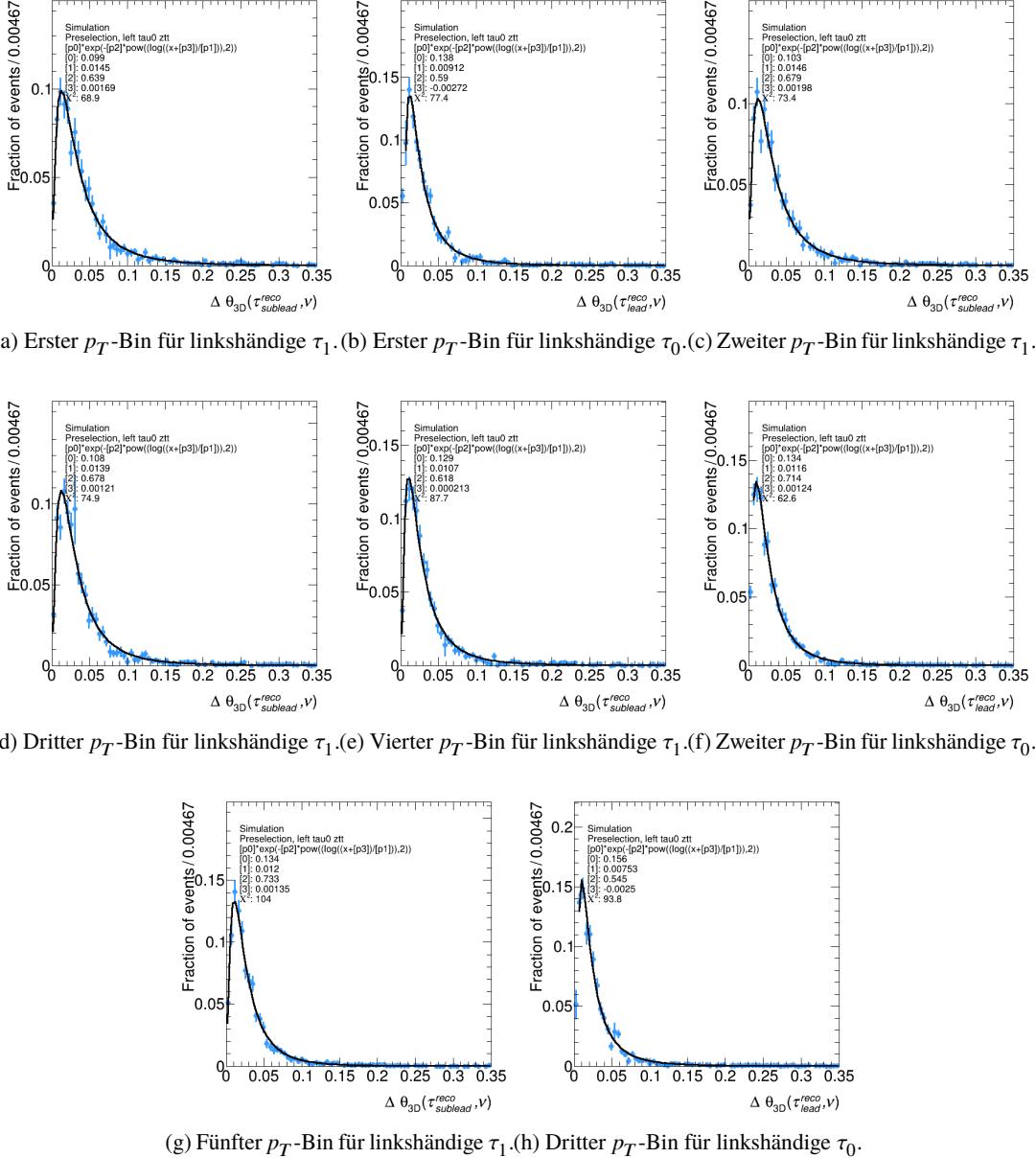


Abbildung A.10:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

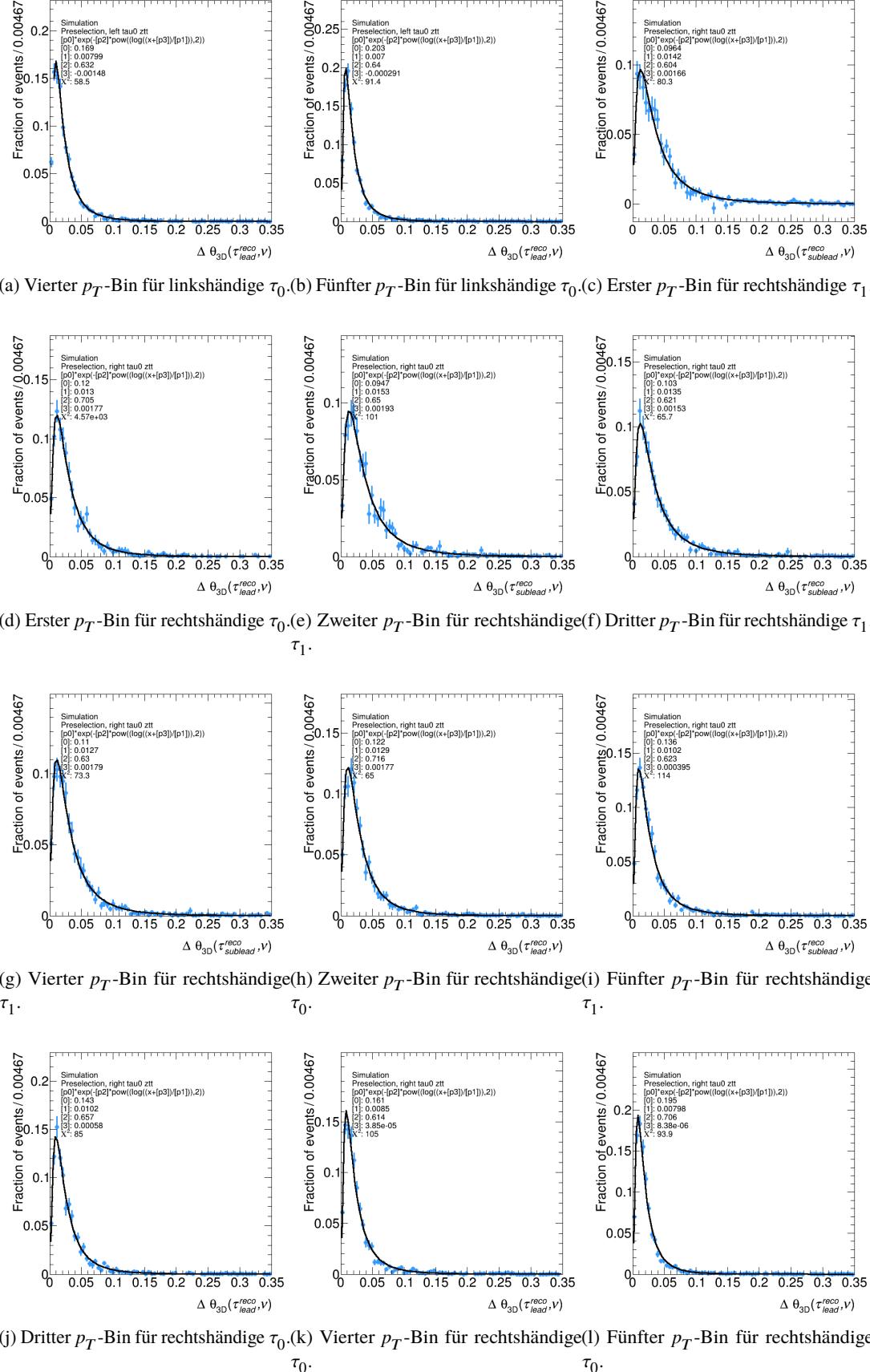


Abbildung A.11: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle

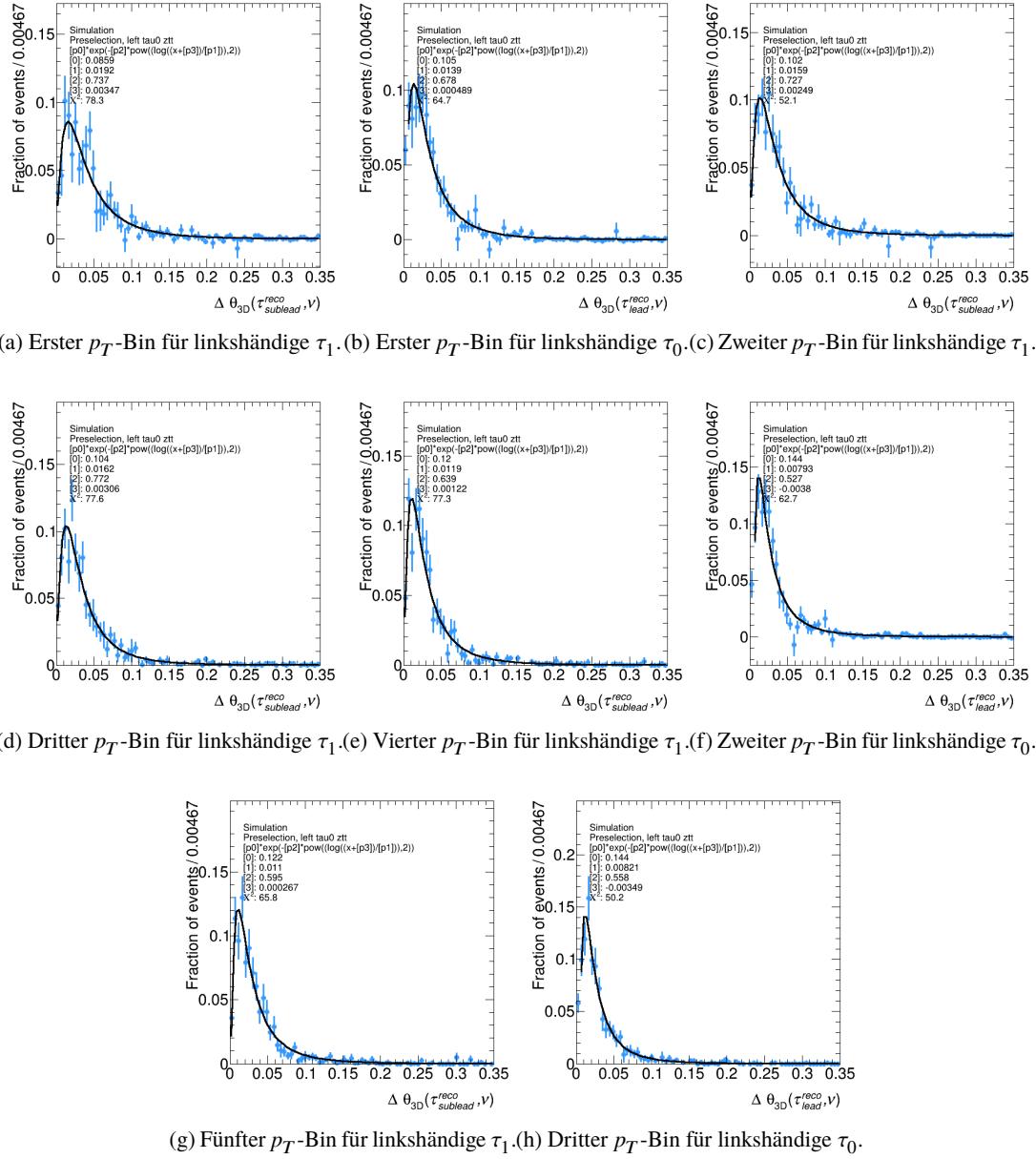


Abbildung A.12:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

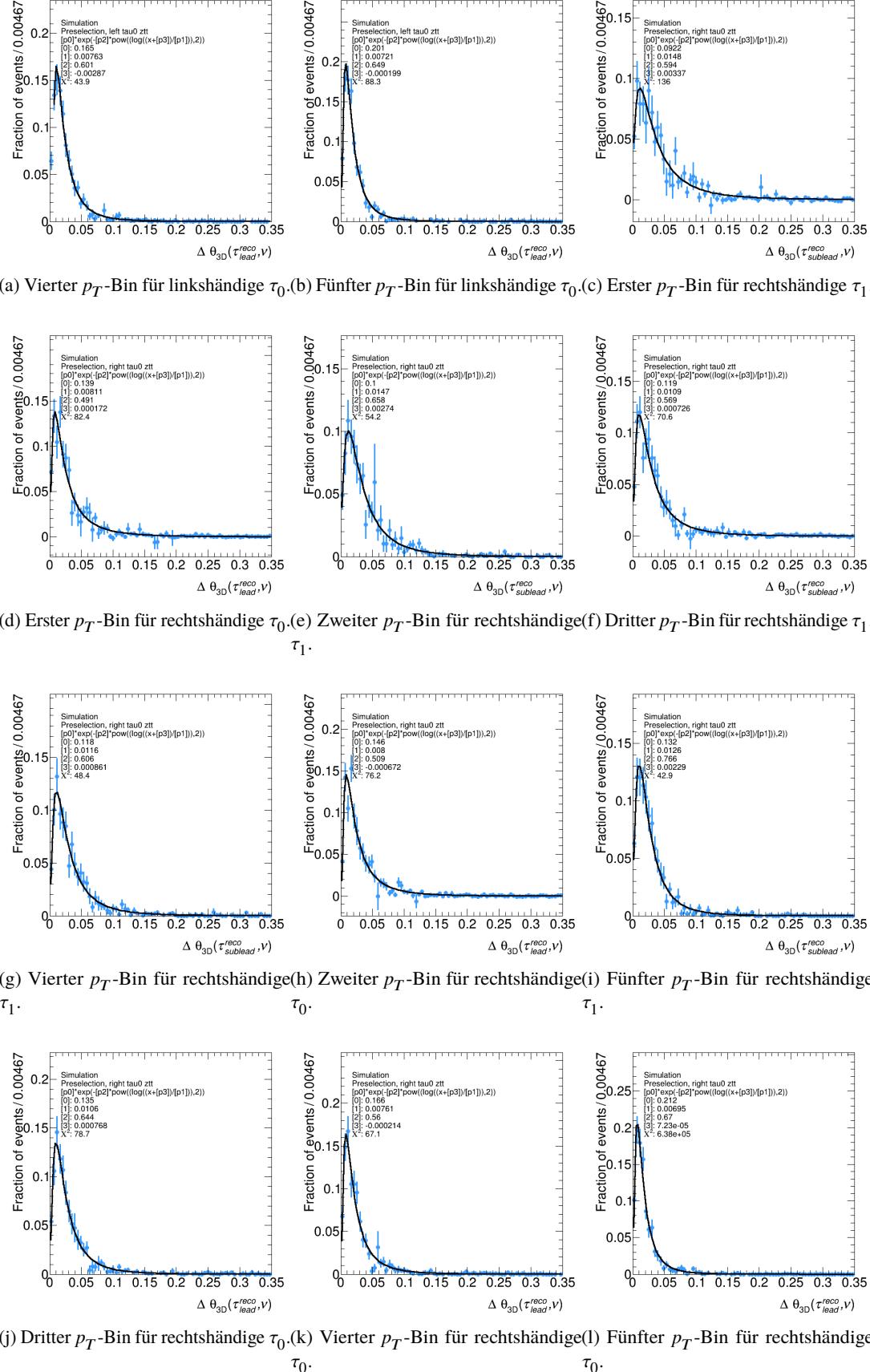


Abbildung A.13: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle

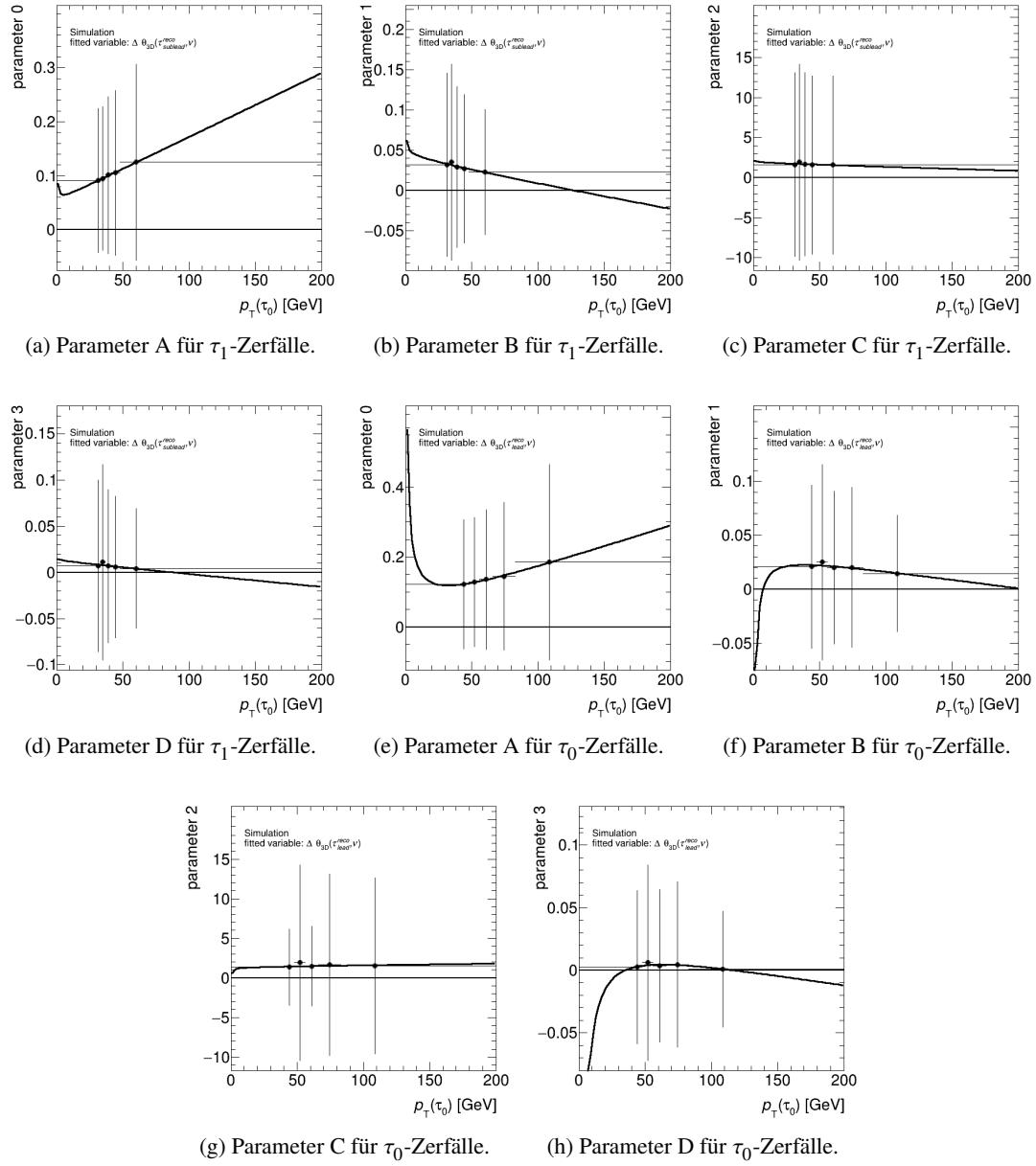


Abbildung A.14:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

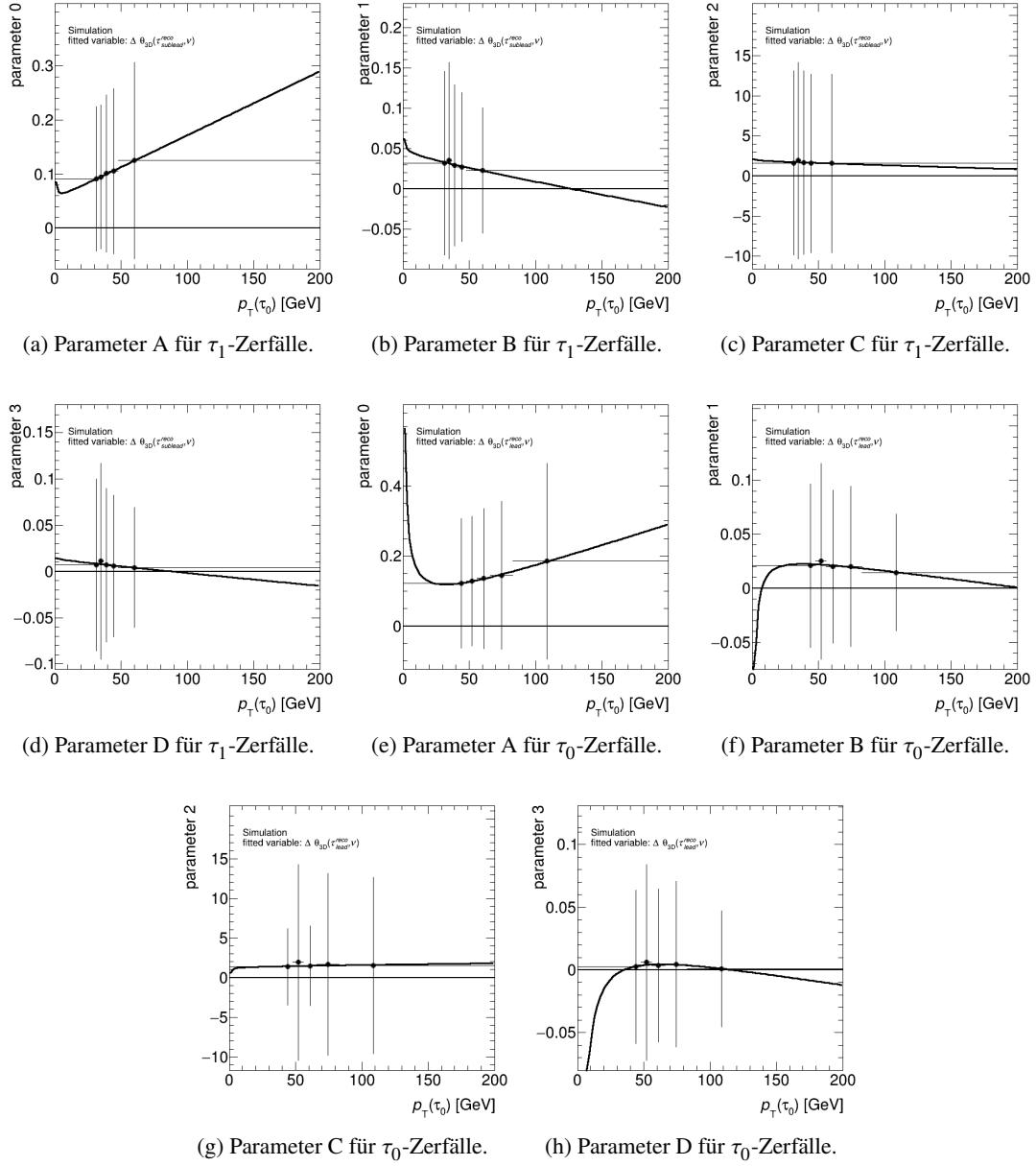


Abbildung A.15:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für  $1p0n$ -Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$

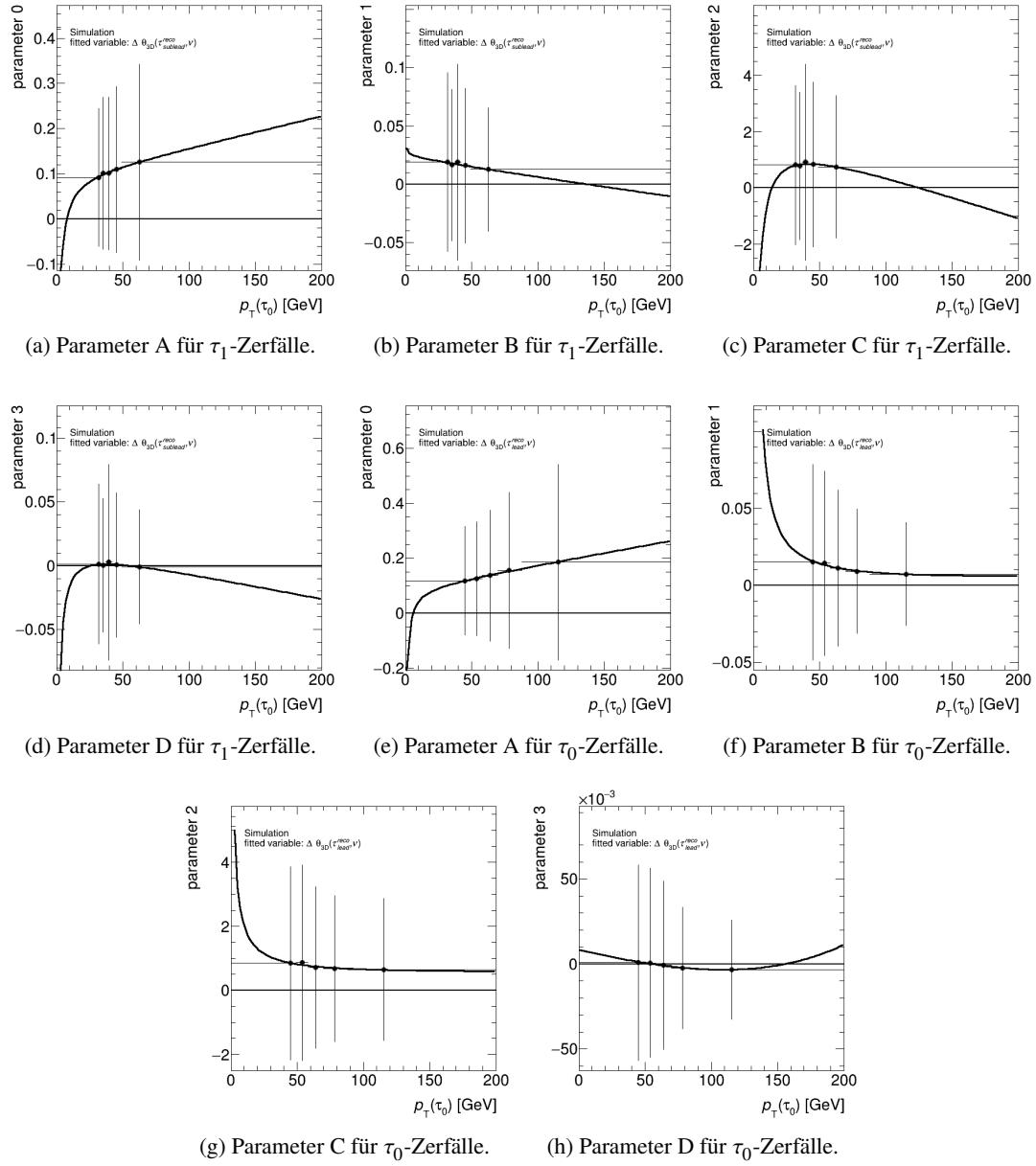


Abbildung A.16:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

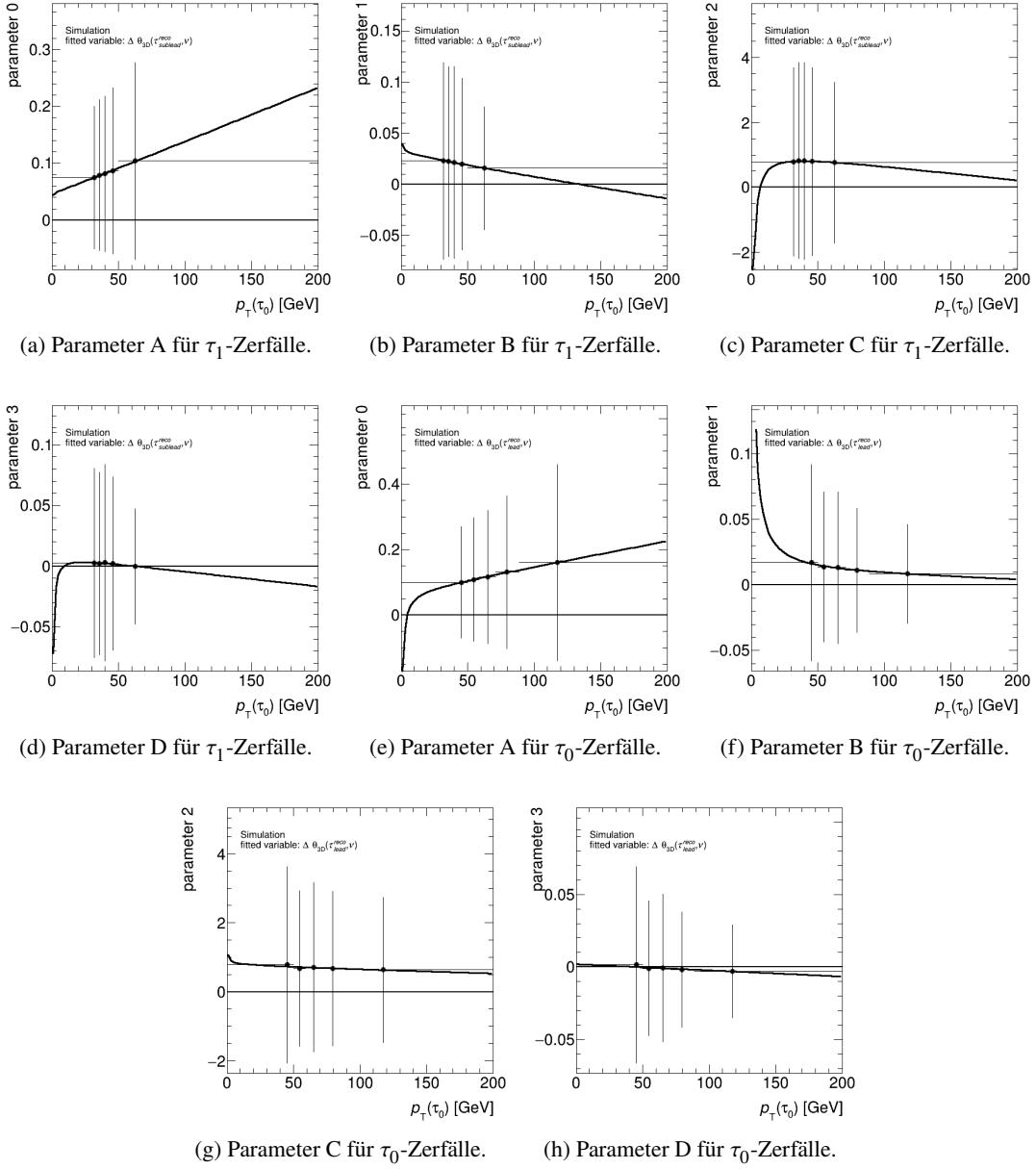


Abbildung A.17:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$

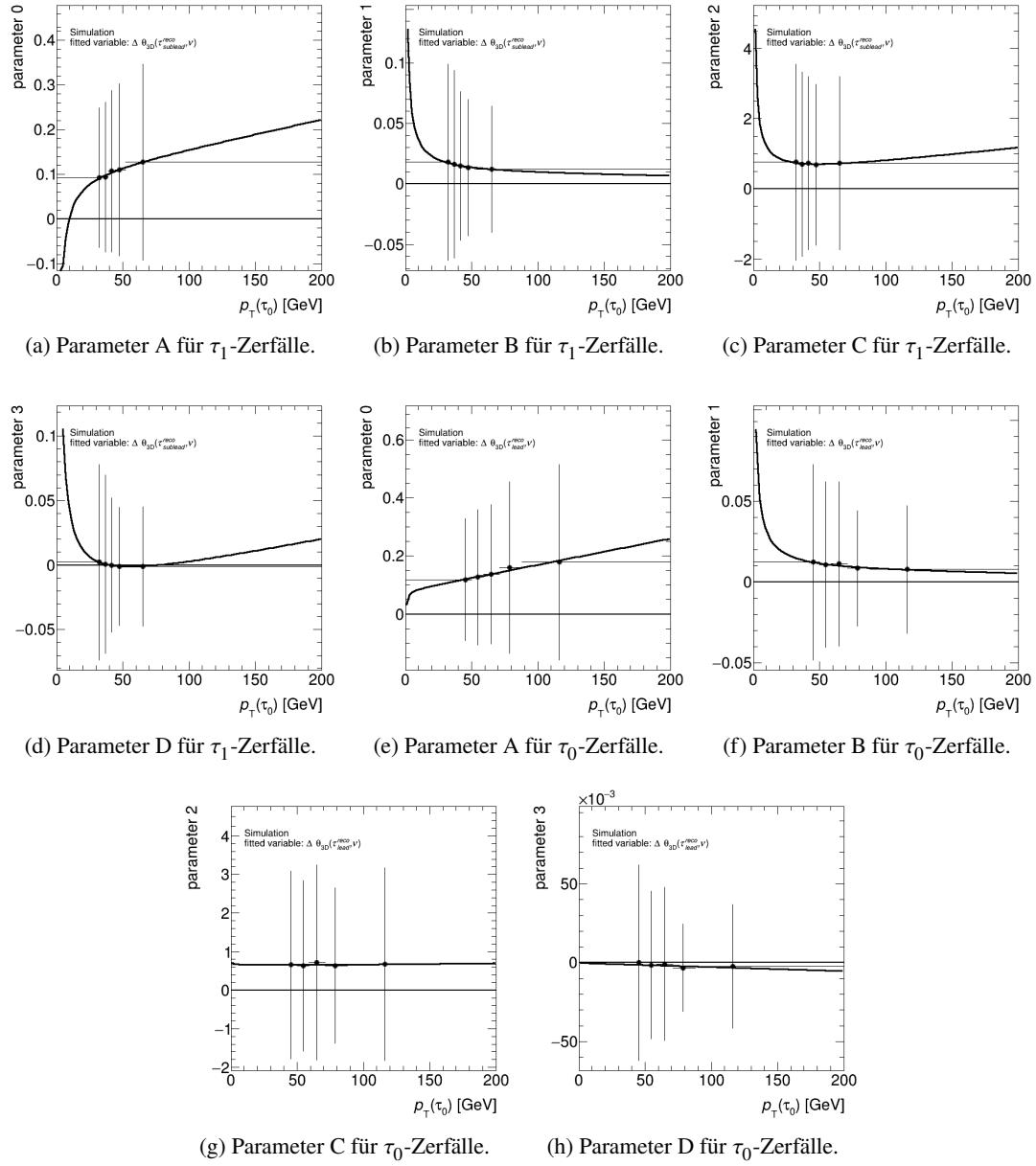


Abbildung A.18:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

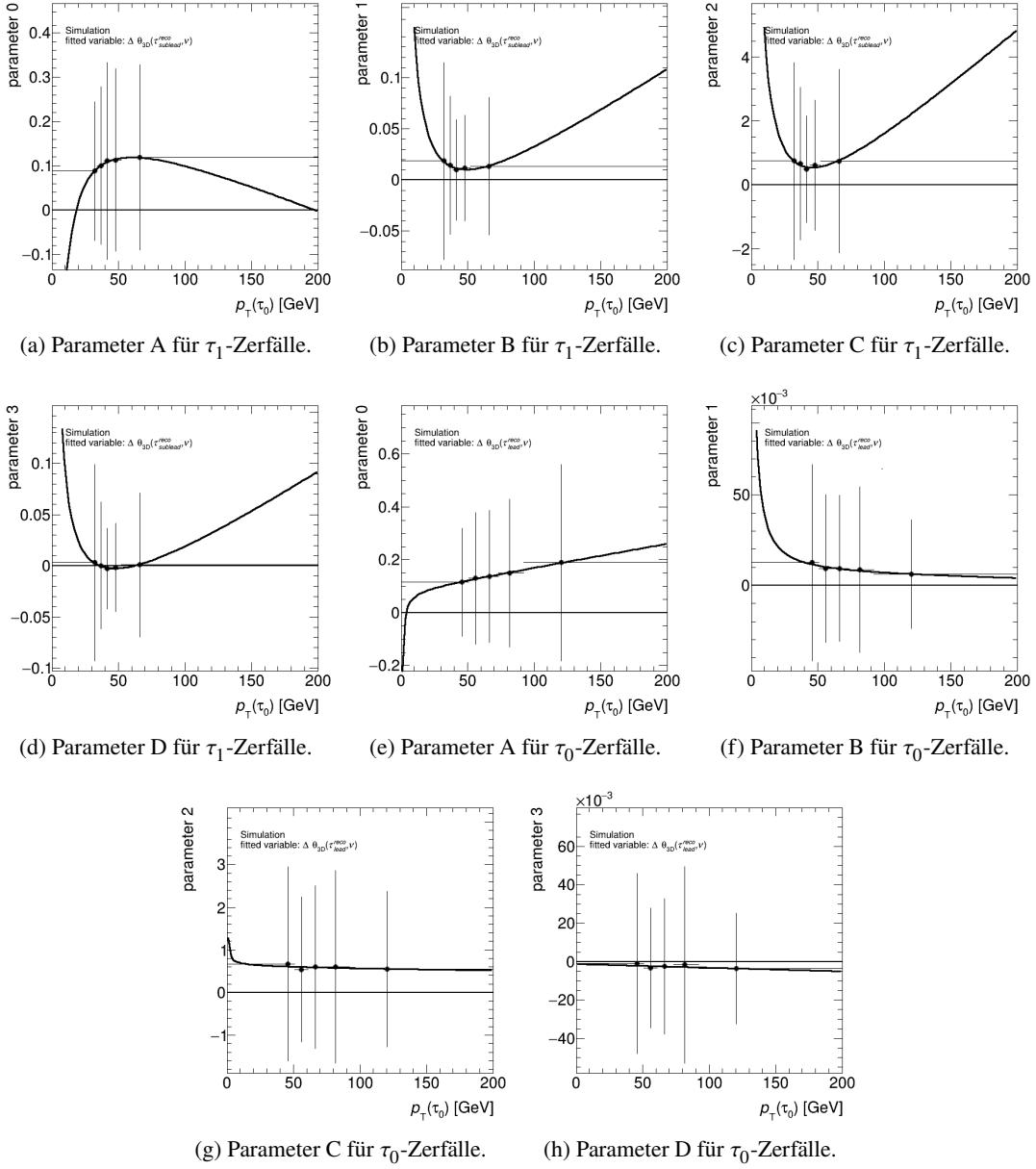


Abbildung A.19:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$

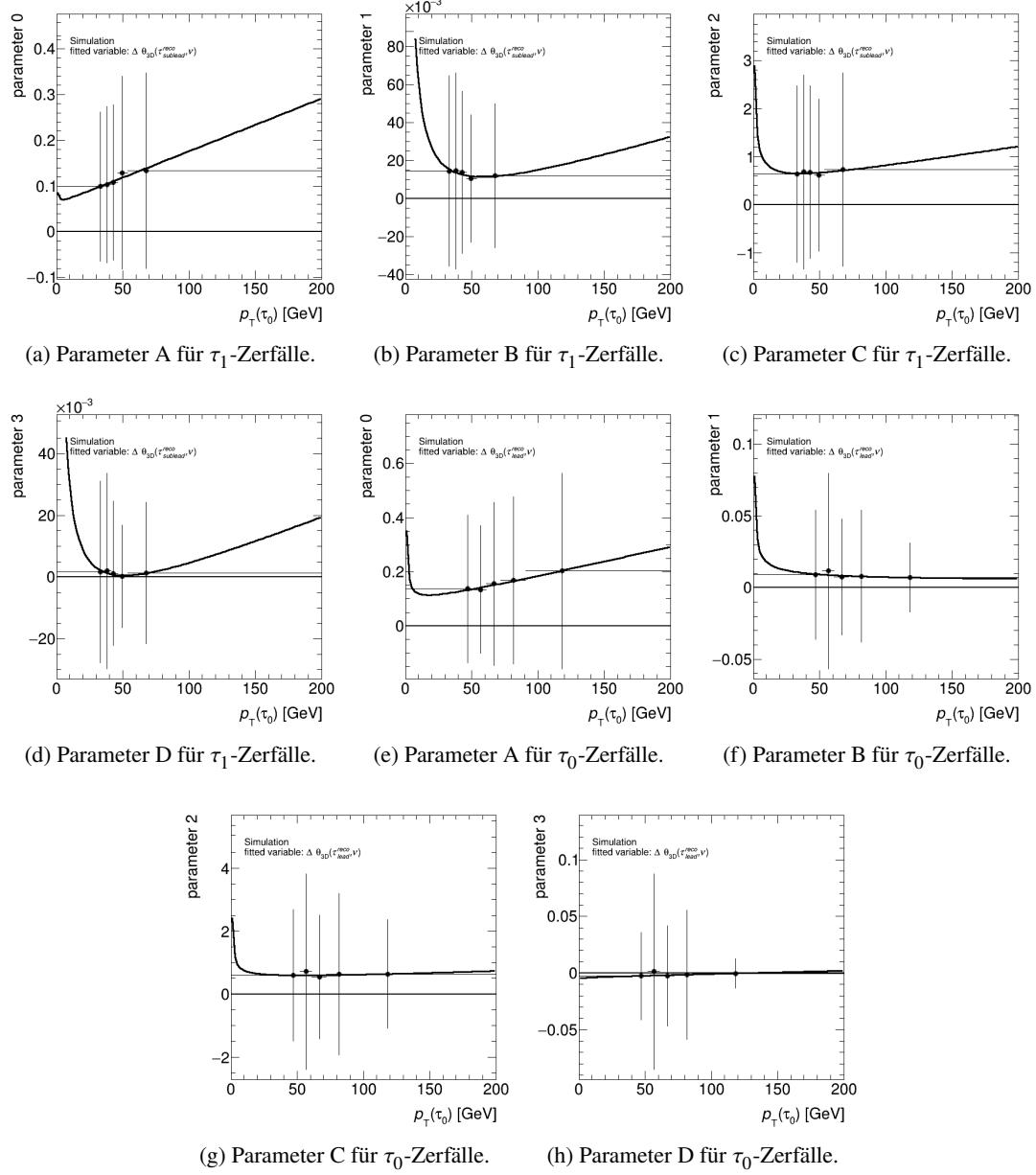


Abbildung A.20:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

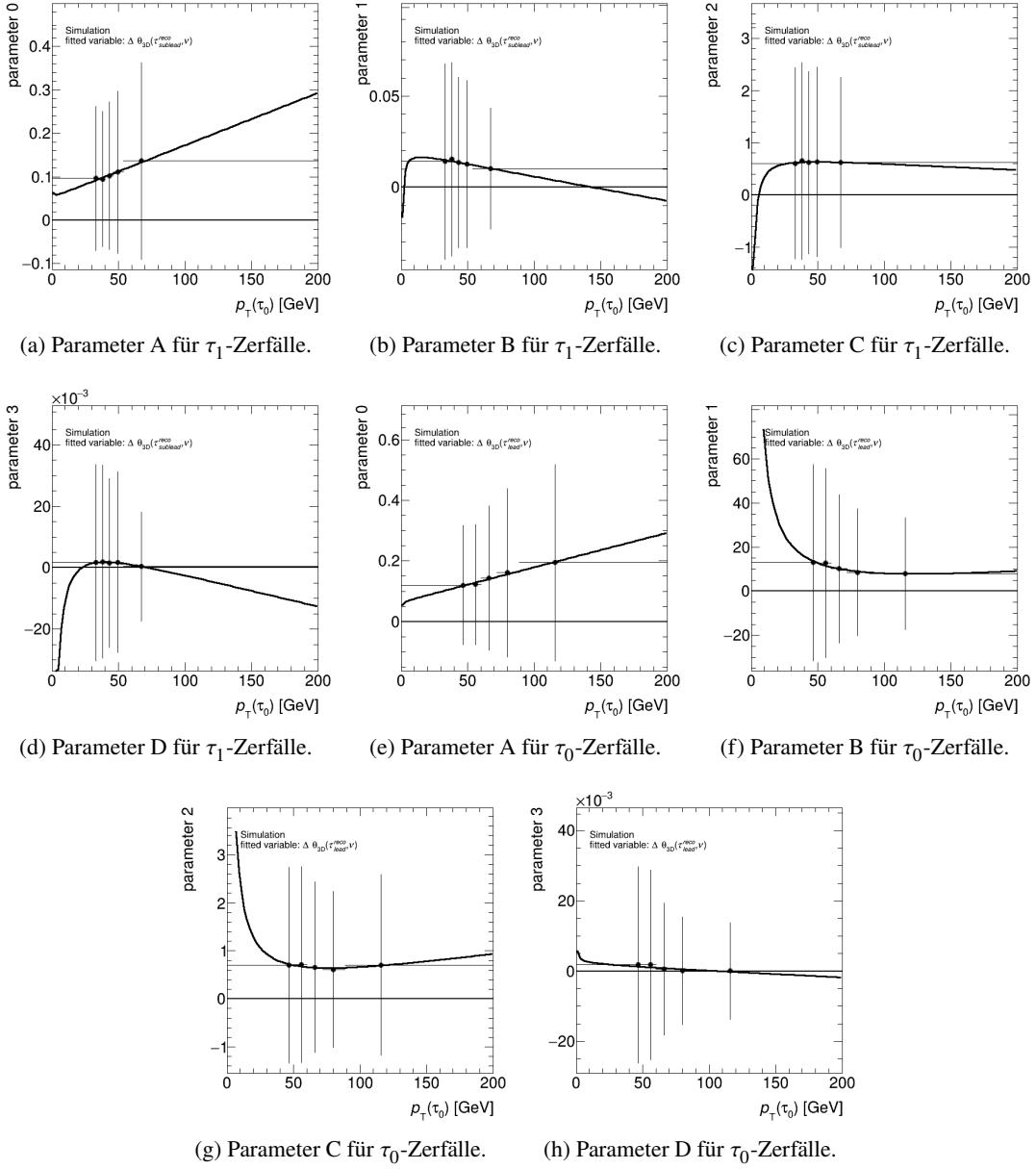


Abbildung A.21:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$

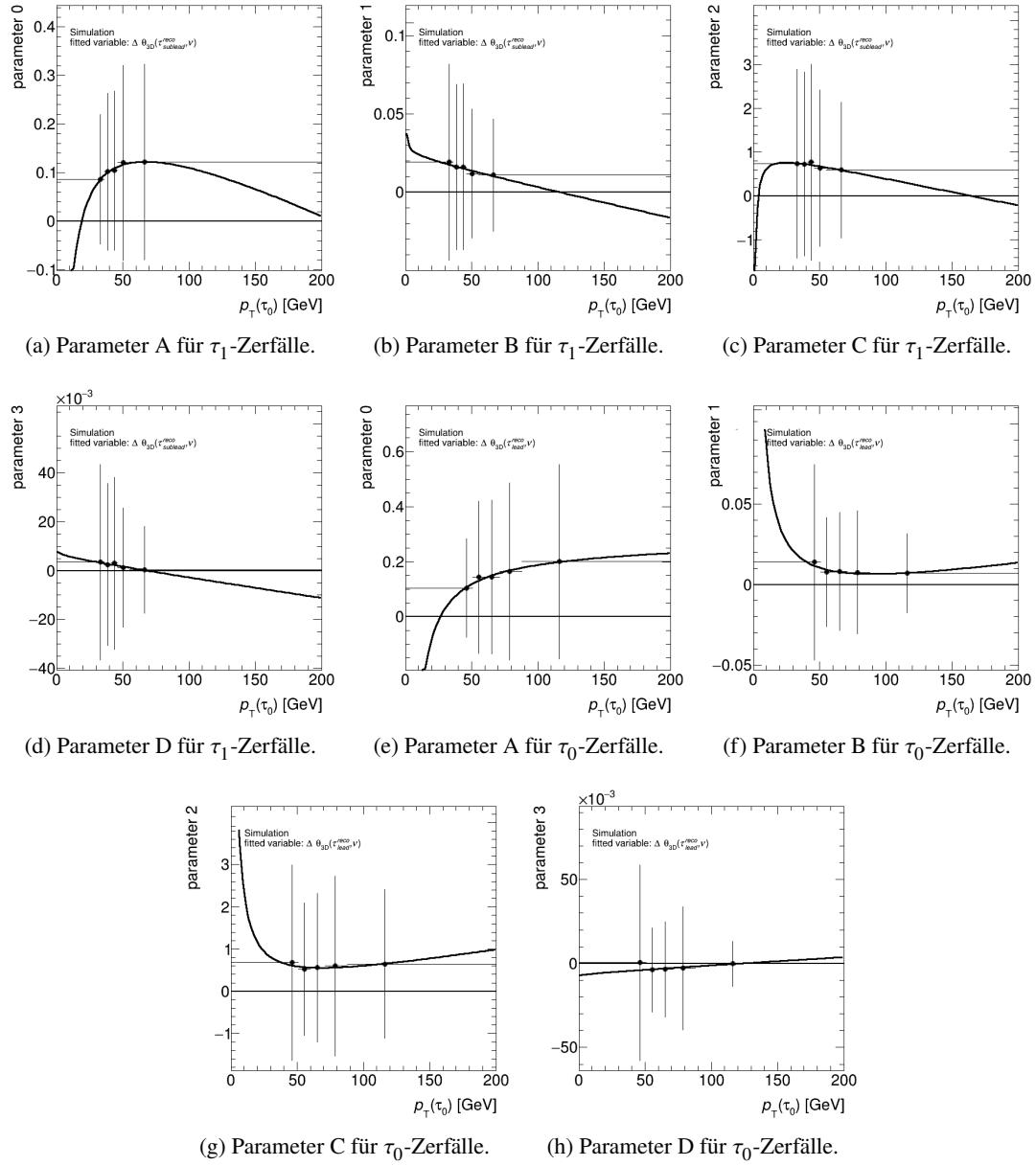


Abbildung A.22:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$

## A.2 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung ohne Trennung der Datensätze

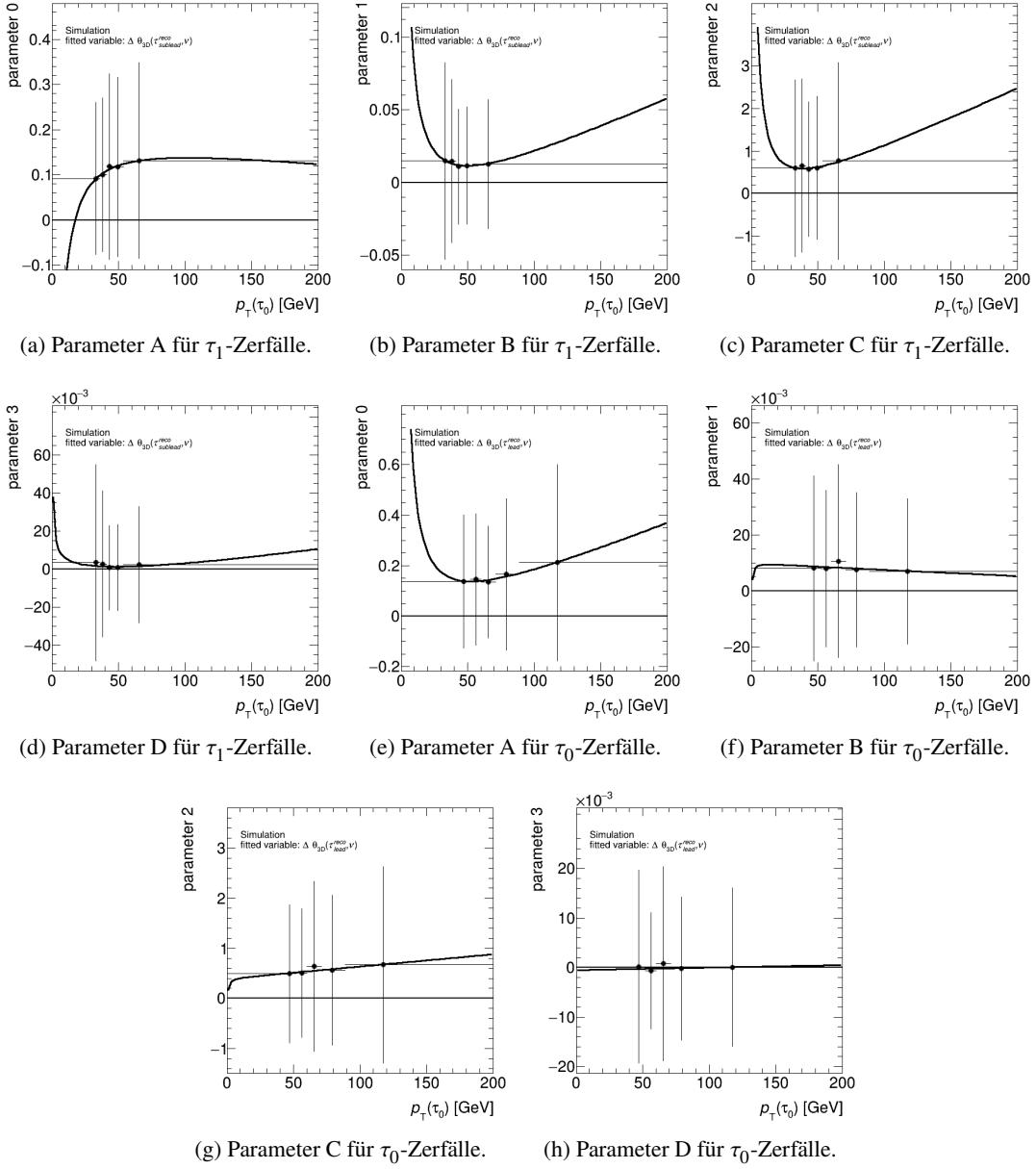


Abbildung A.23:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

In diesem Abschnitt sind alle verwendeten PDFs der neuen, Helizitätsgtrennten, Parametrisierung mit Trennung der Datensätze gegeben.

#### A.3.1 R-Parametrisierungen

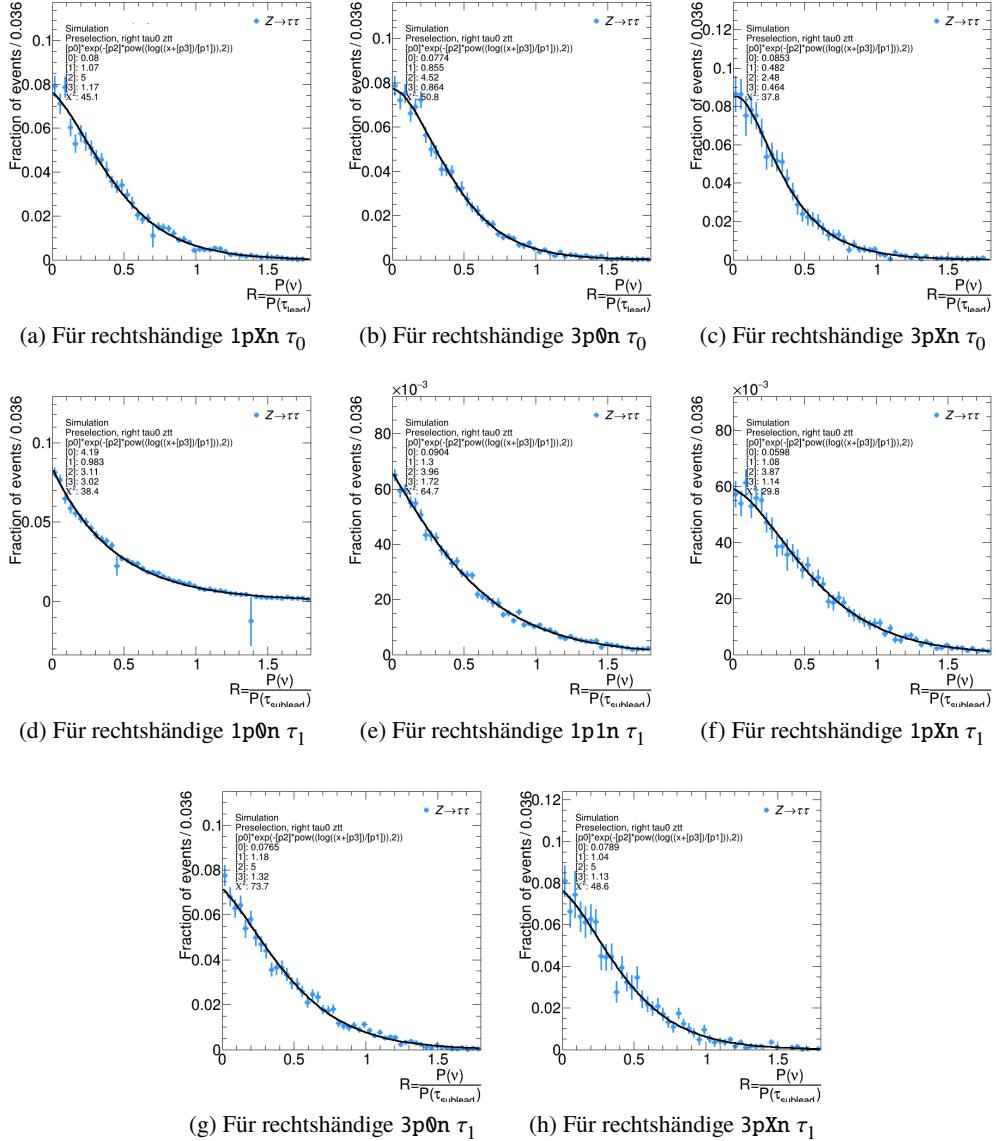


Abbildung A.24: R-Parametrisierungen im Higgs-Datensatz.

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

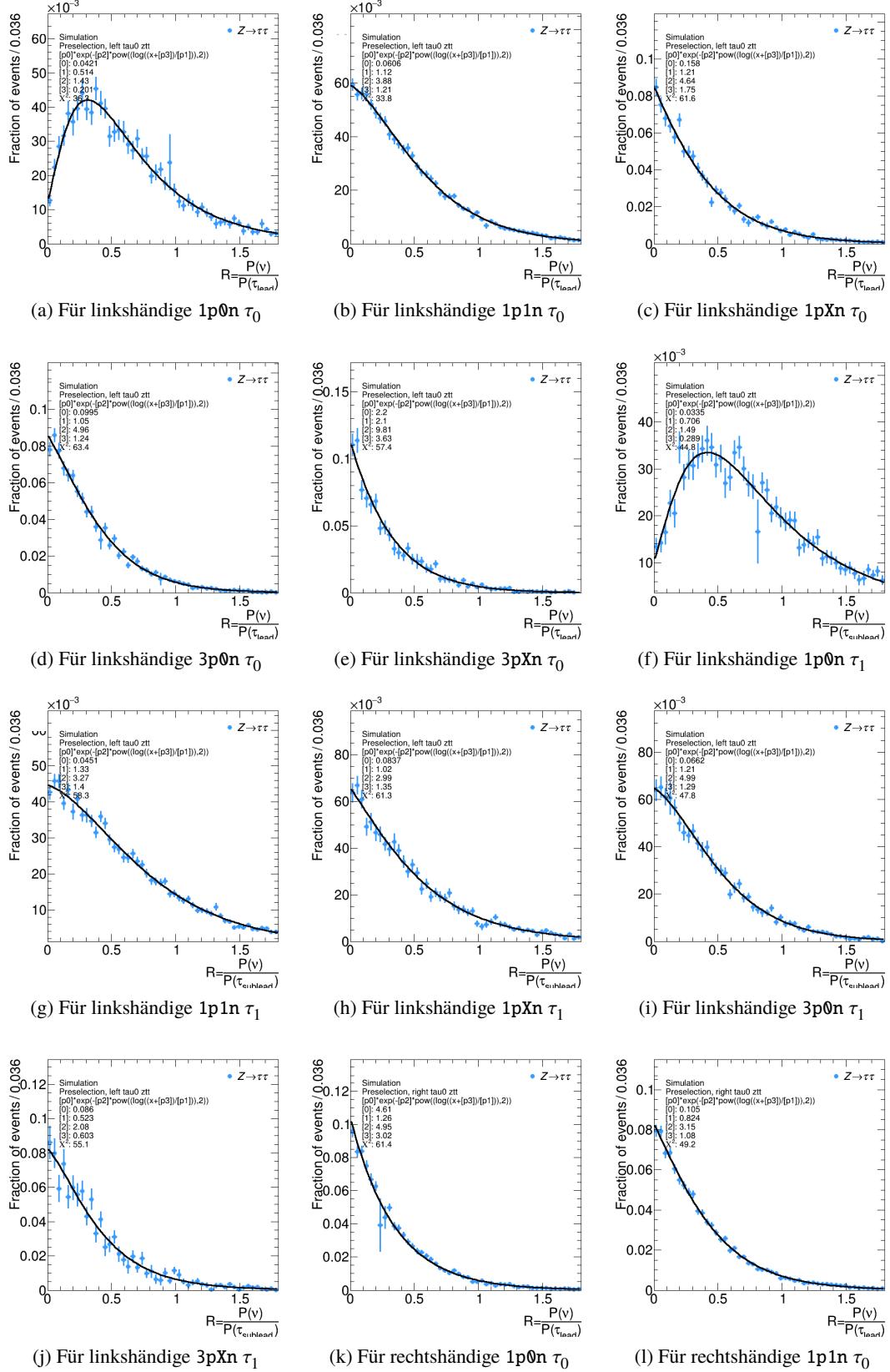


Abbildung A.25: Weitere  $R$ -Parametrisierungen im  $Z$ -Datensatz.

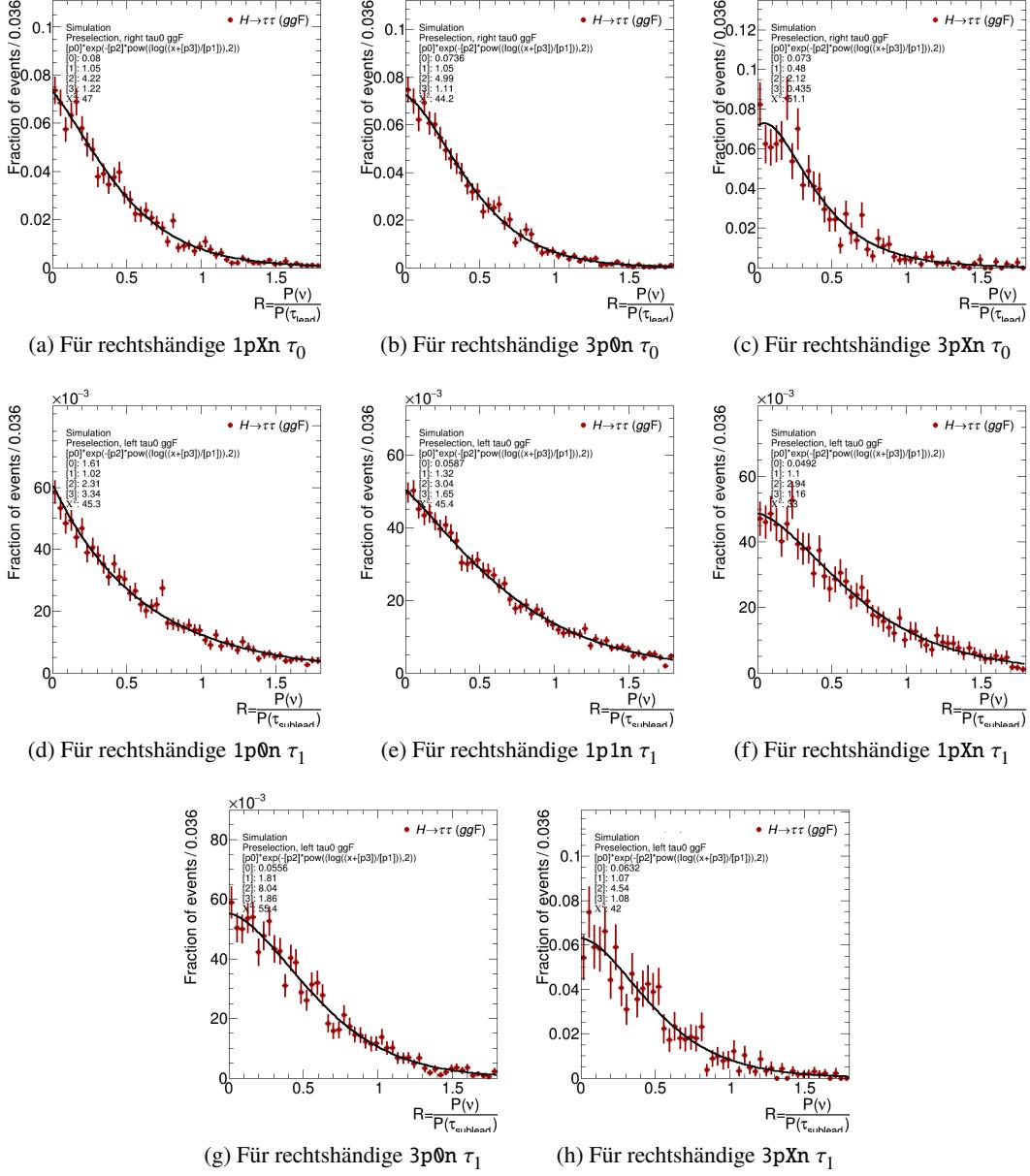


Abbildung A.26: R-Parametrisierungen im Higgs-Datensatz.

### A.3.2 $\theta_{vm}$ -PDFs

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

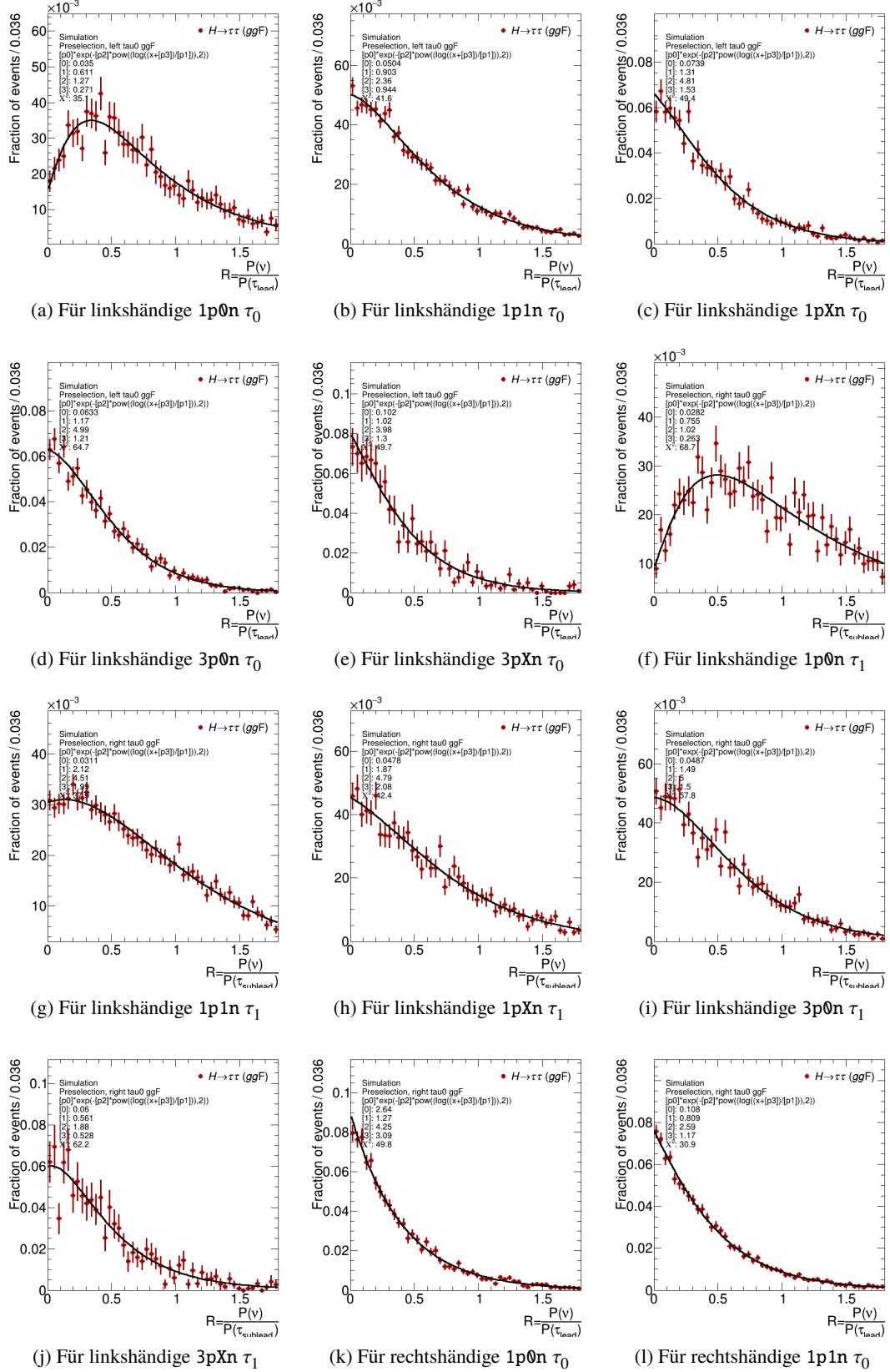


Abbildung A.27: Weitere  $R$ -Parametrisierungen im Higgs-Datensatz.

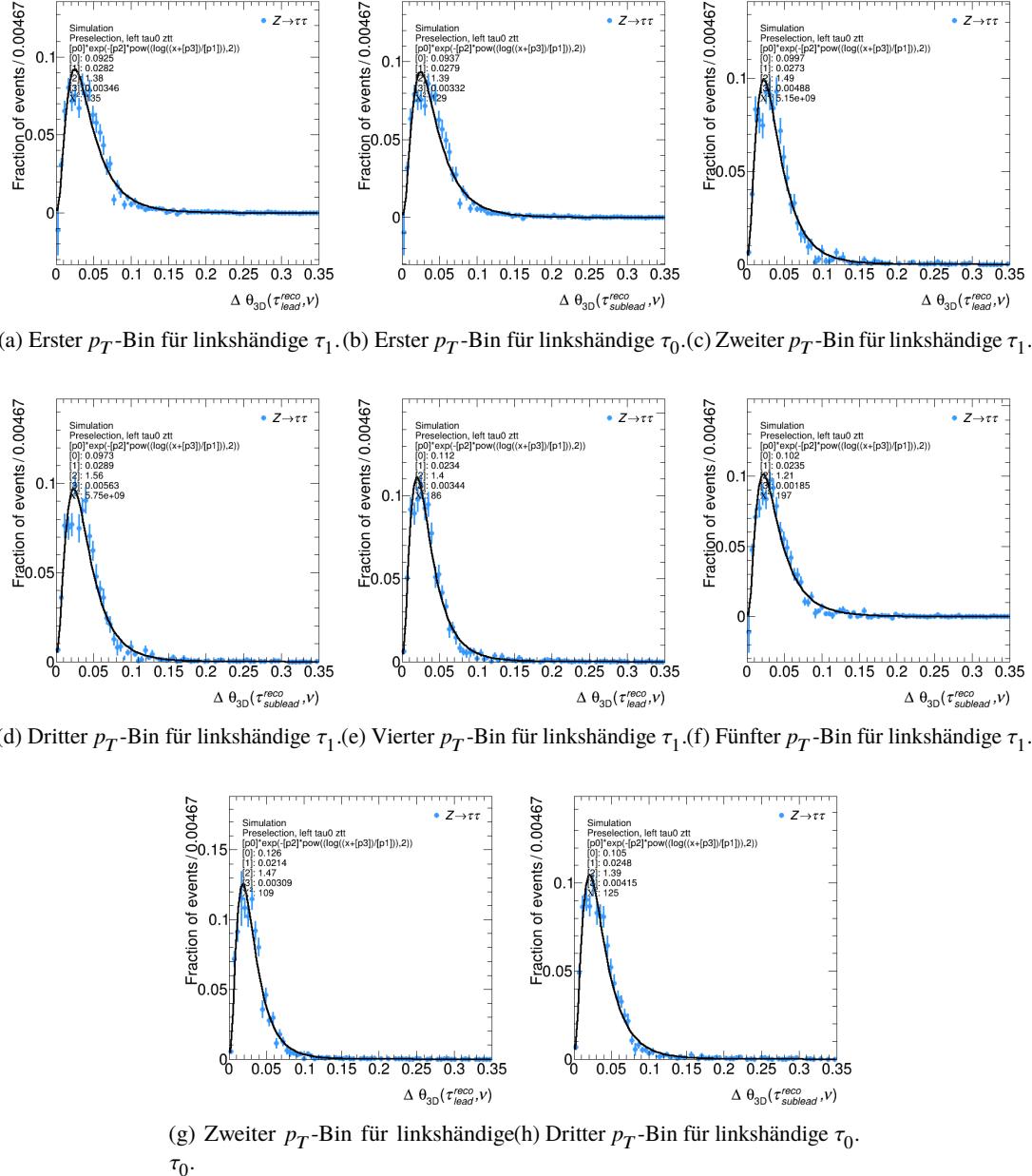


Abbildung A.28:  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

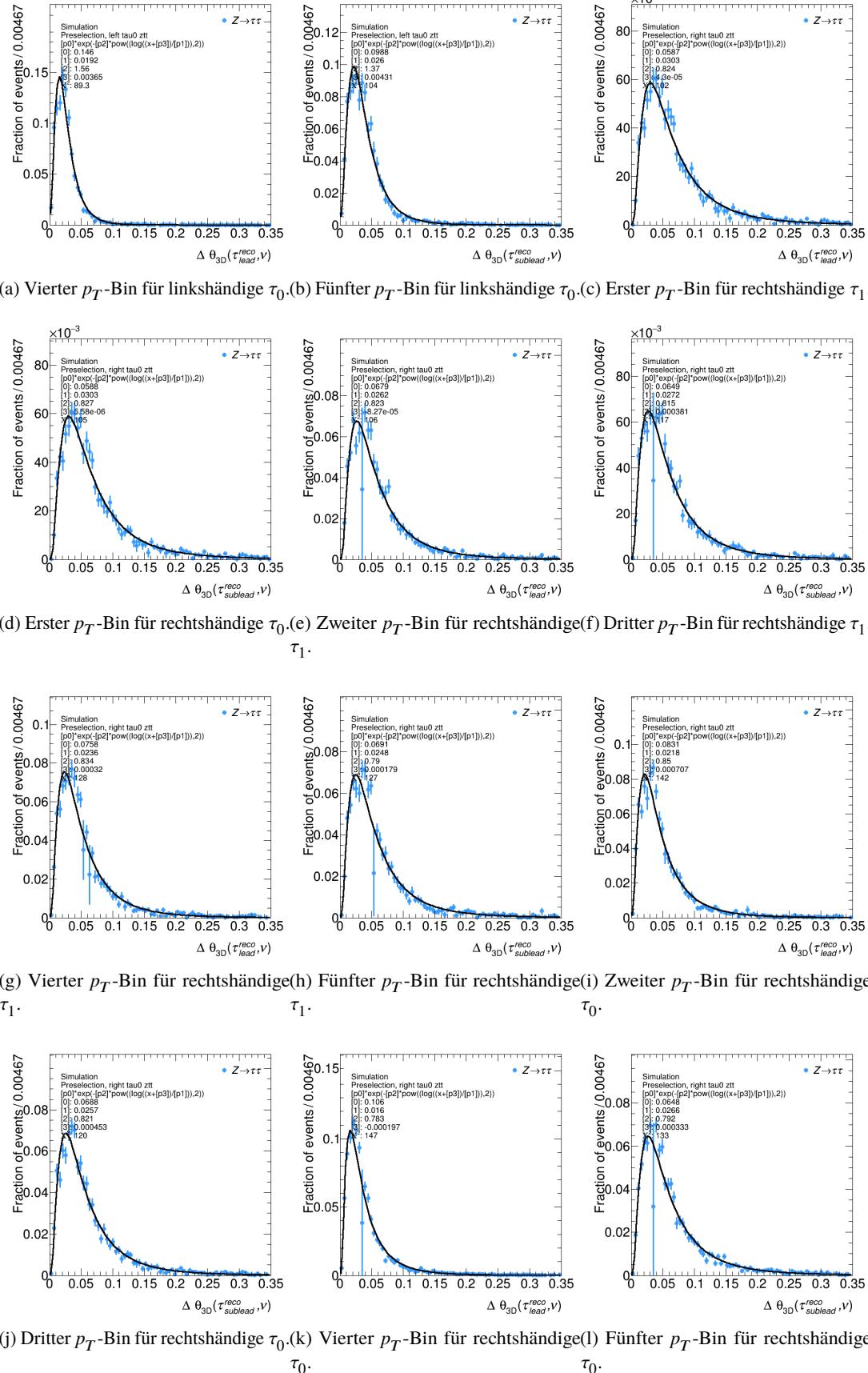


Abbildung A.29: weitere  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im  $Z$ -Datensatz

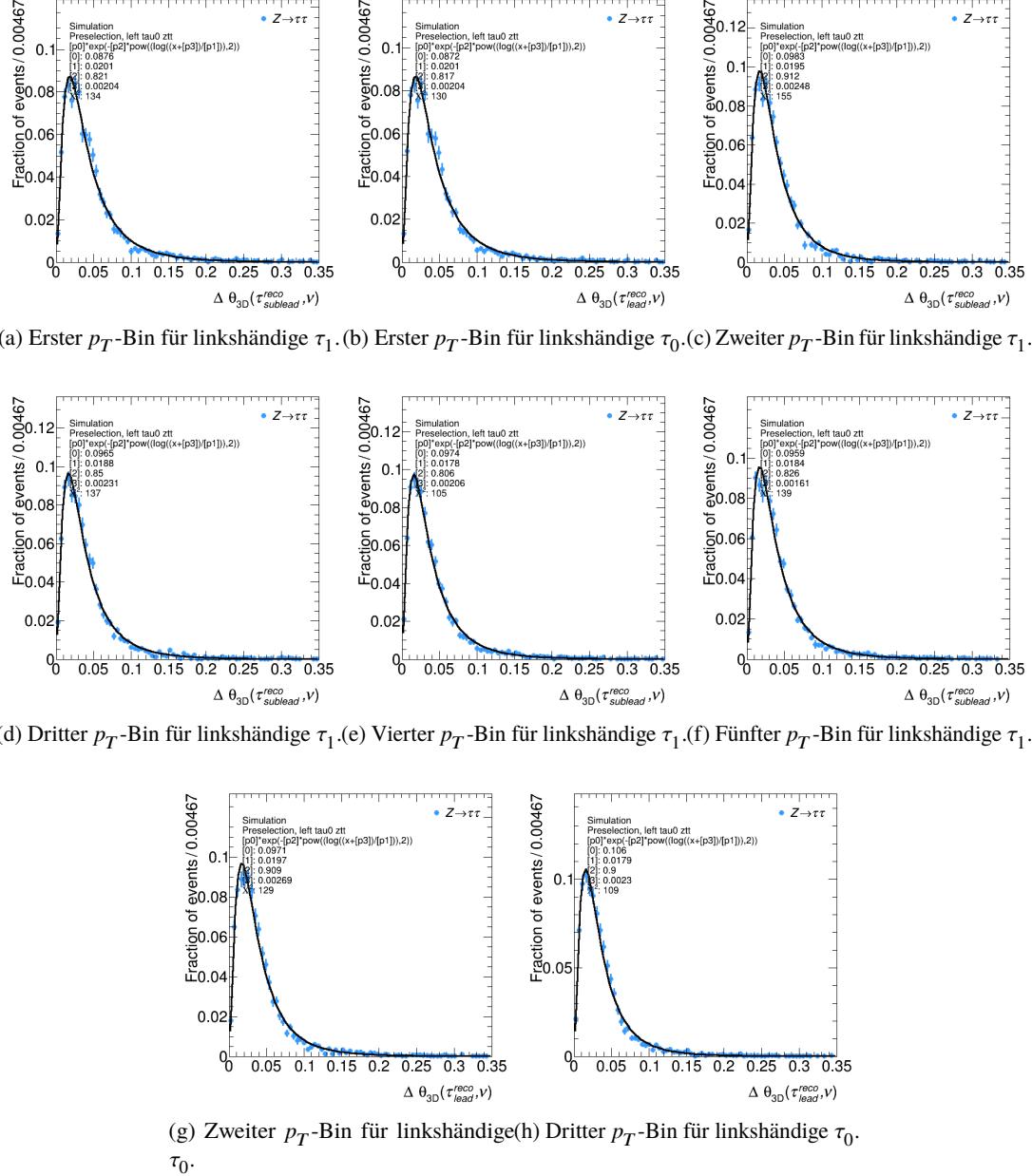


Abbildung A.30:  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

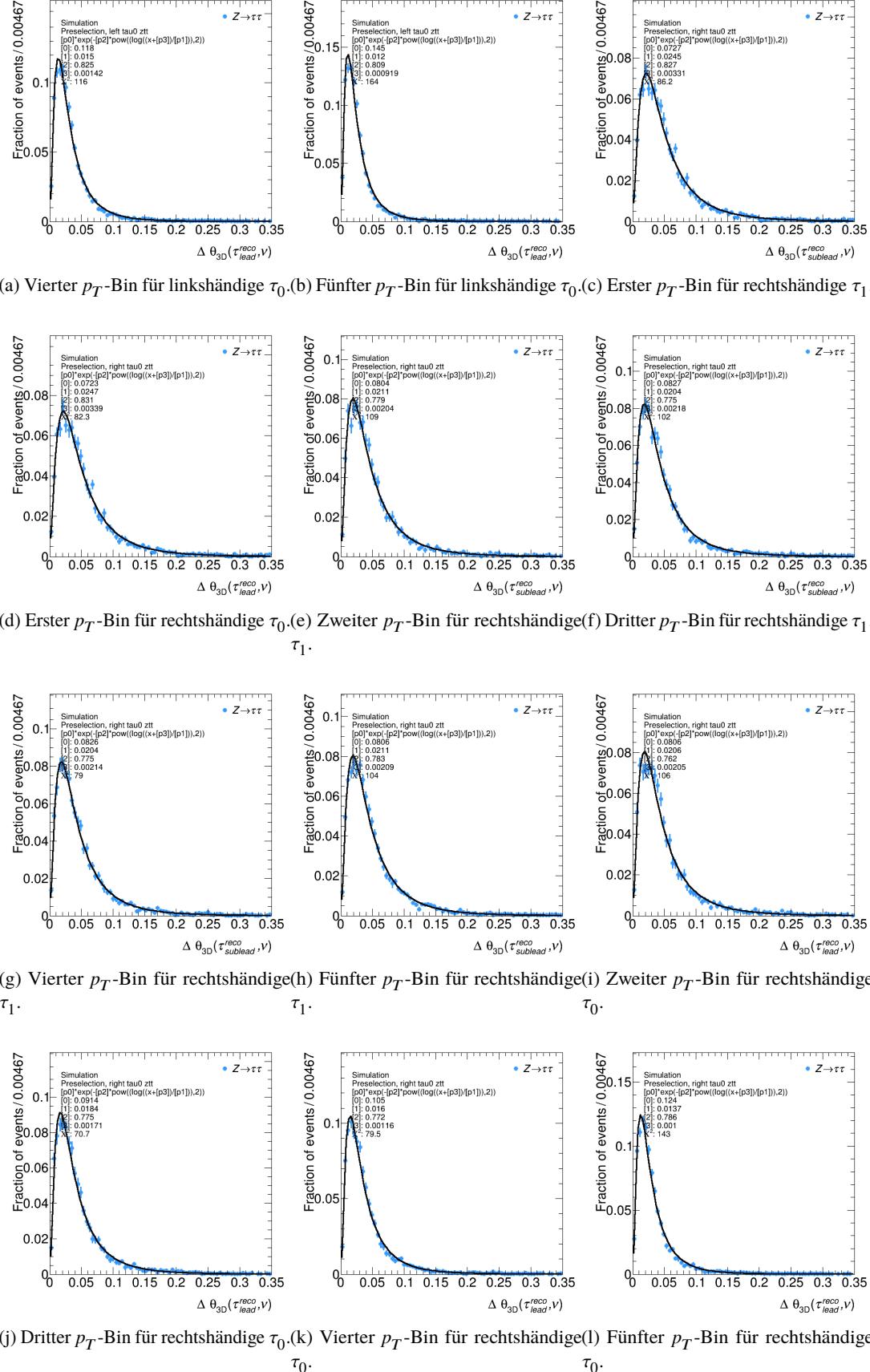


Abbildung A.31: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Z-Datensatz

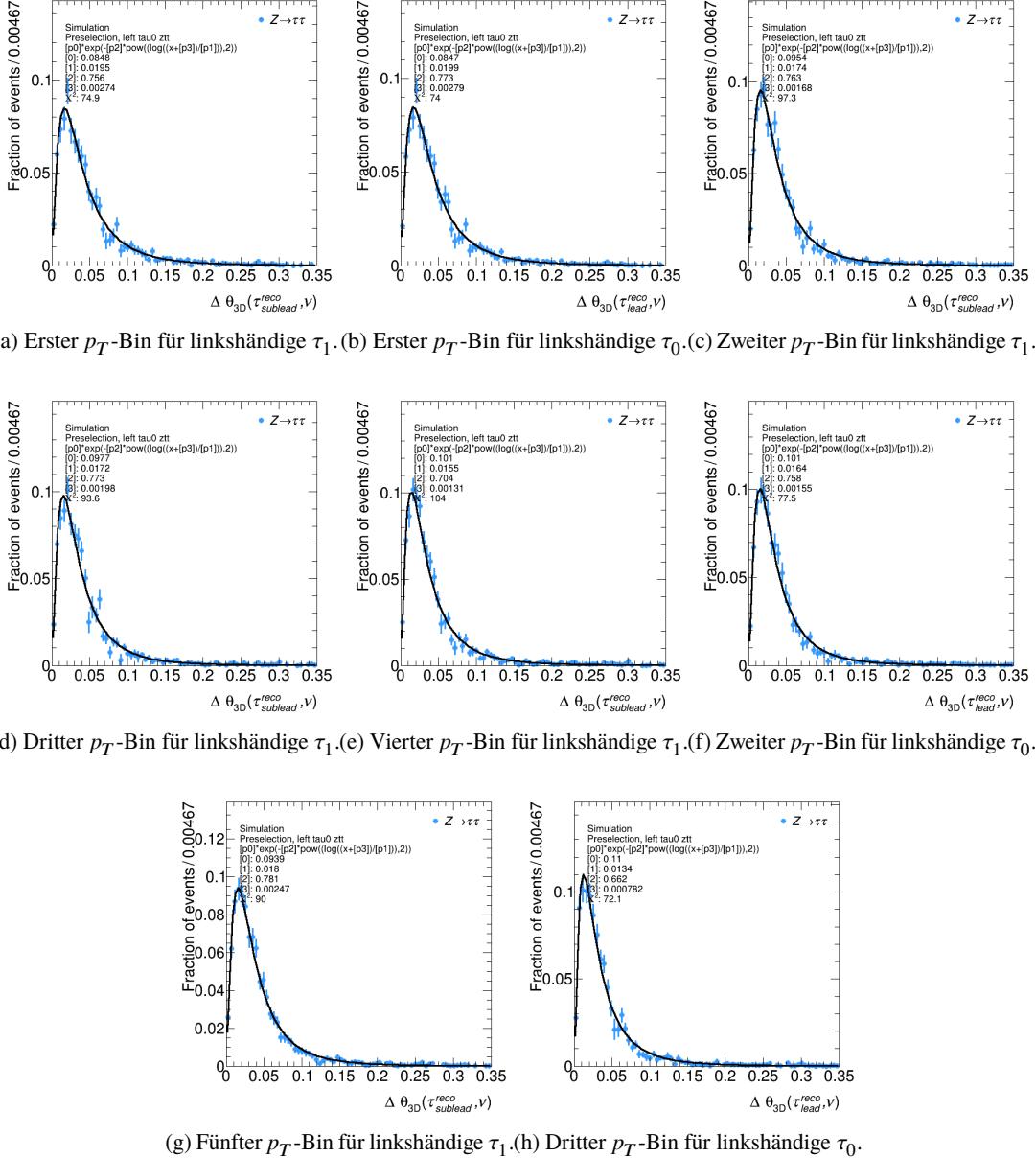


Abbildung A.32:  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

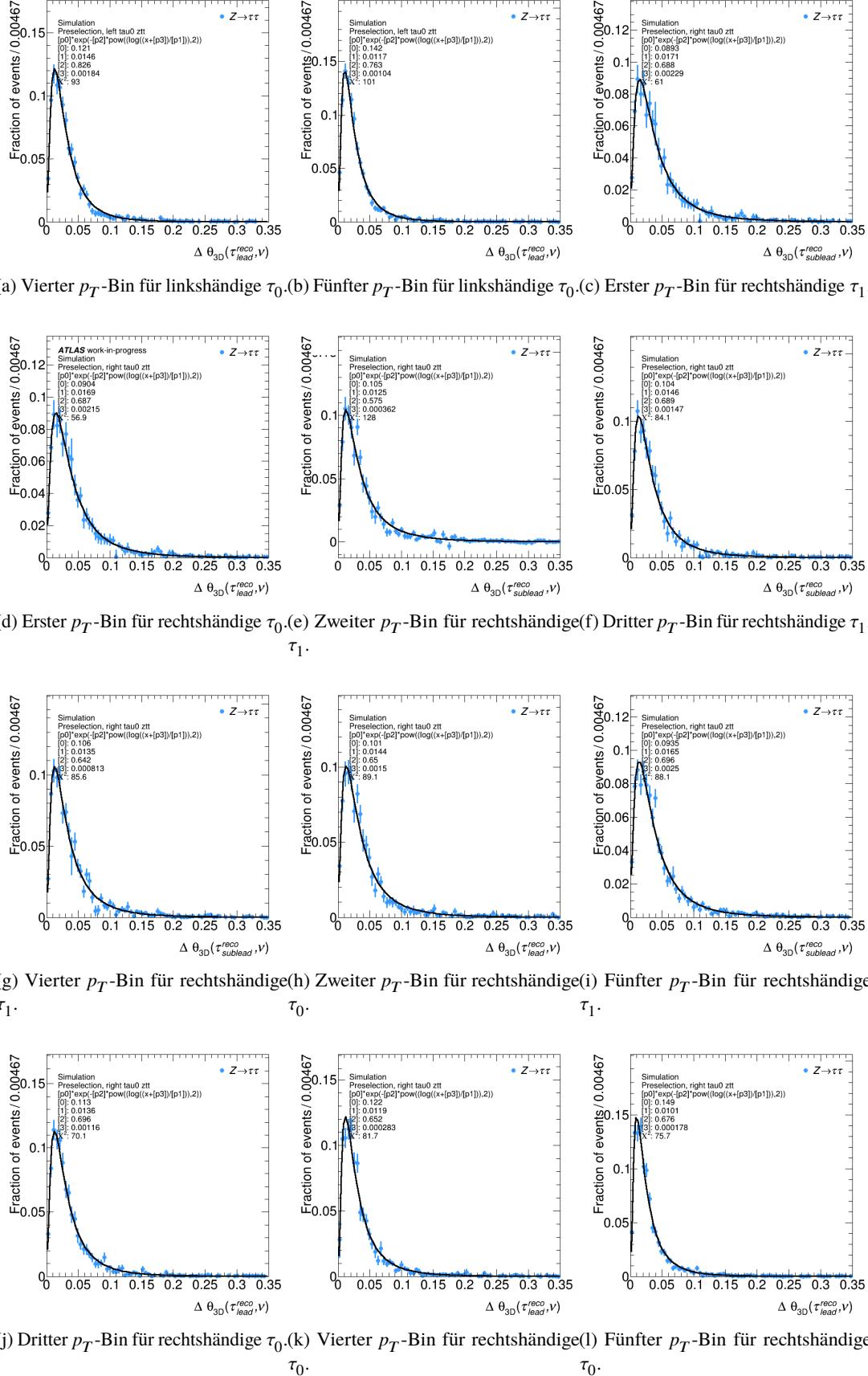


Abbildung A.33: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Z-Datensatz

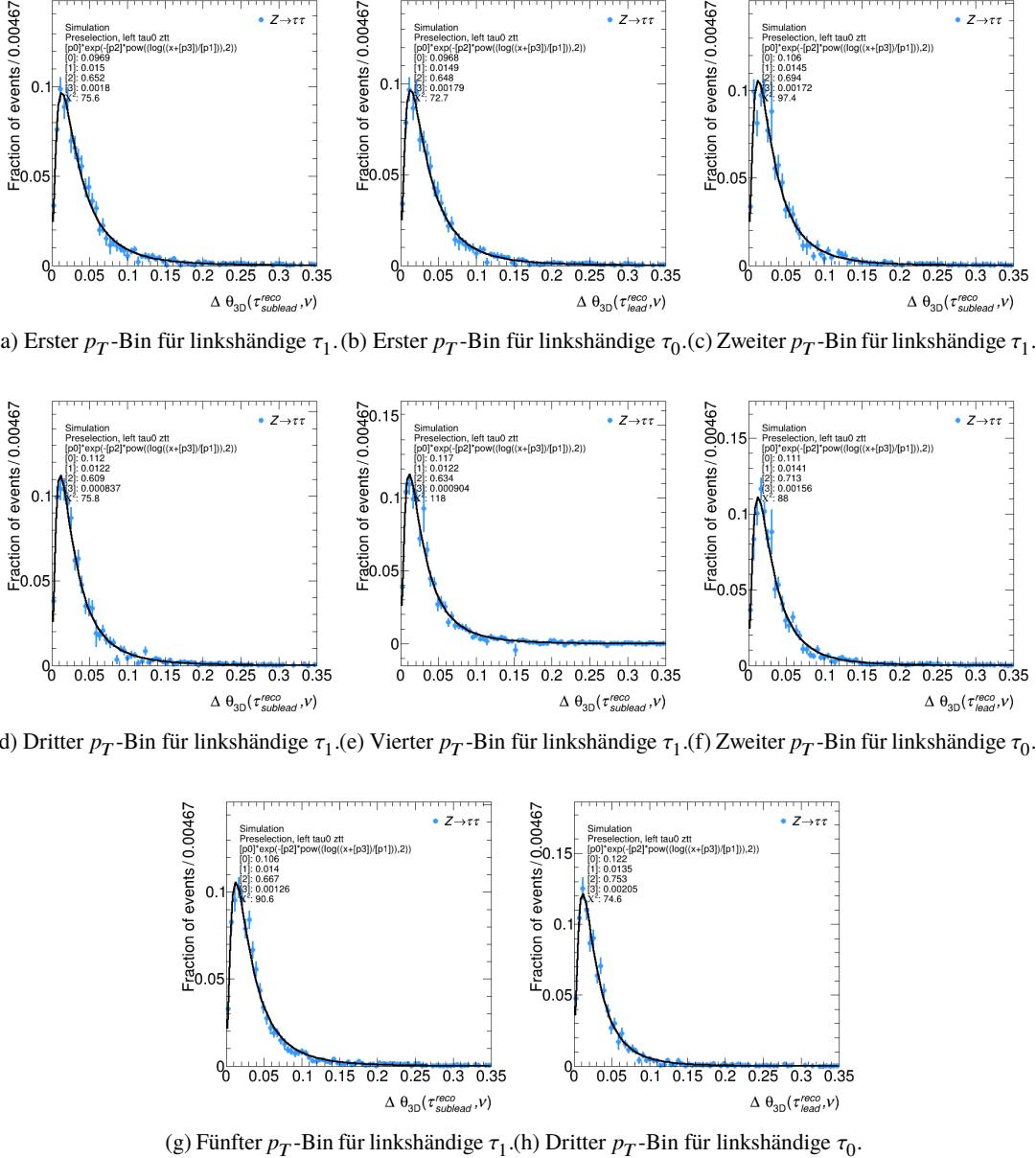


Abbildung A.34:  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

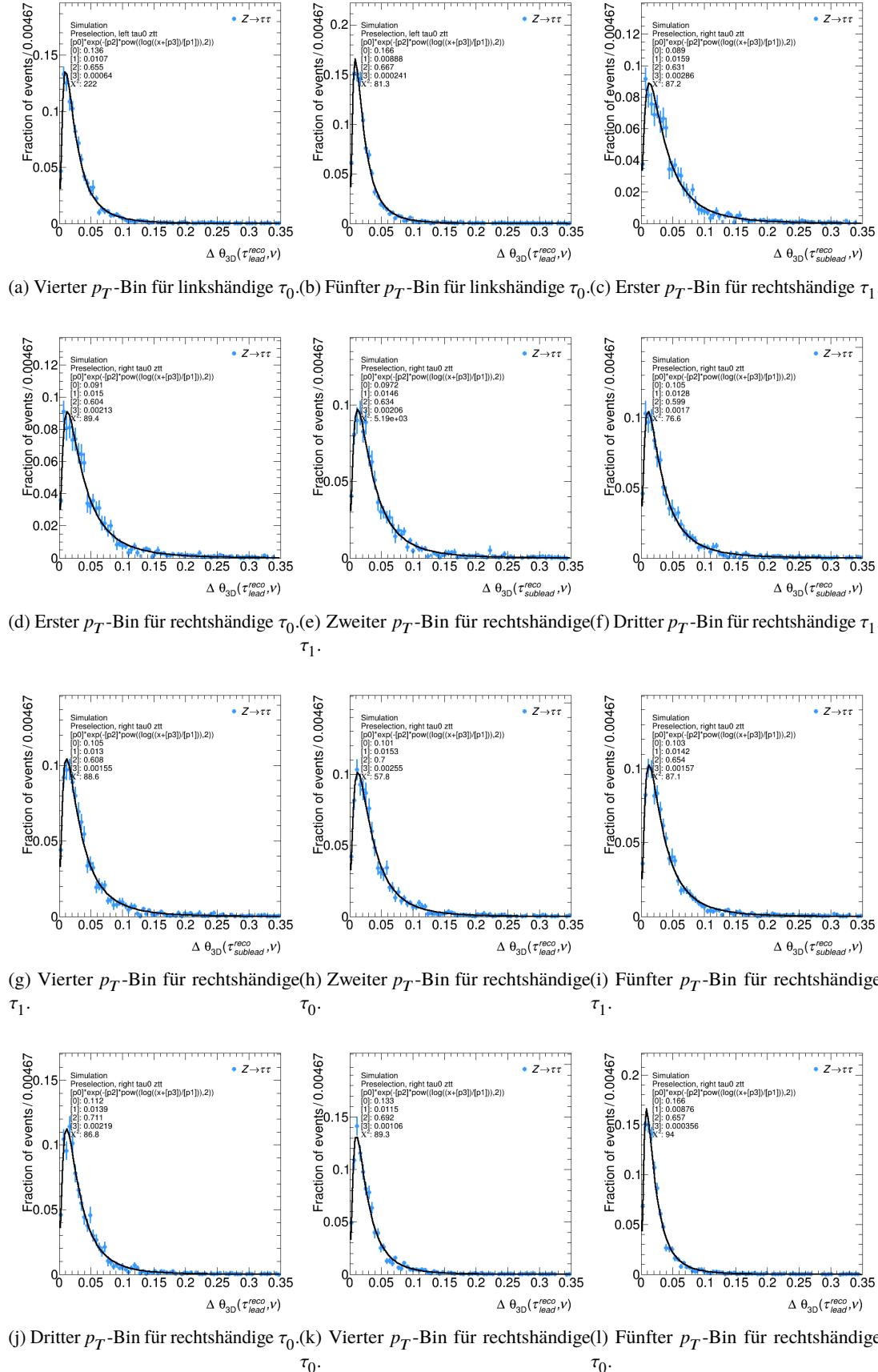


Abbildung A.35: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Z-Datensatz

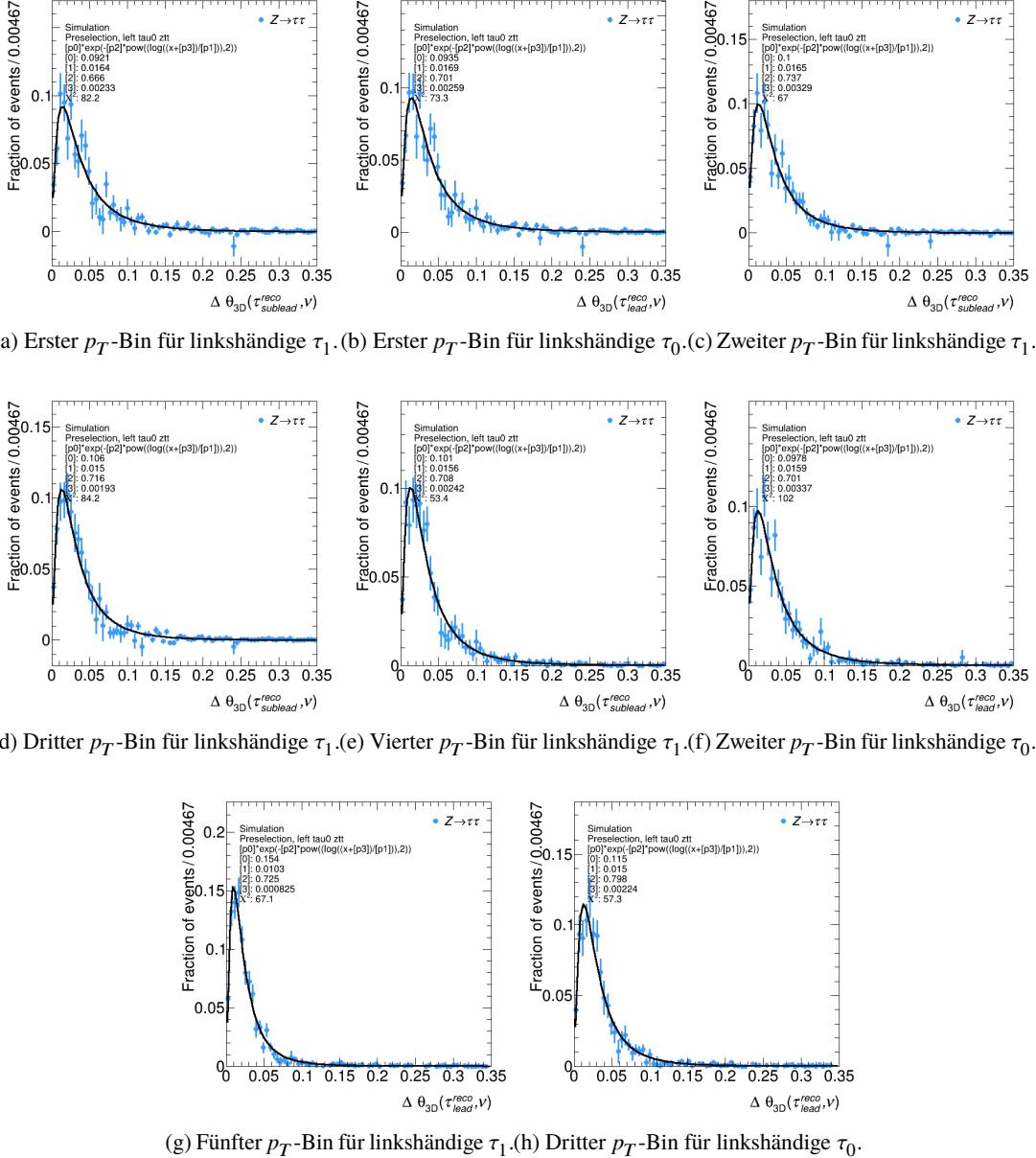


Abbildung A.36:  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

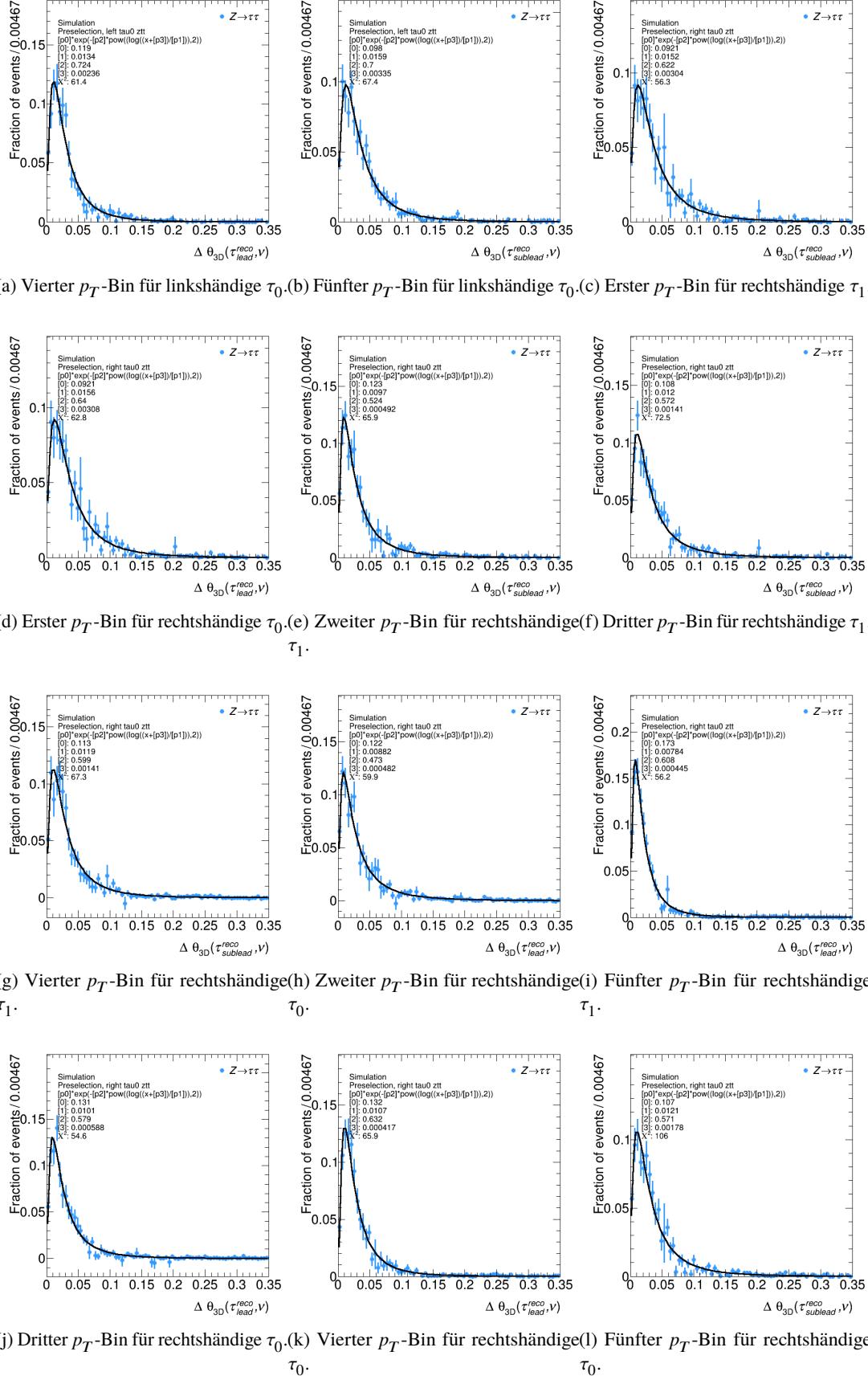


Abbildung A.37: weitere  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Z-Datensatz

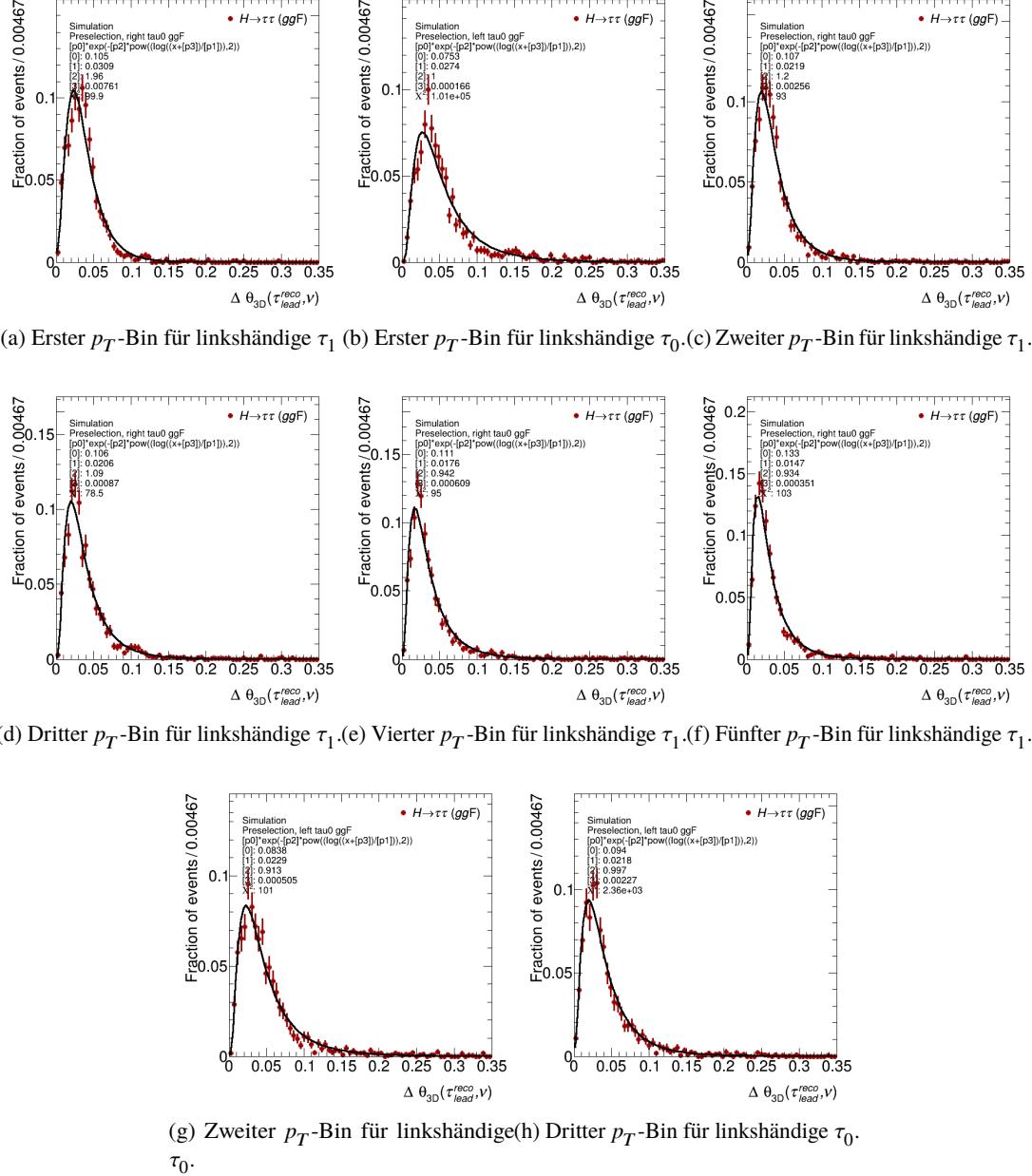


Abbildung A.38:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

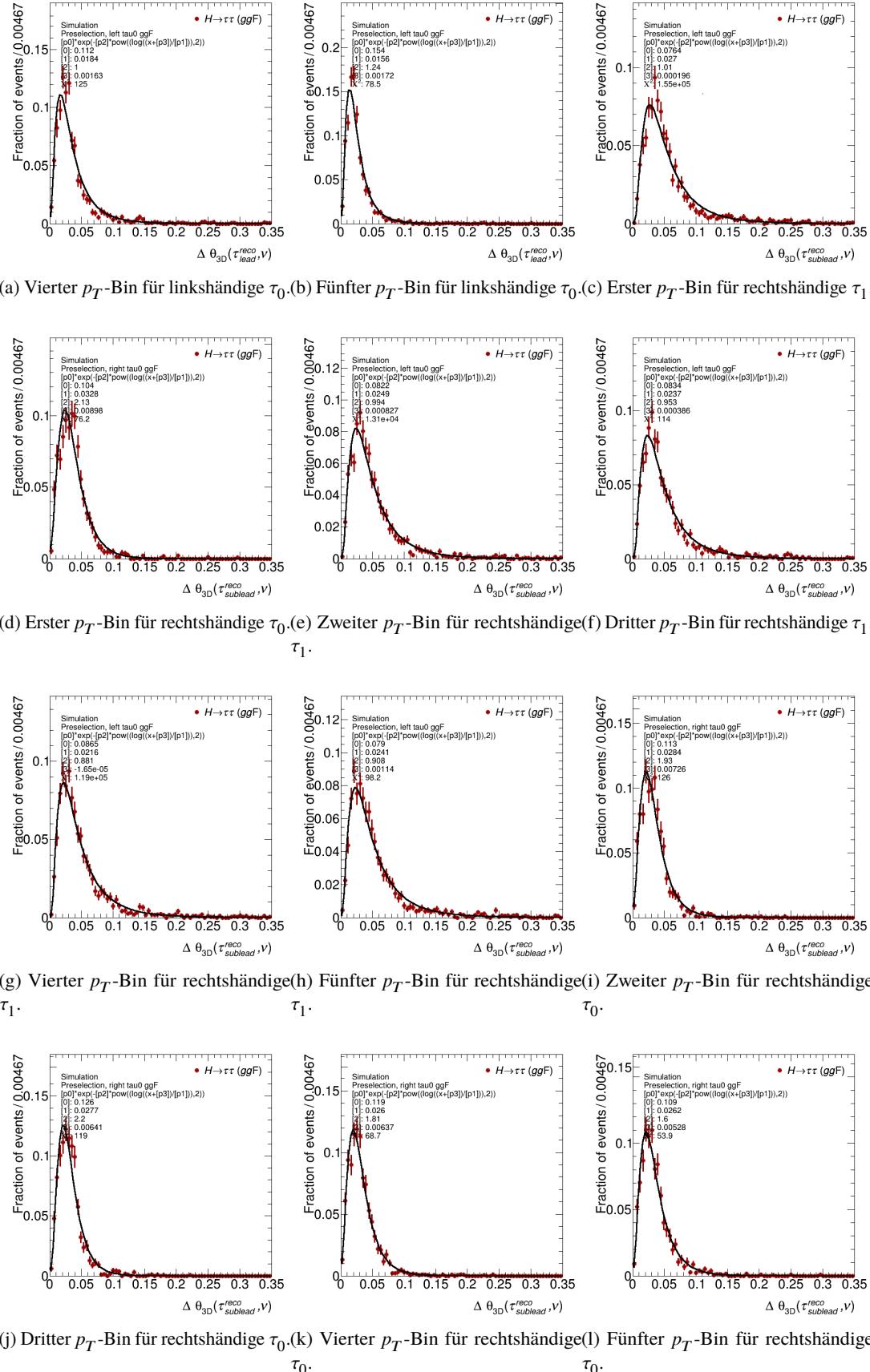


Abbildung A.39: weitere  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz

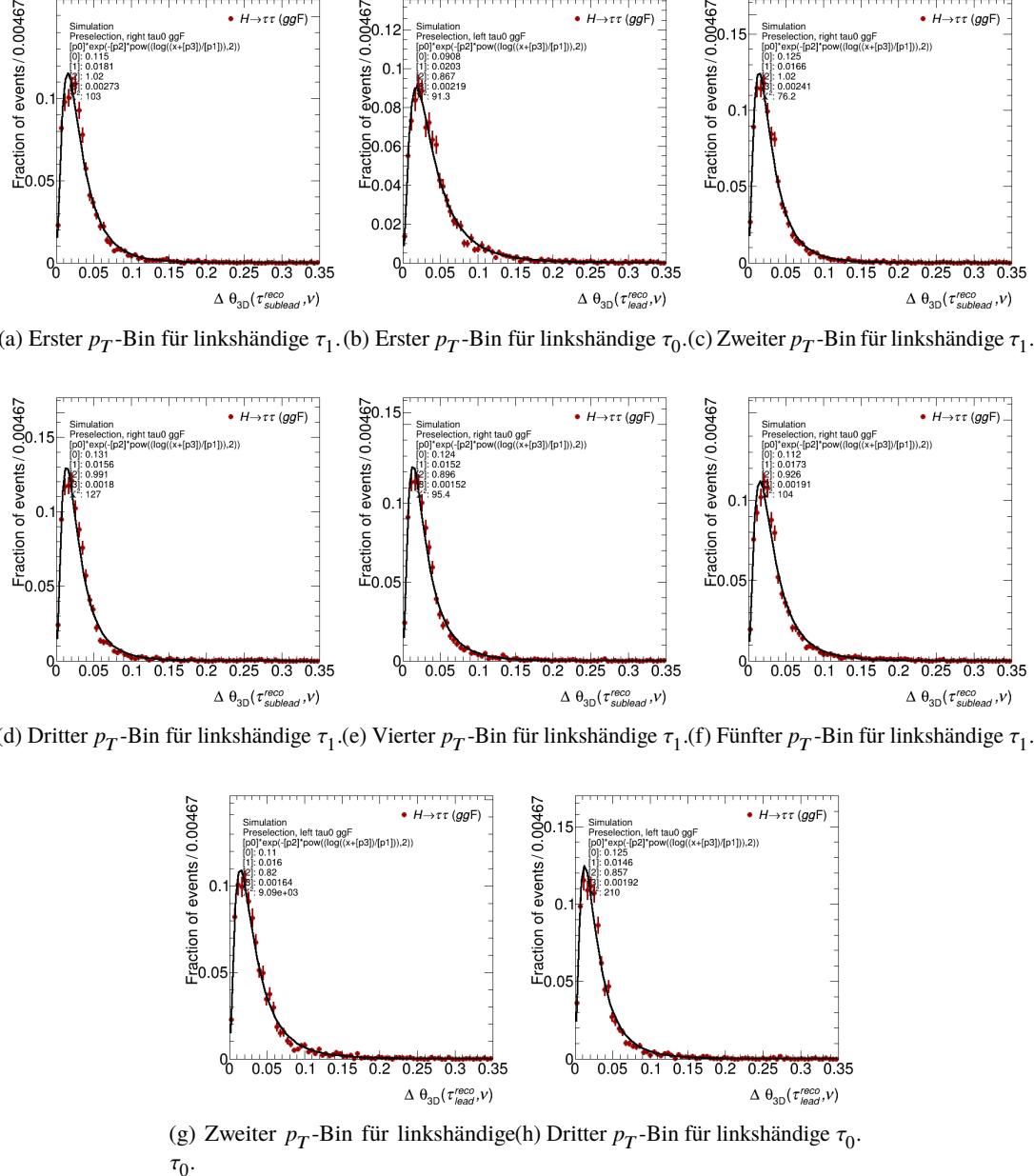


Abbildung A.40:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

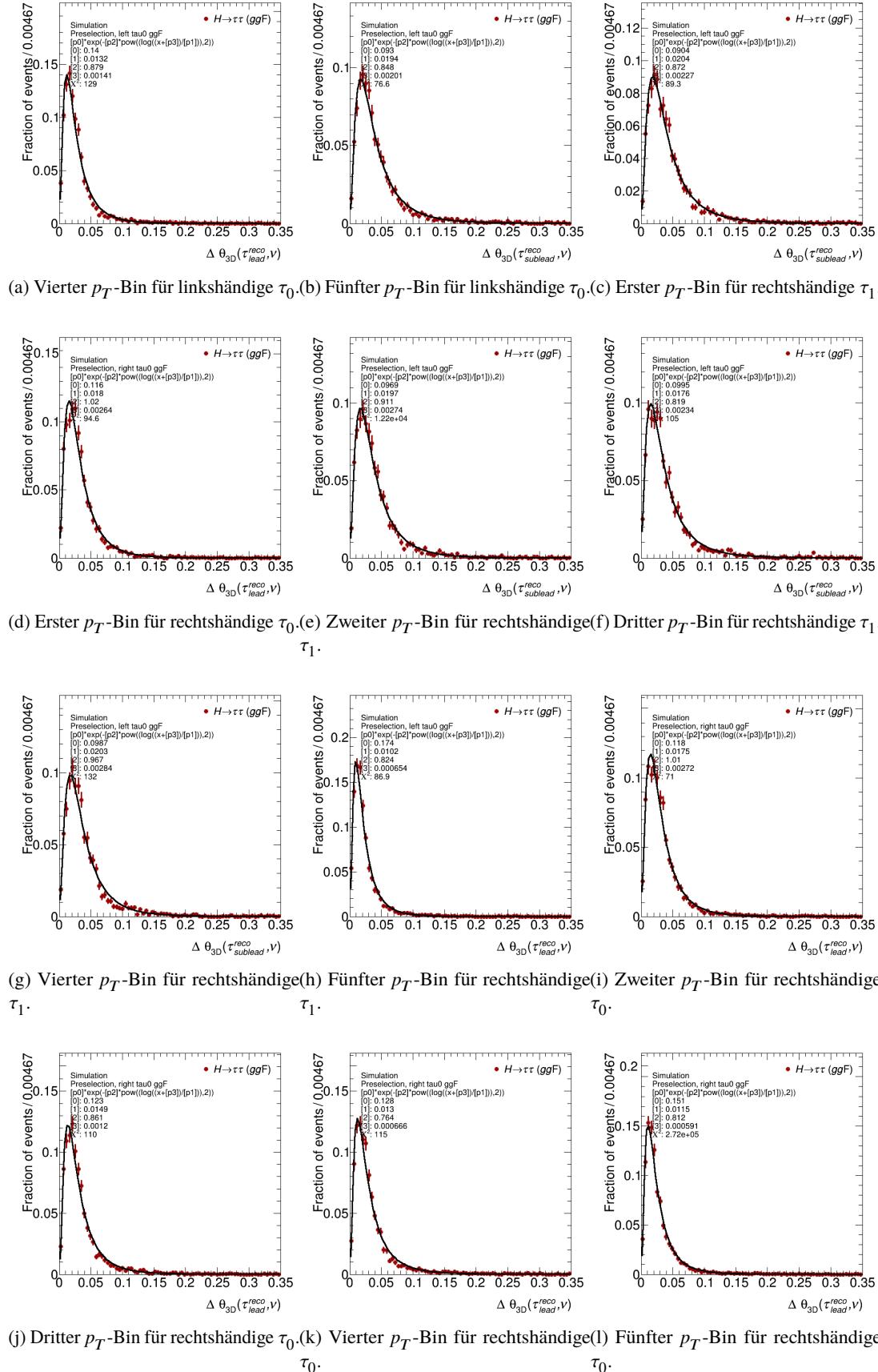


Abbildung A.41: weitere  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Higgs-Datensatz

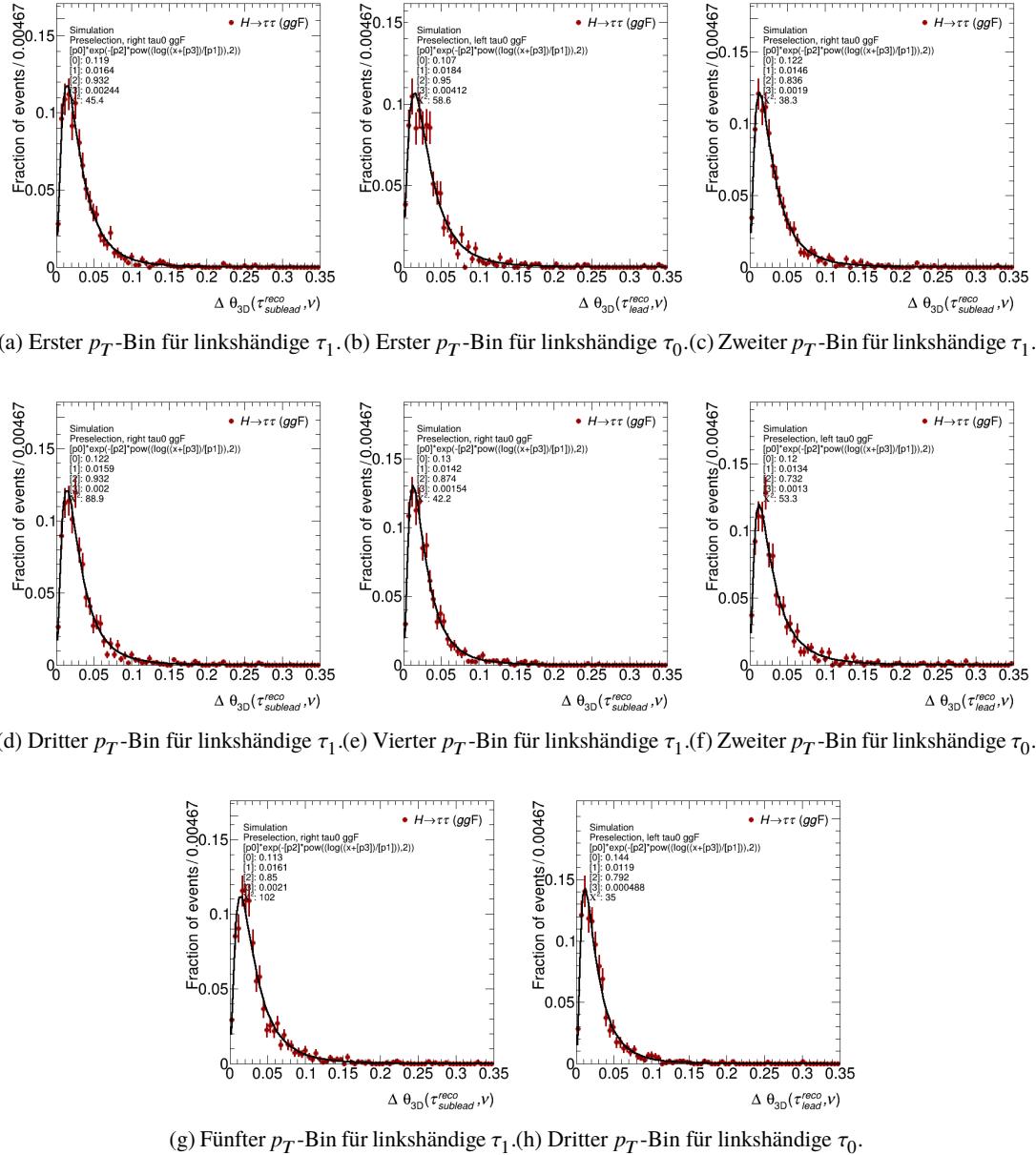


Abbildung A.42:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

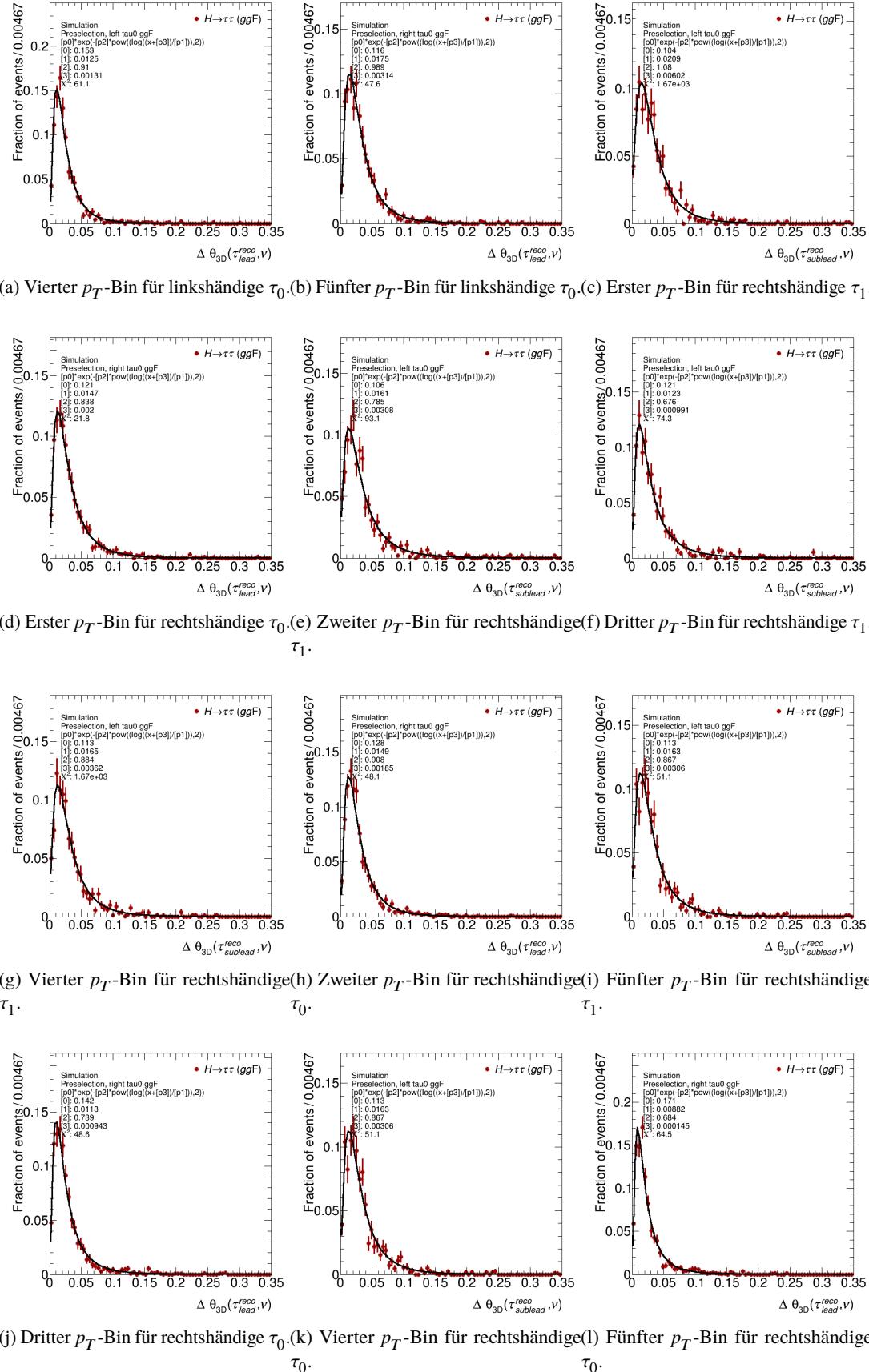


Abbildung A.43: weitere  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz

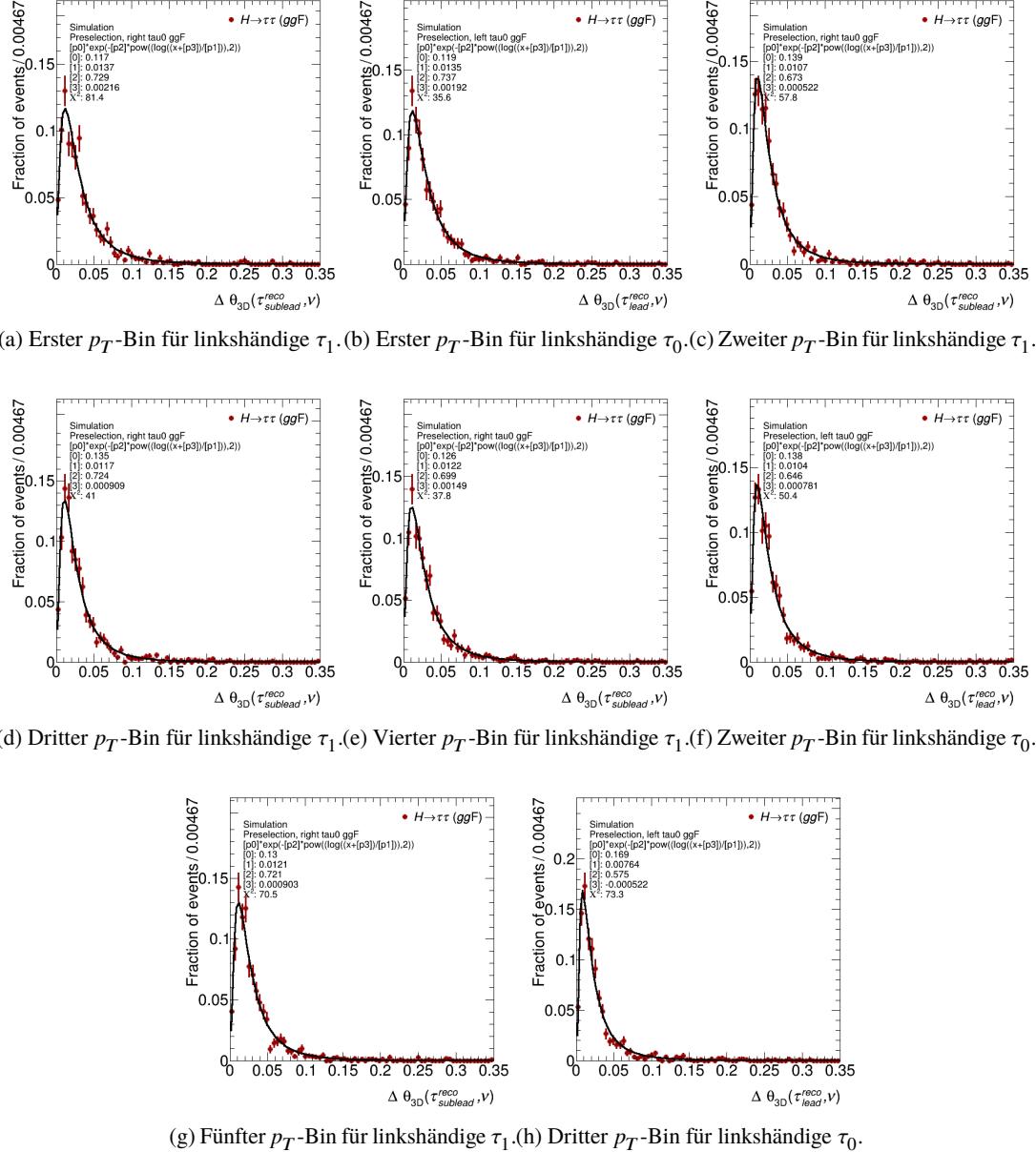


Abbildung A.44:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

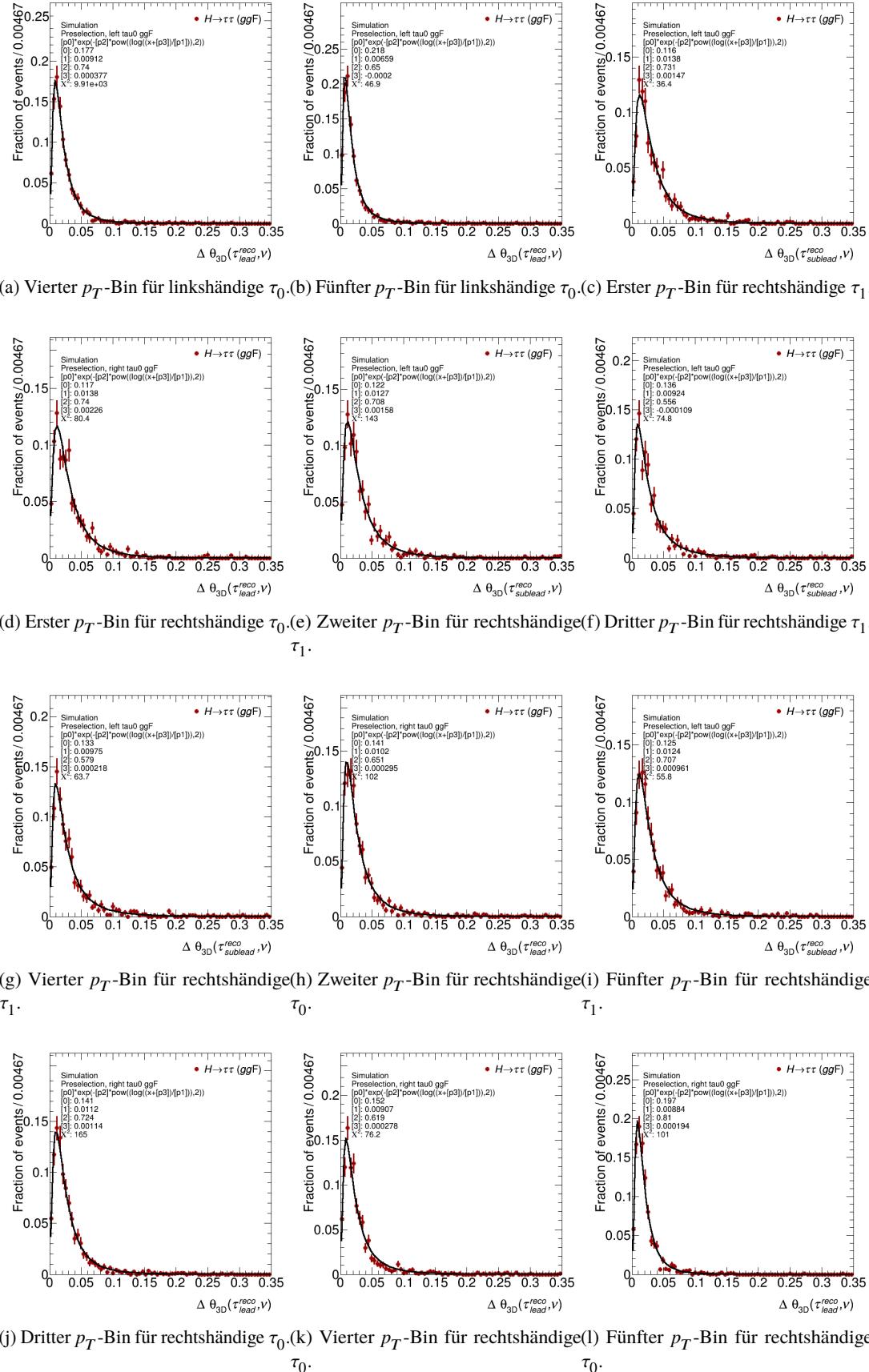


Abbildung A.45: weitere  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz

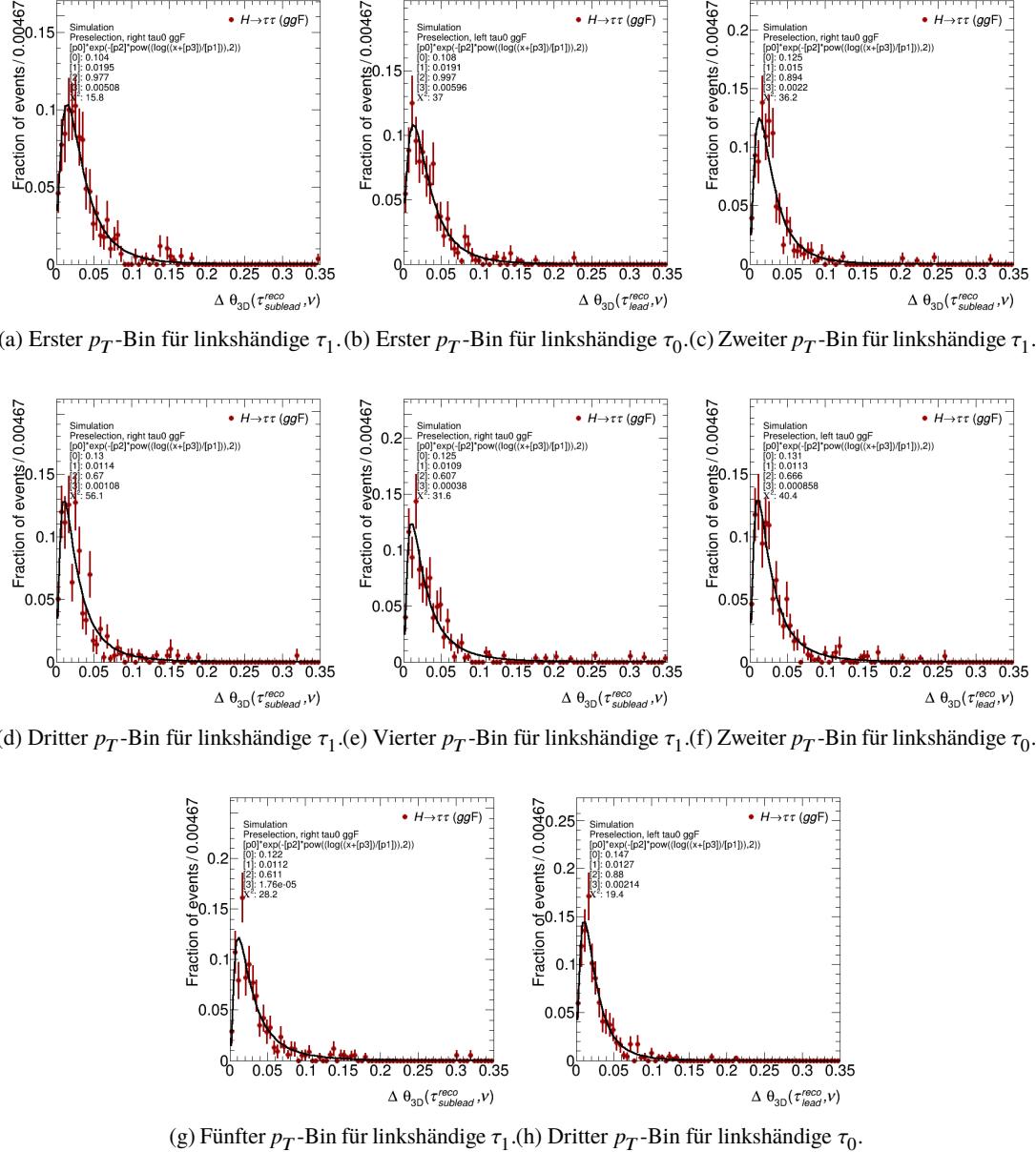


Abbildung A.46:  $\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

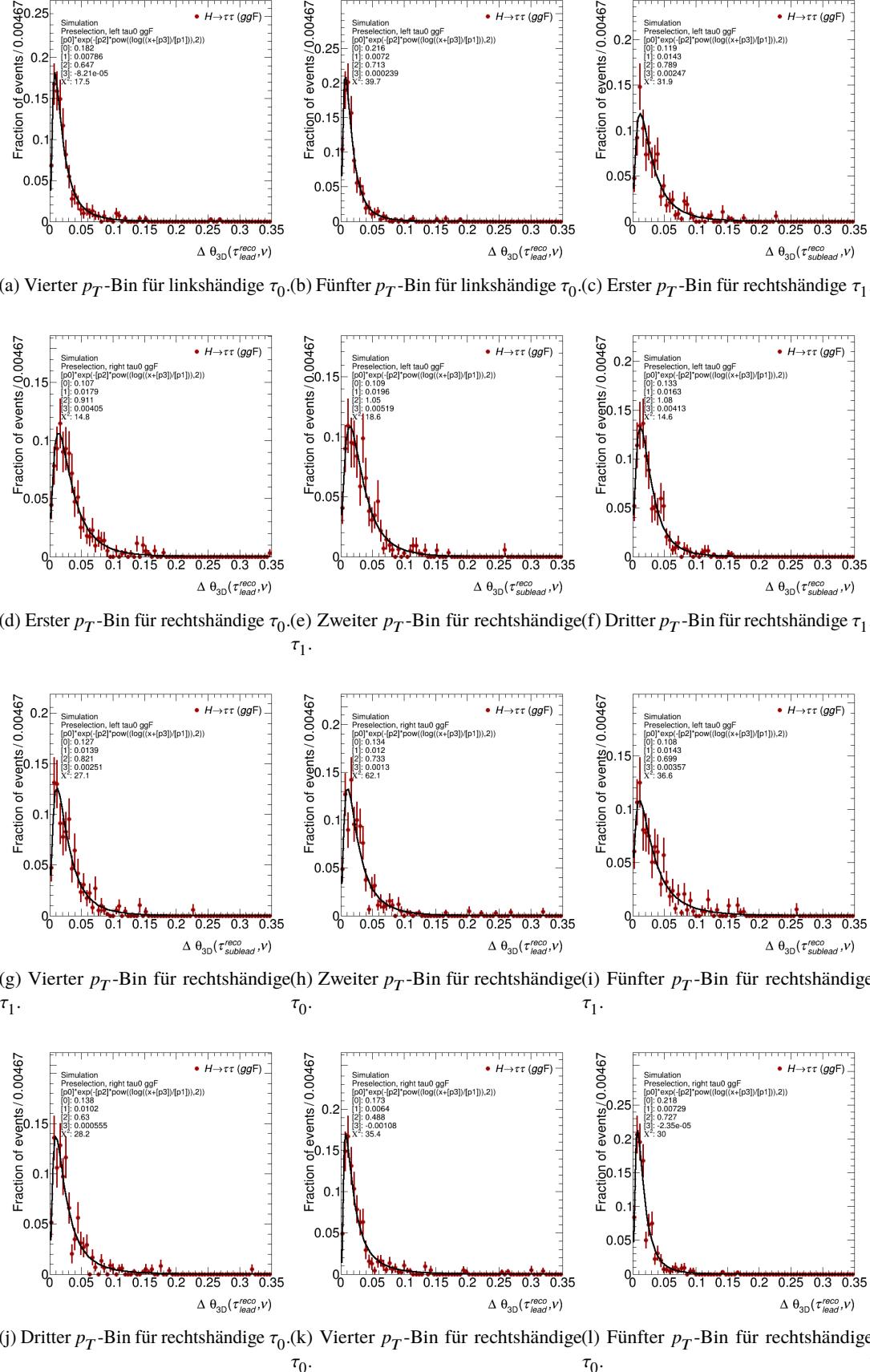


Abbildung A.47: weitere  $\theta_{\nu m}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz

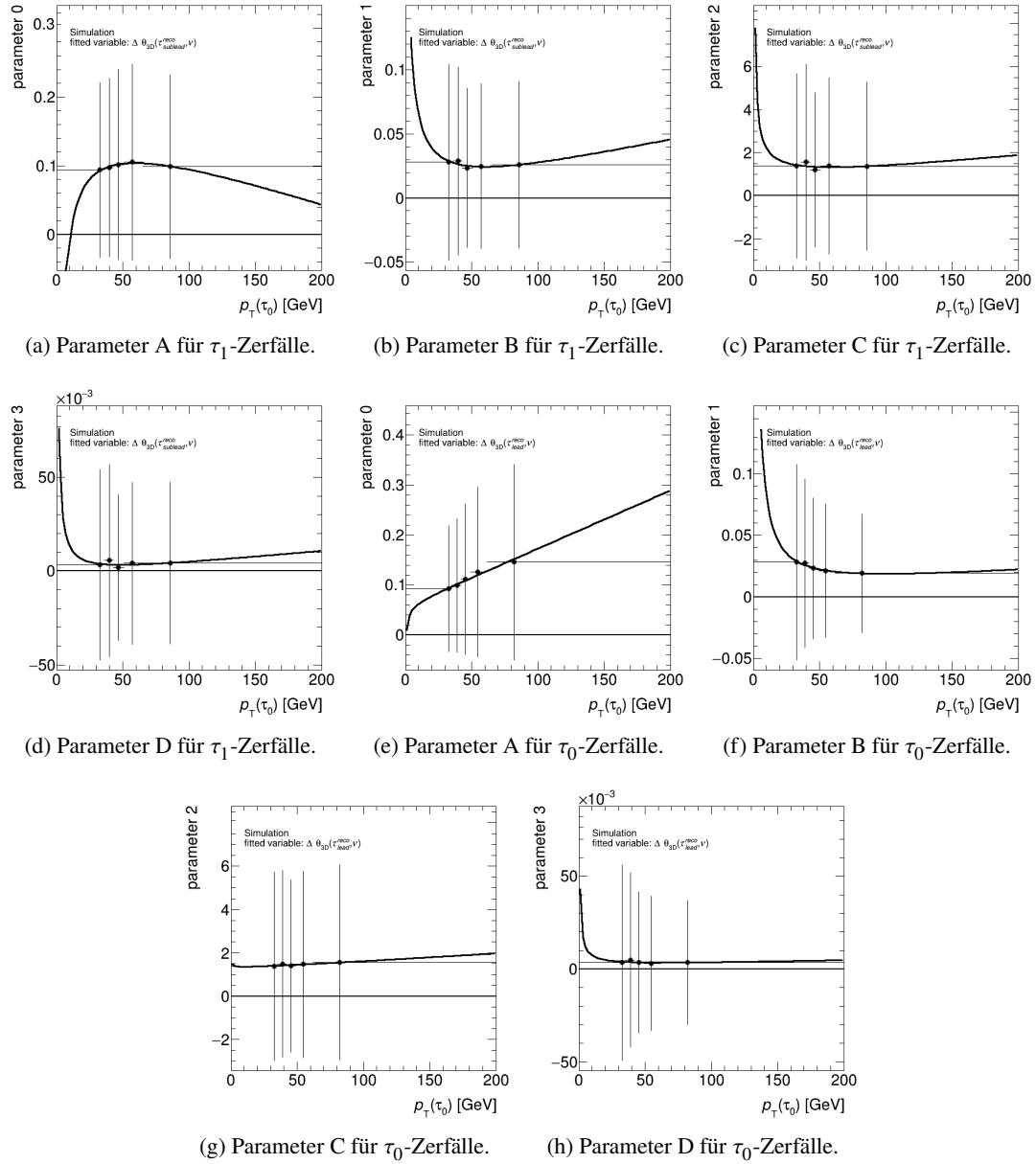


Abbildung A.48:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

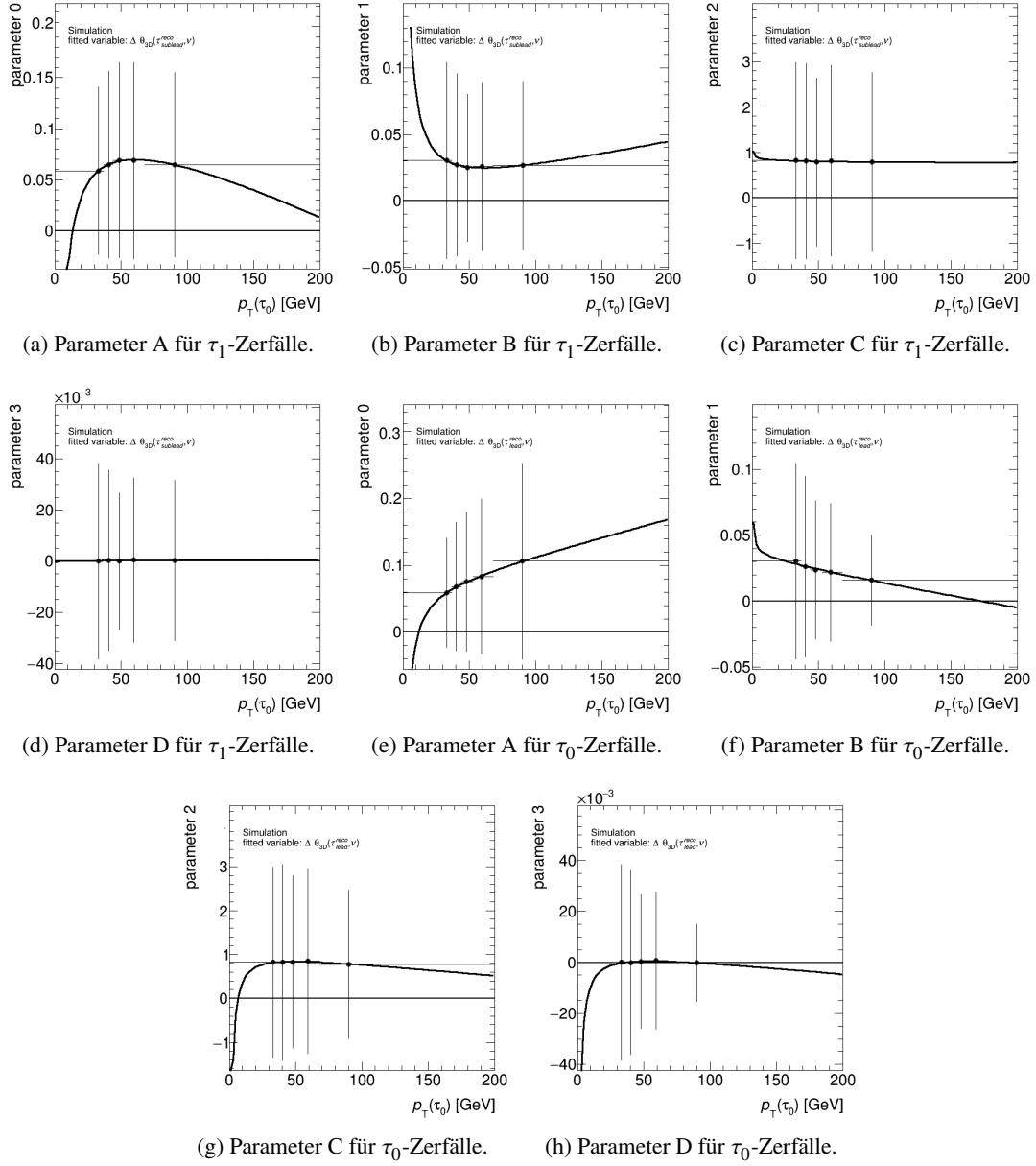


Abbildung A.49:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

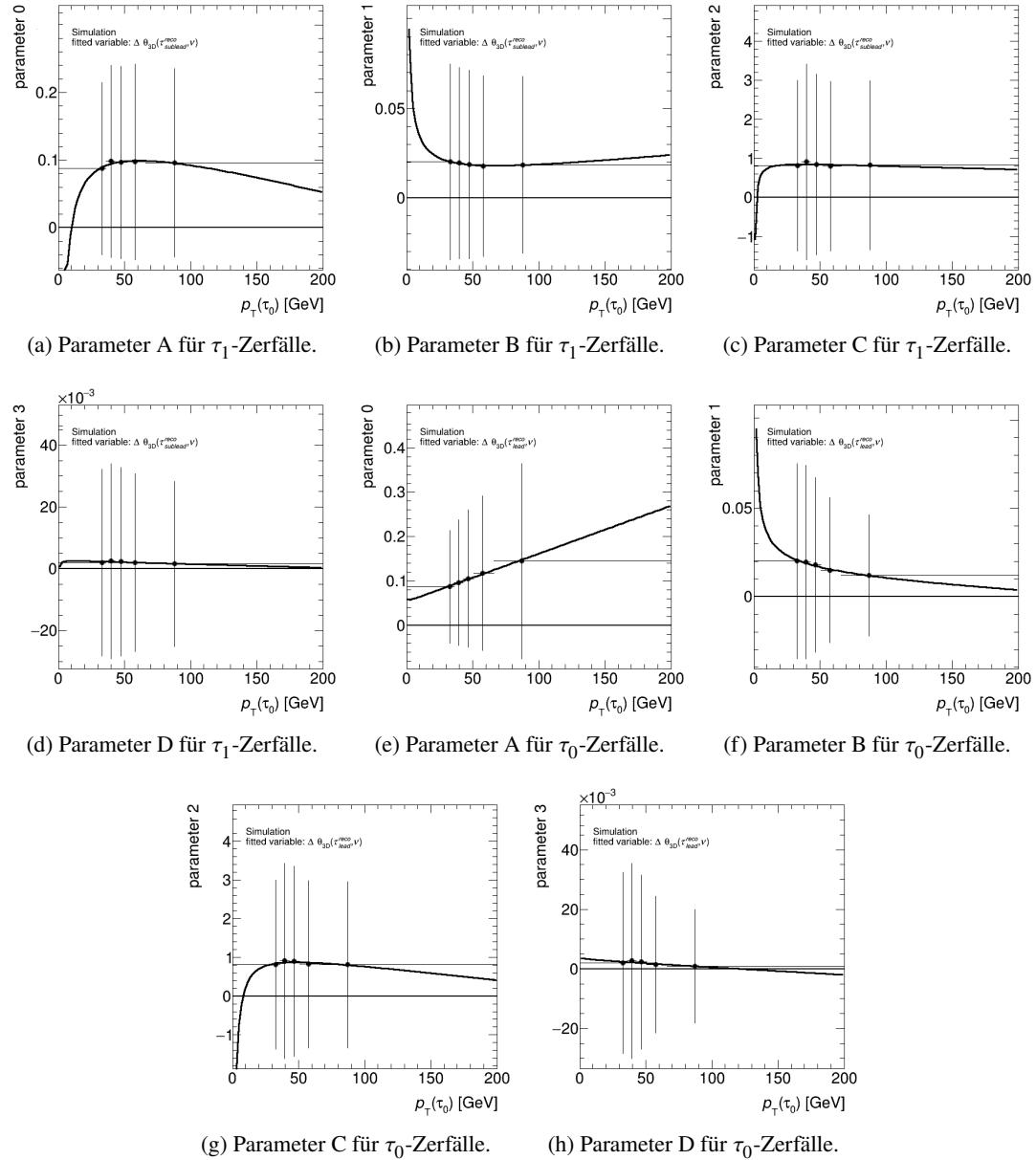


Abbildung A.50:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

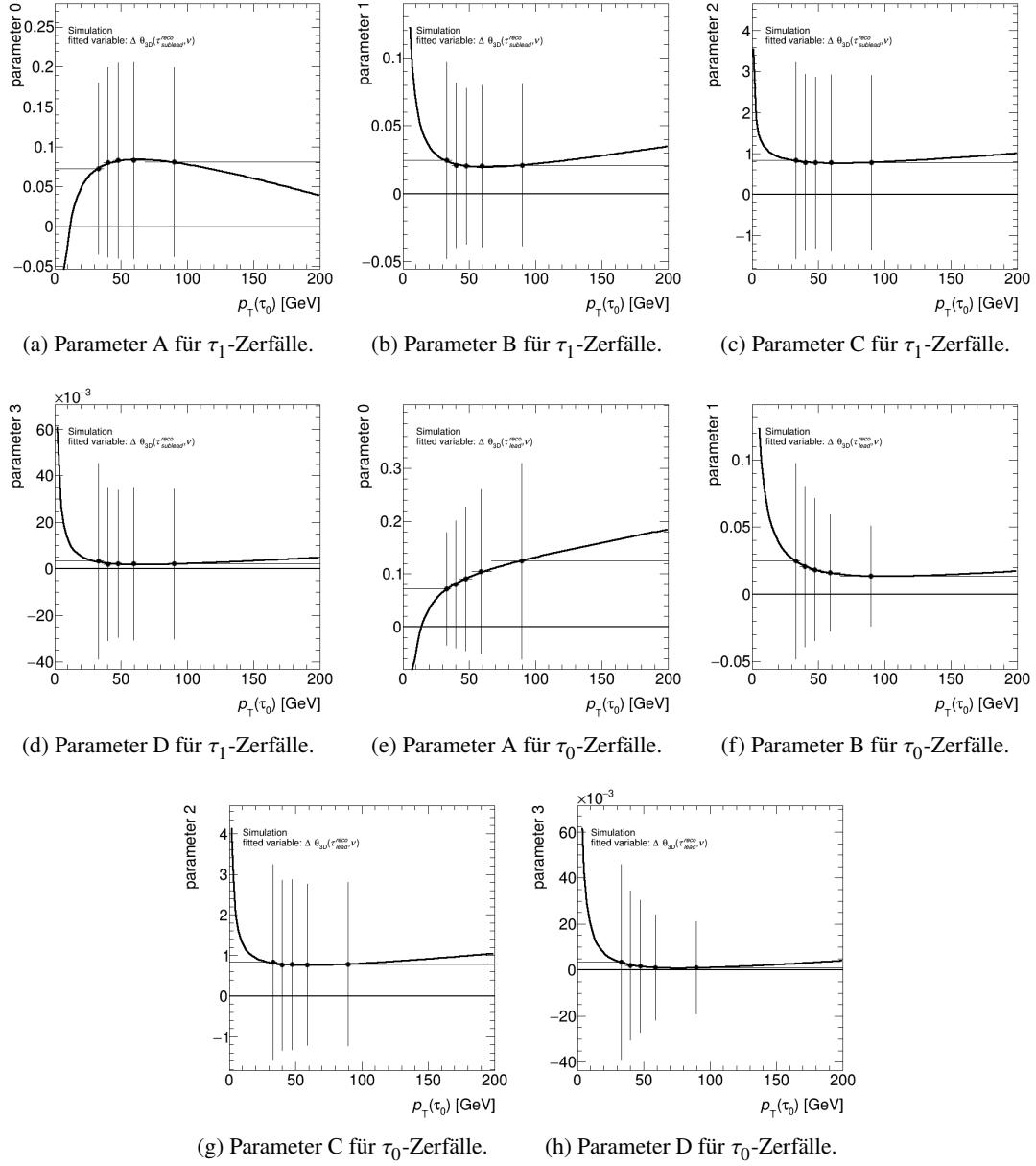


Abbildung A.51:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

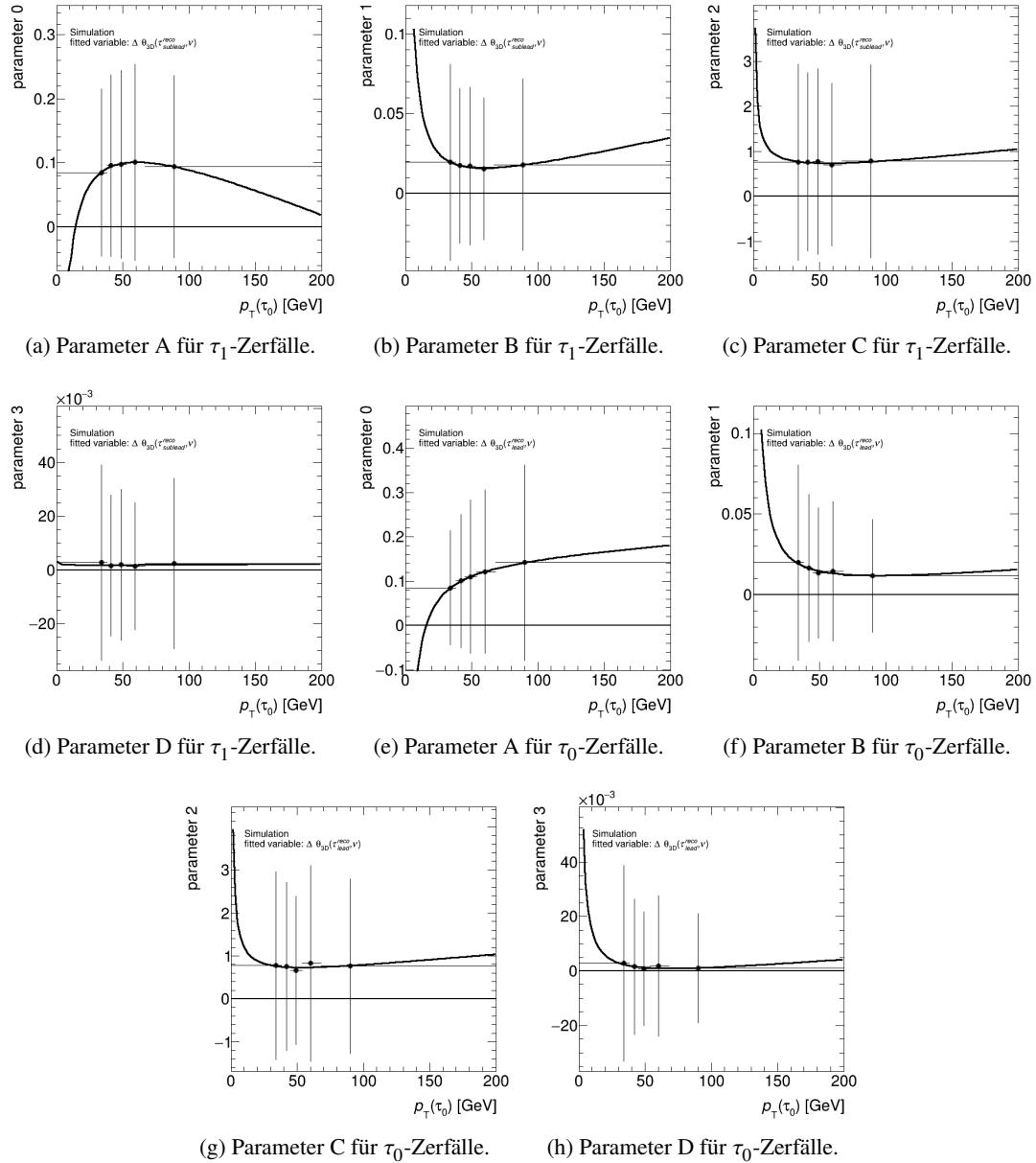


Abbildung A.52:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

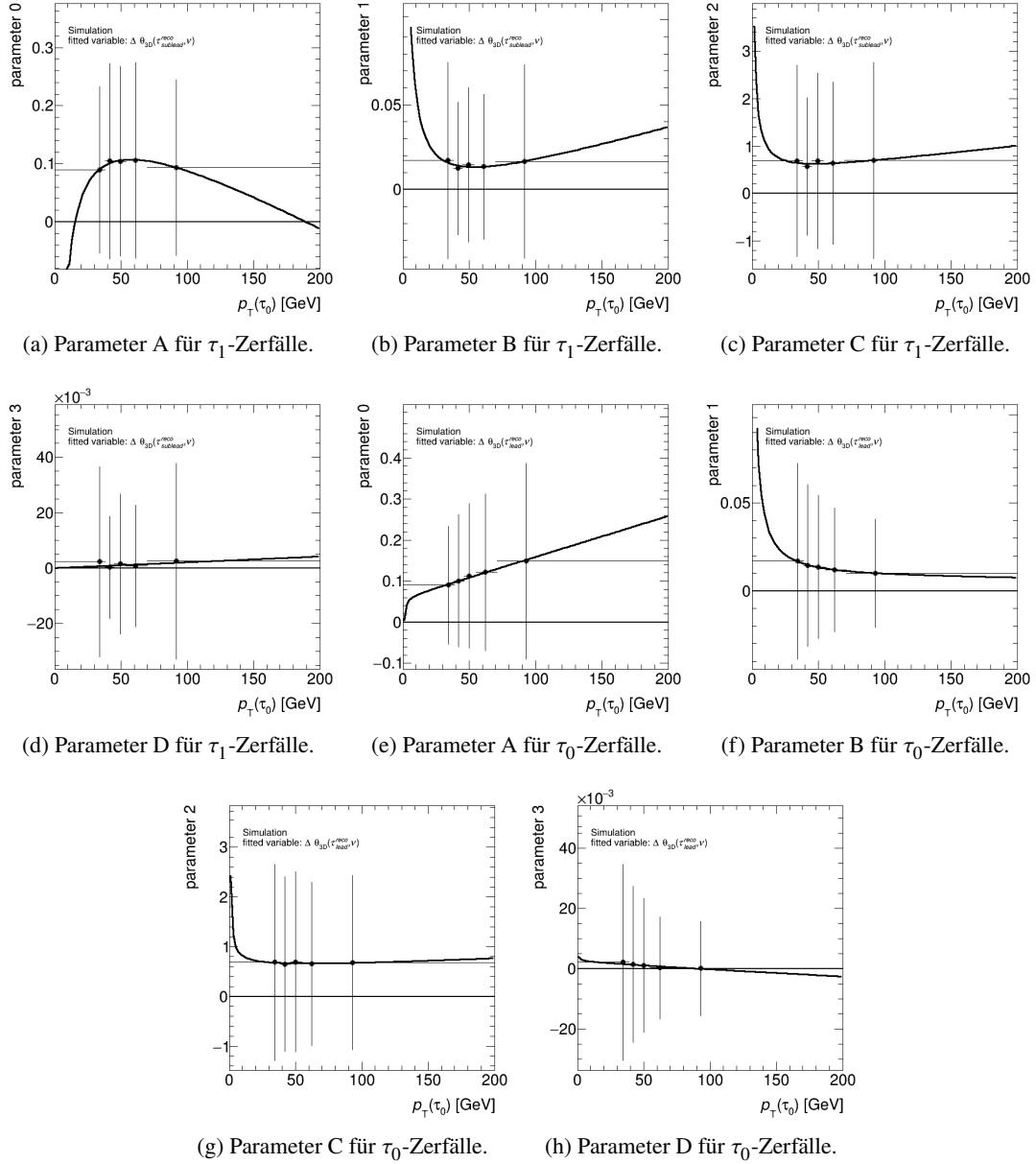


Abbildung A.53:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

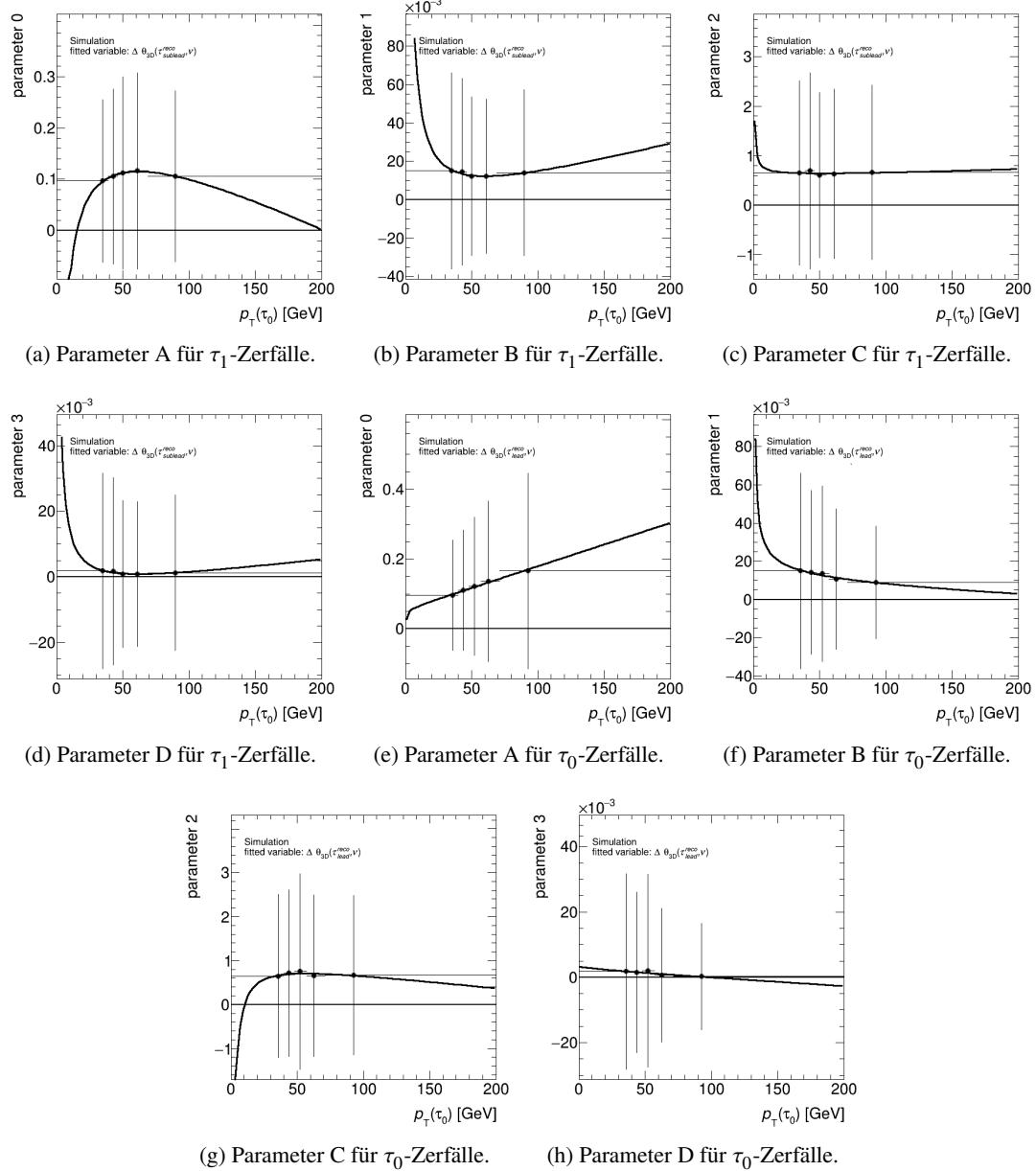


Abbildung A.54:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

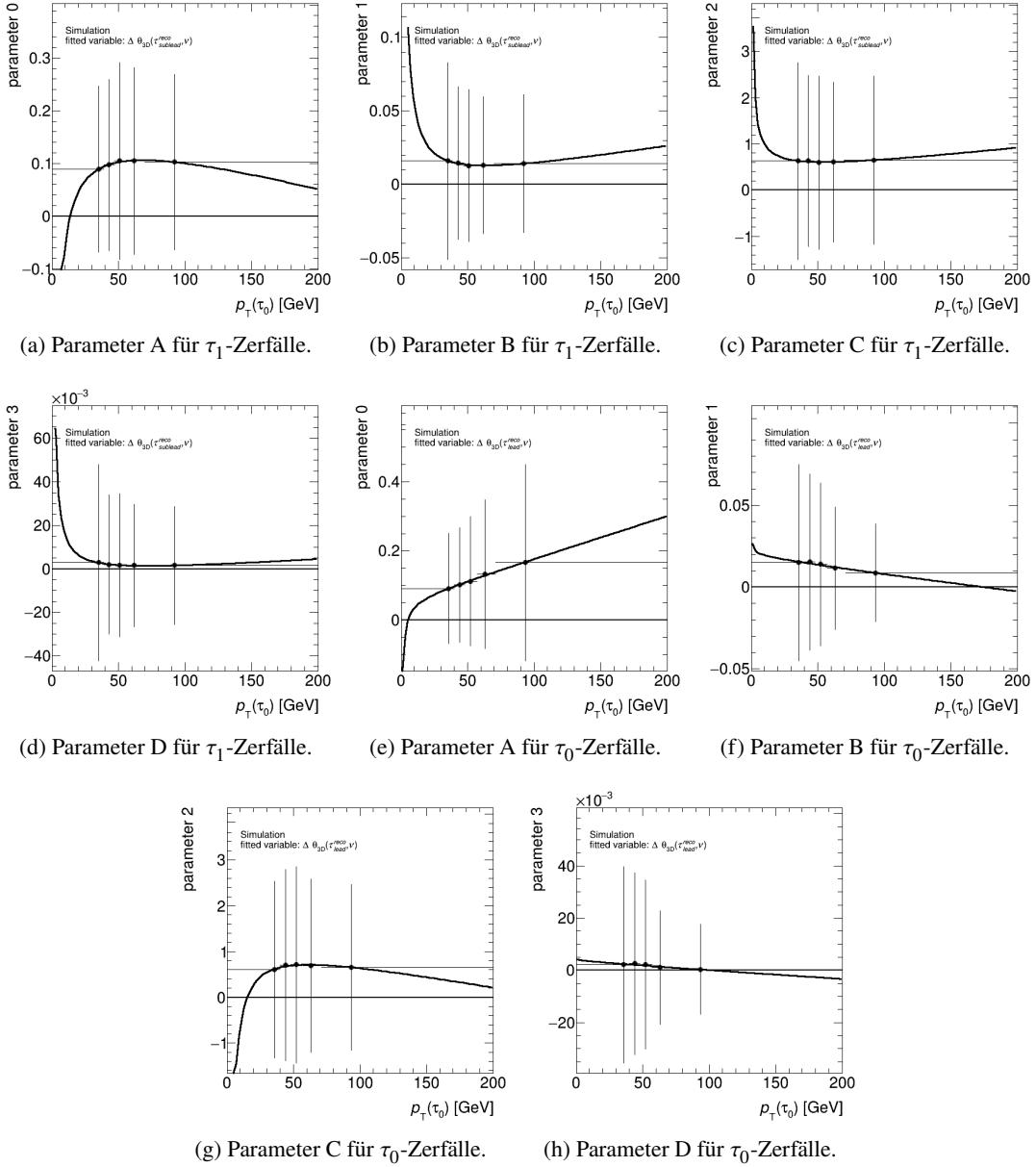


Abbildung A.55:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

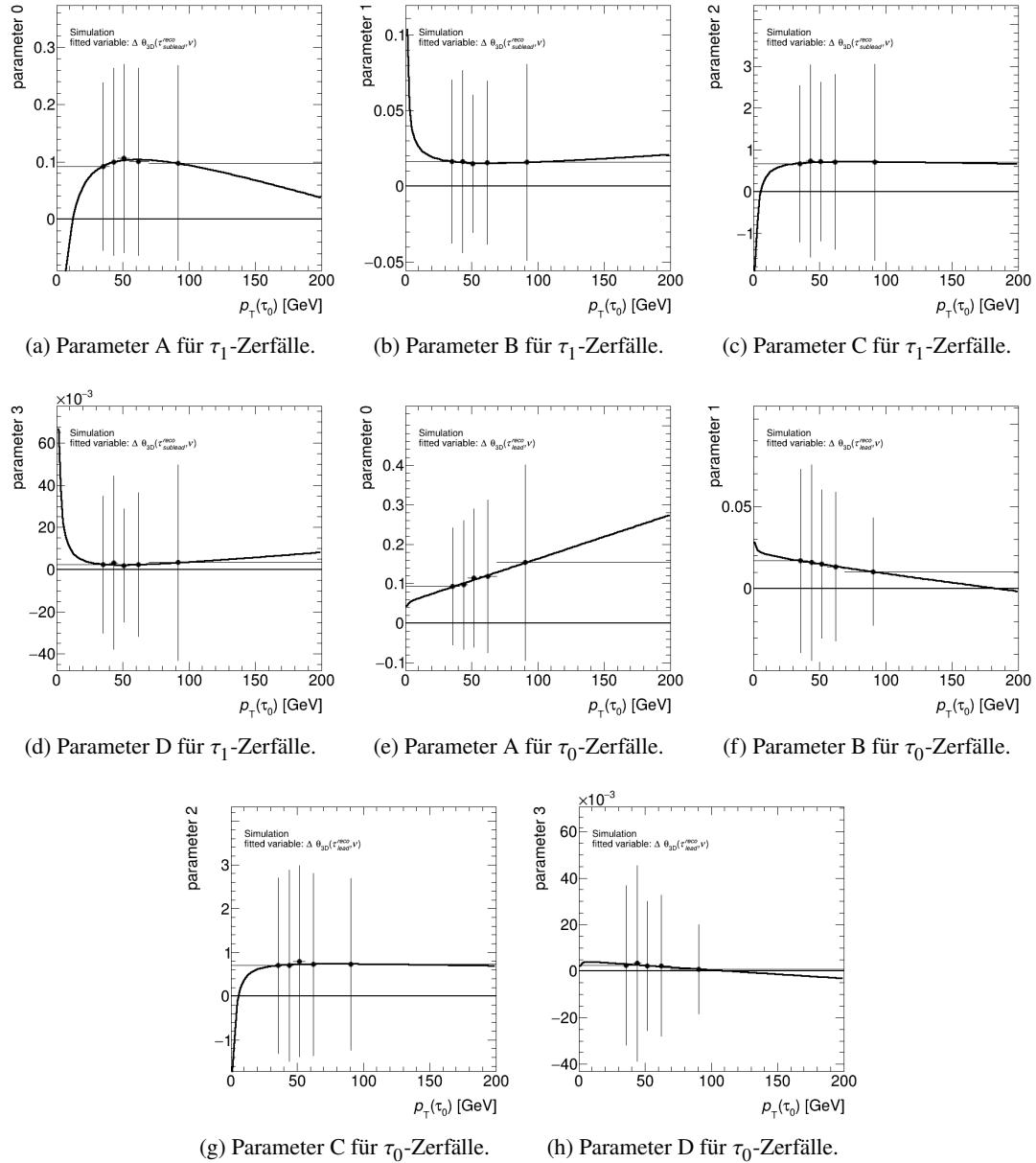


Abbildung A.56:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

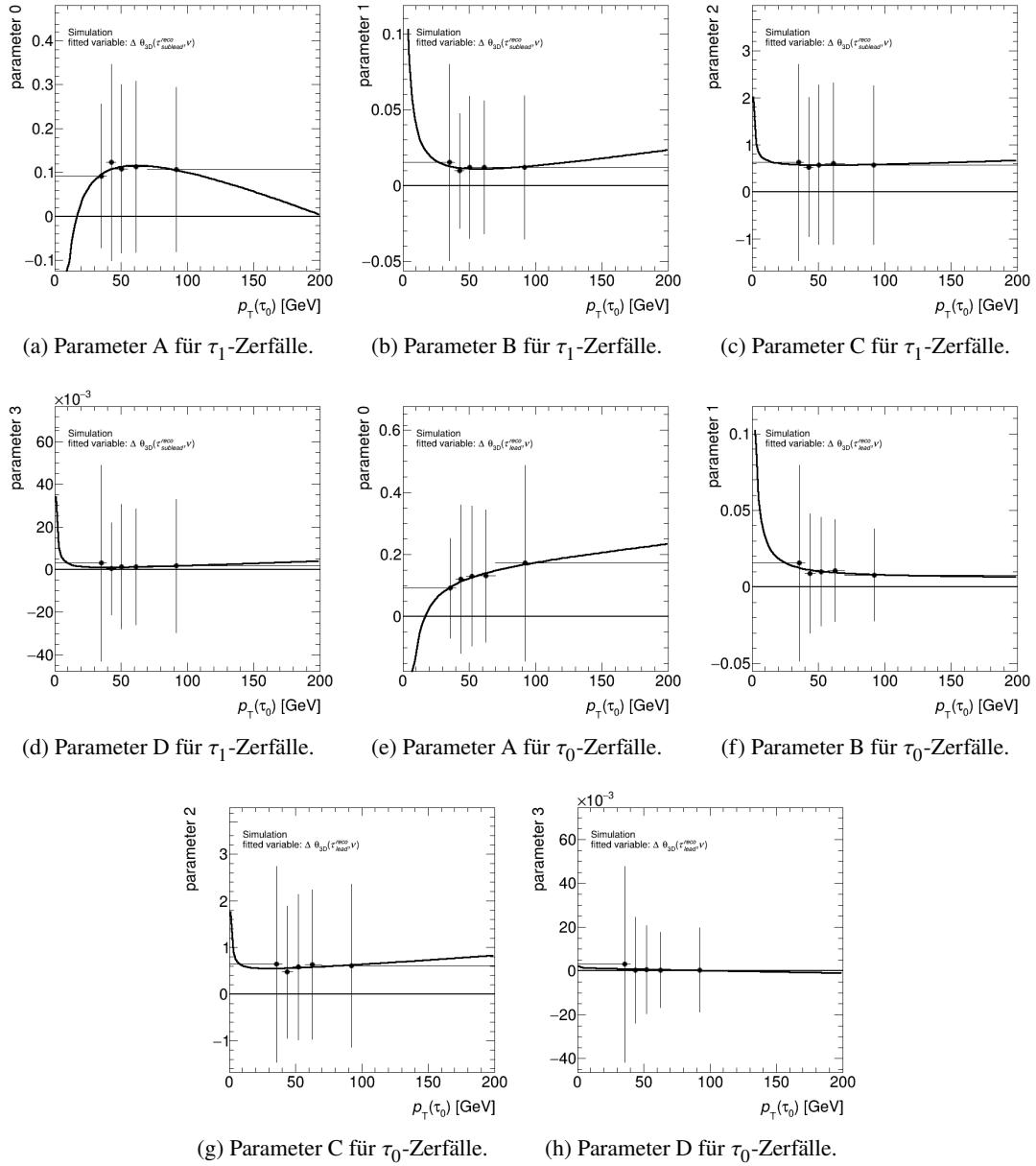


Abbildung A.57:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Z-Datensatz

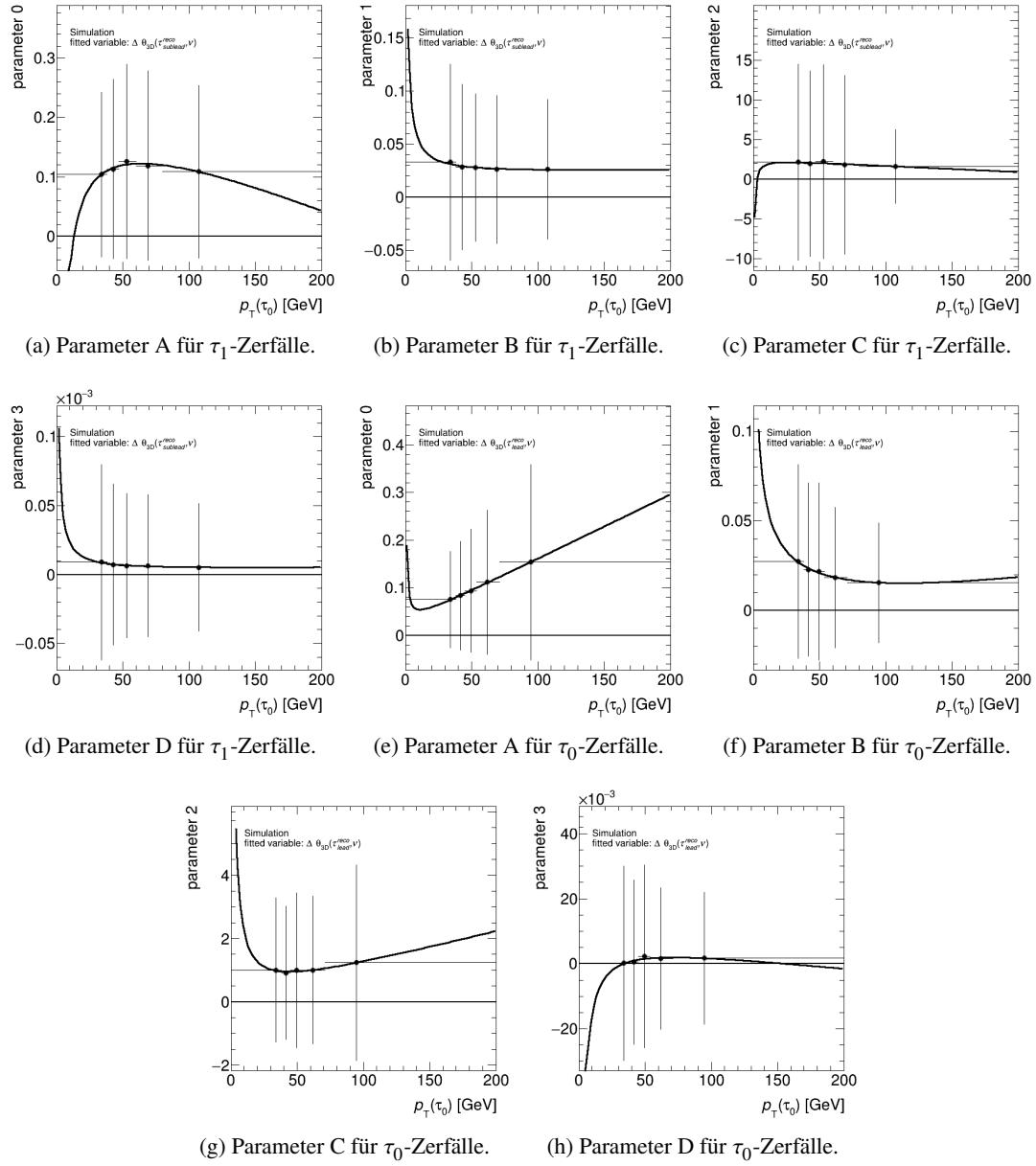


Abbildung A.58:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

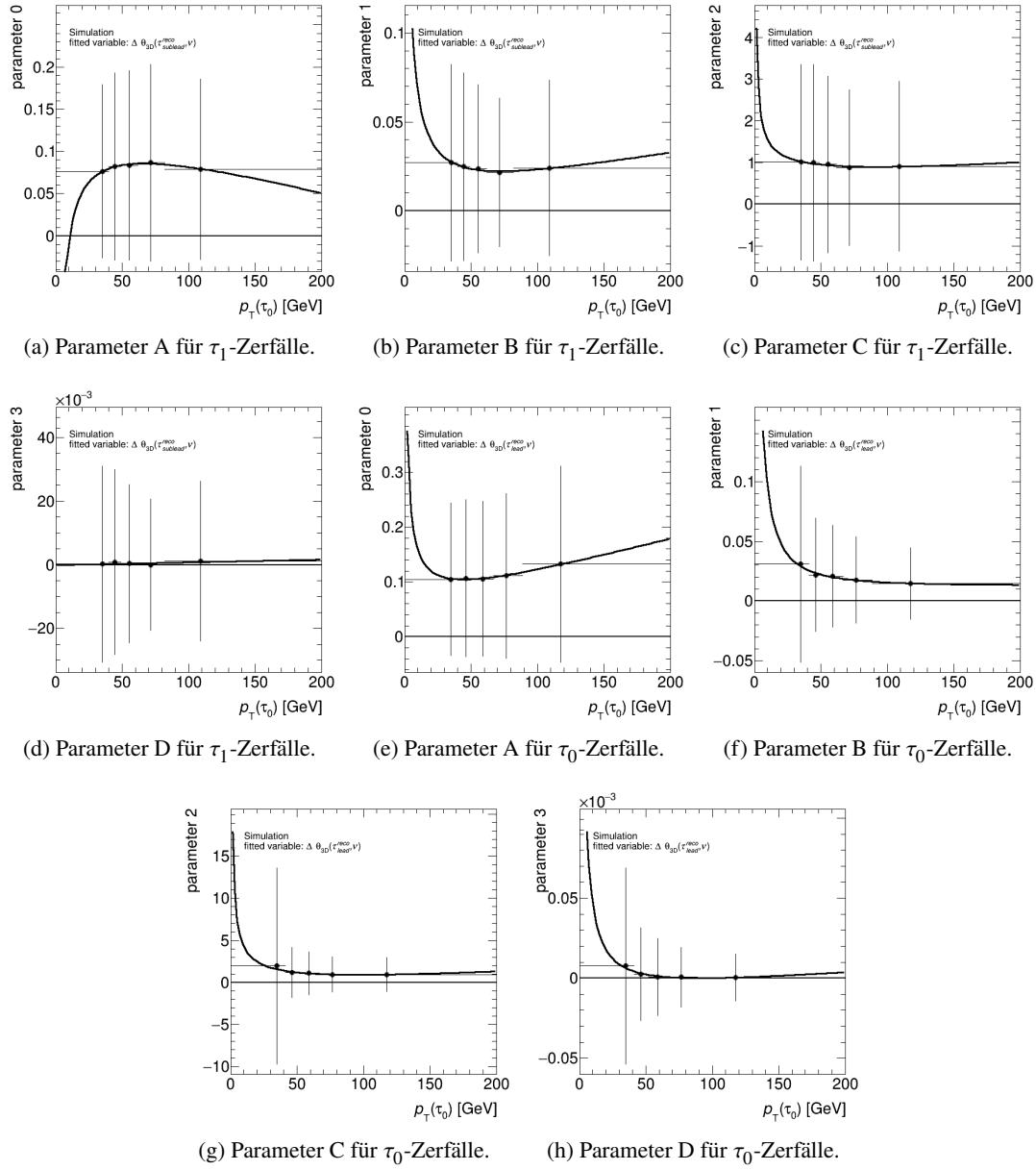


Abbildung A.59:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

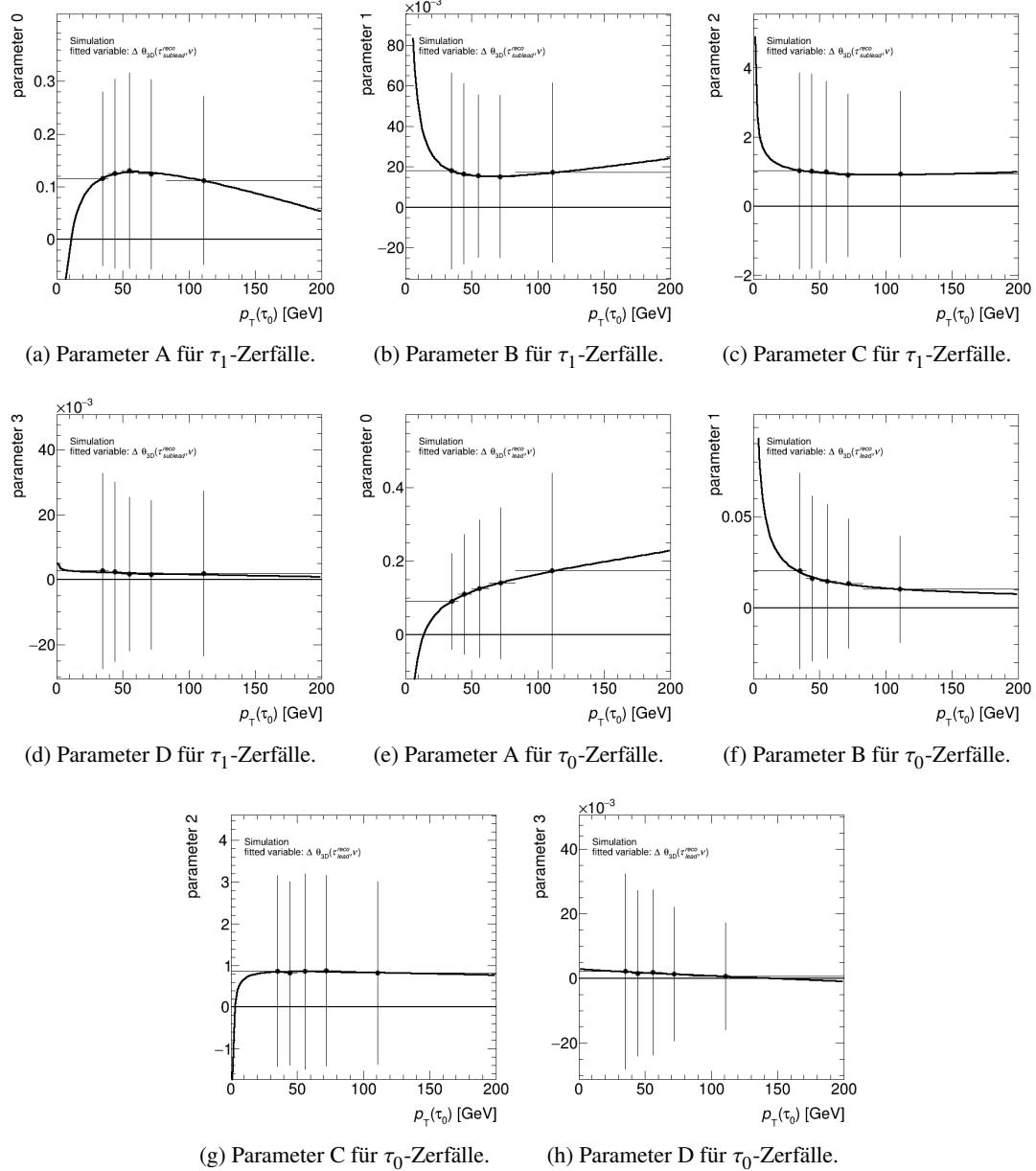


Abbildung A.60:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

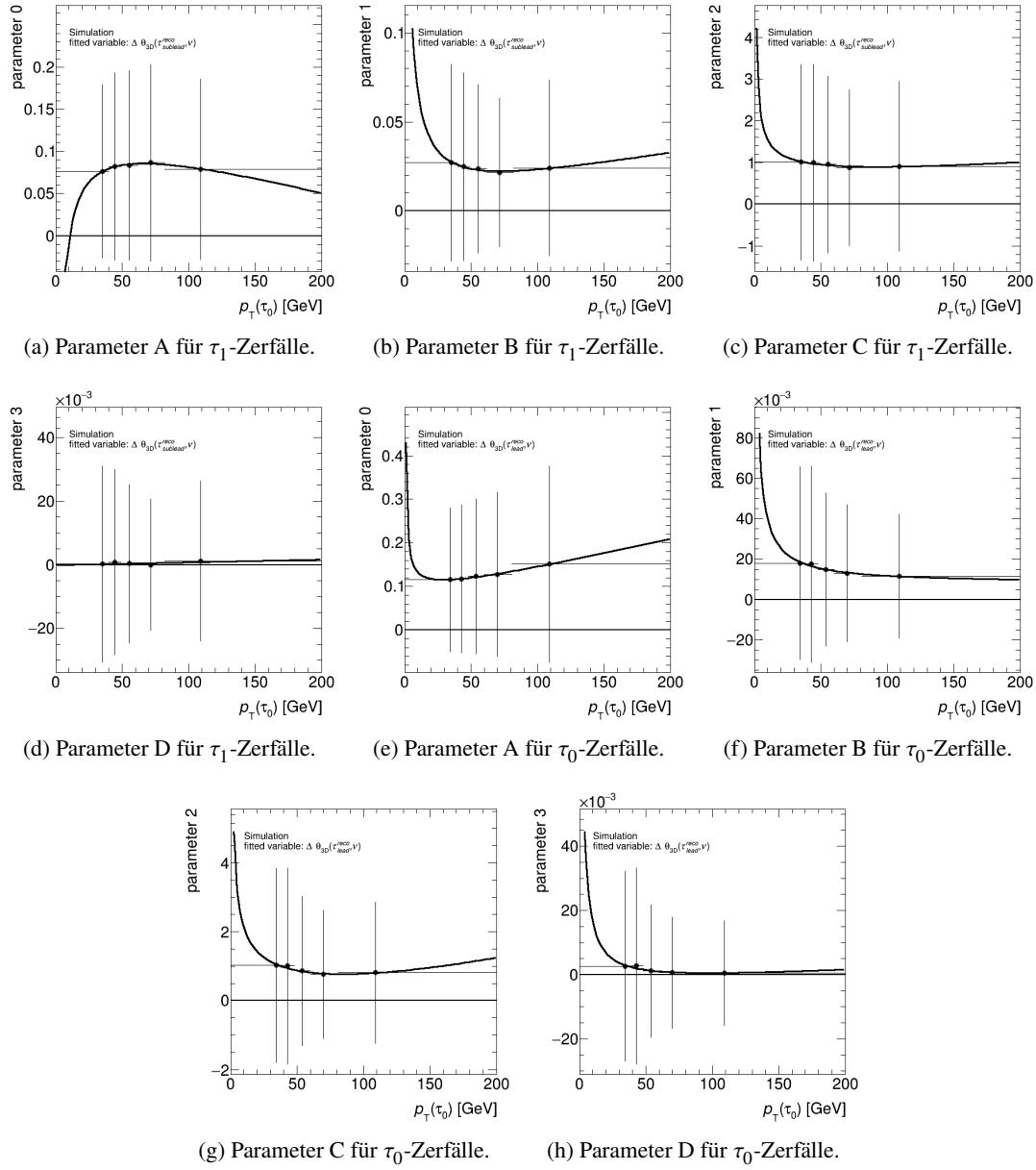


Abbildung A.61:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

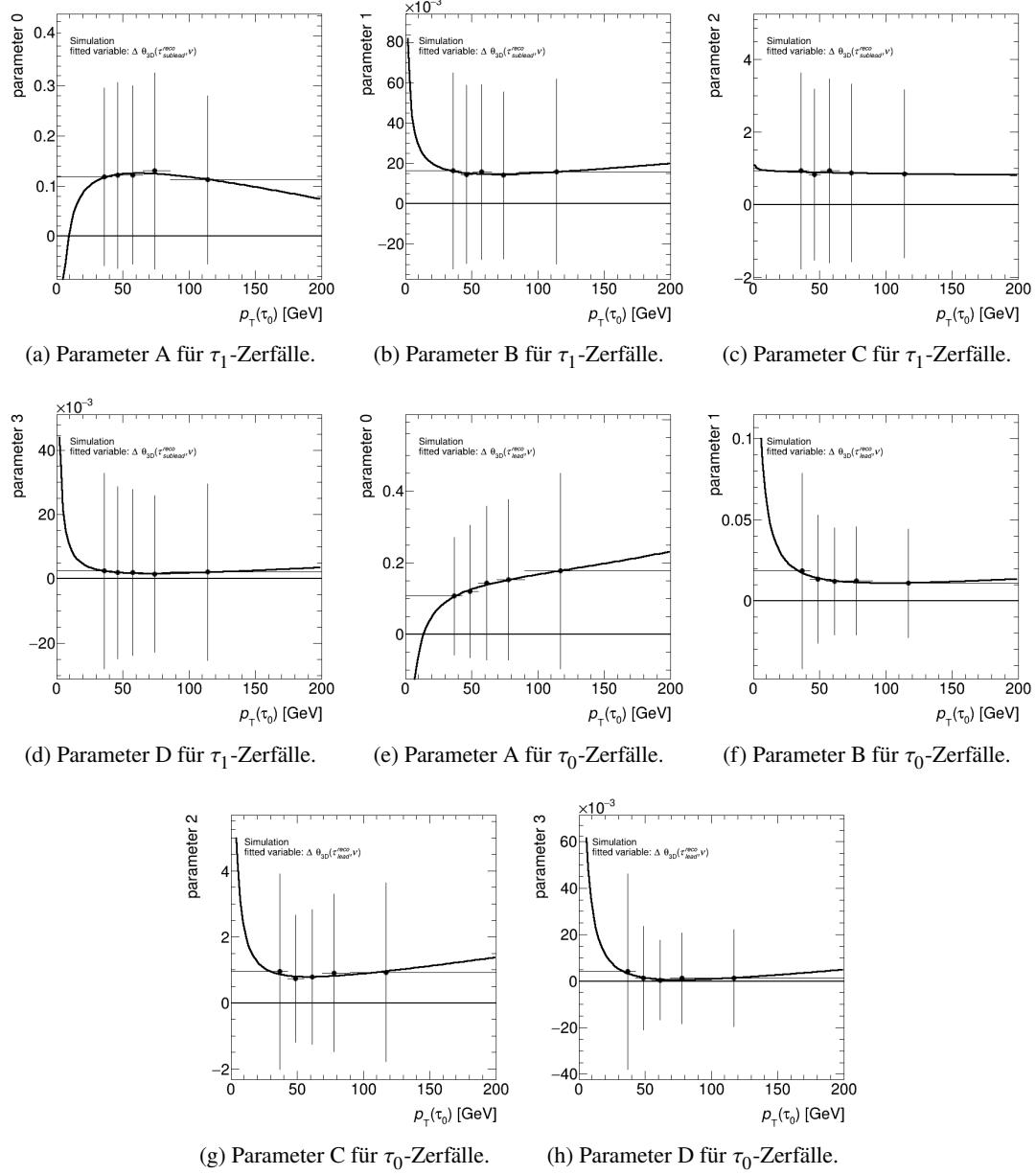


Abbildung A.62:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

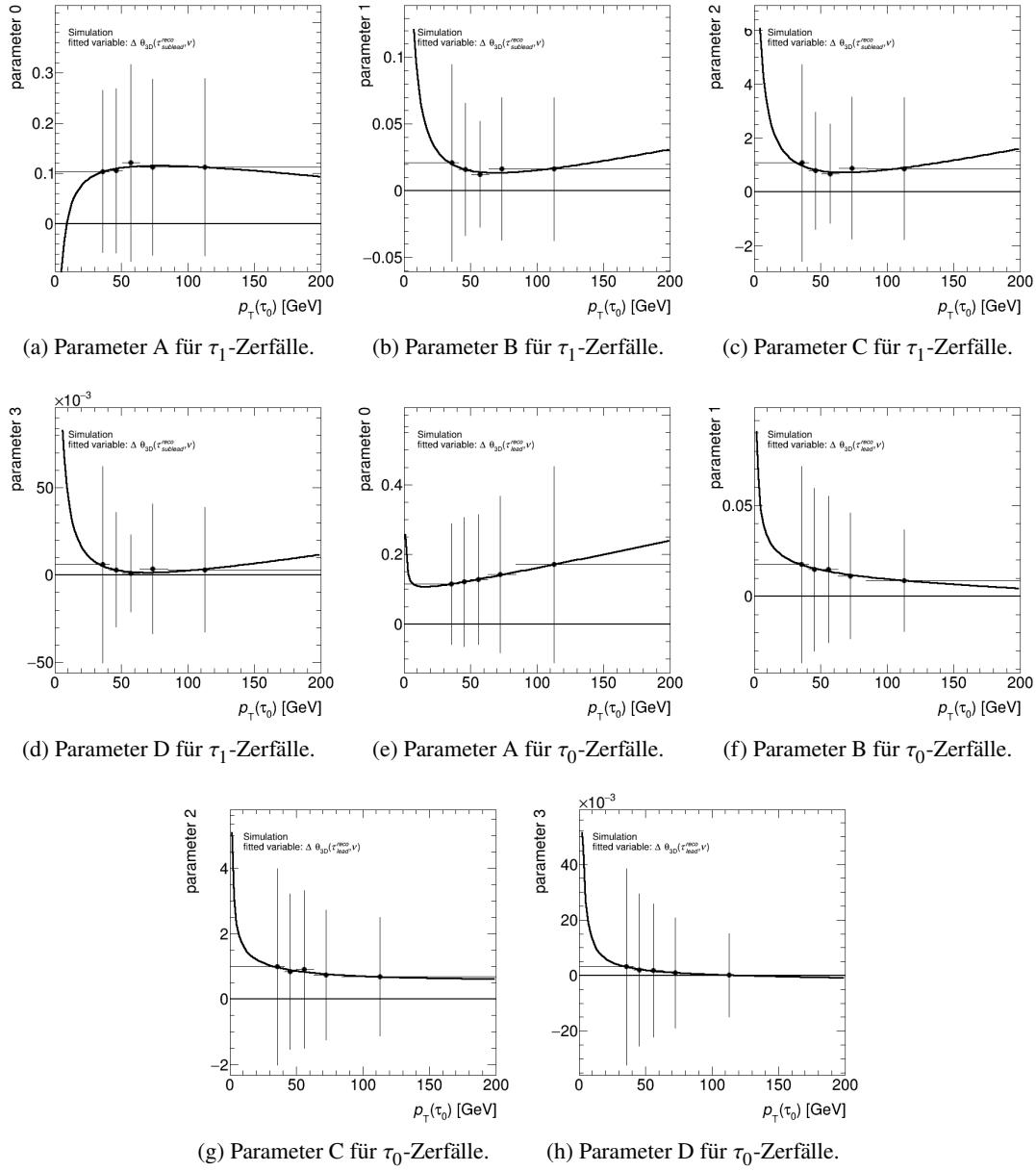


Abbildung A.63:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

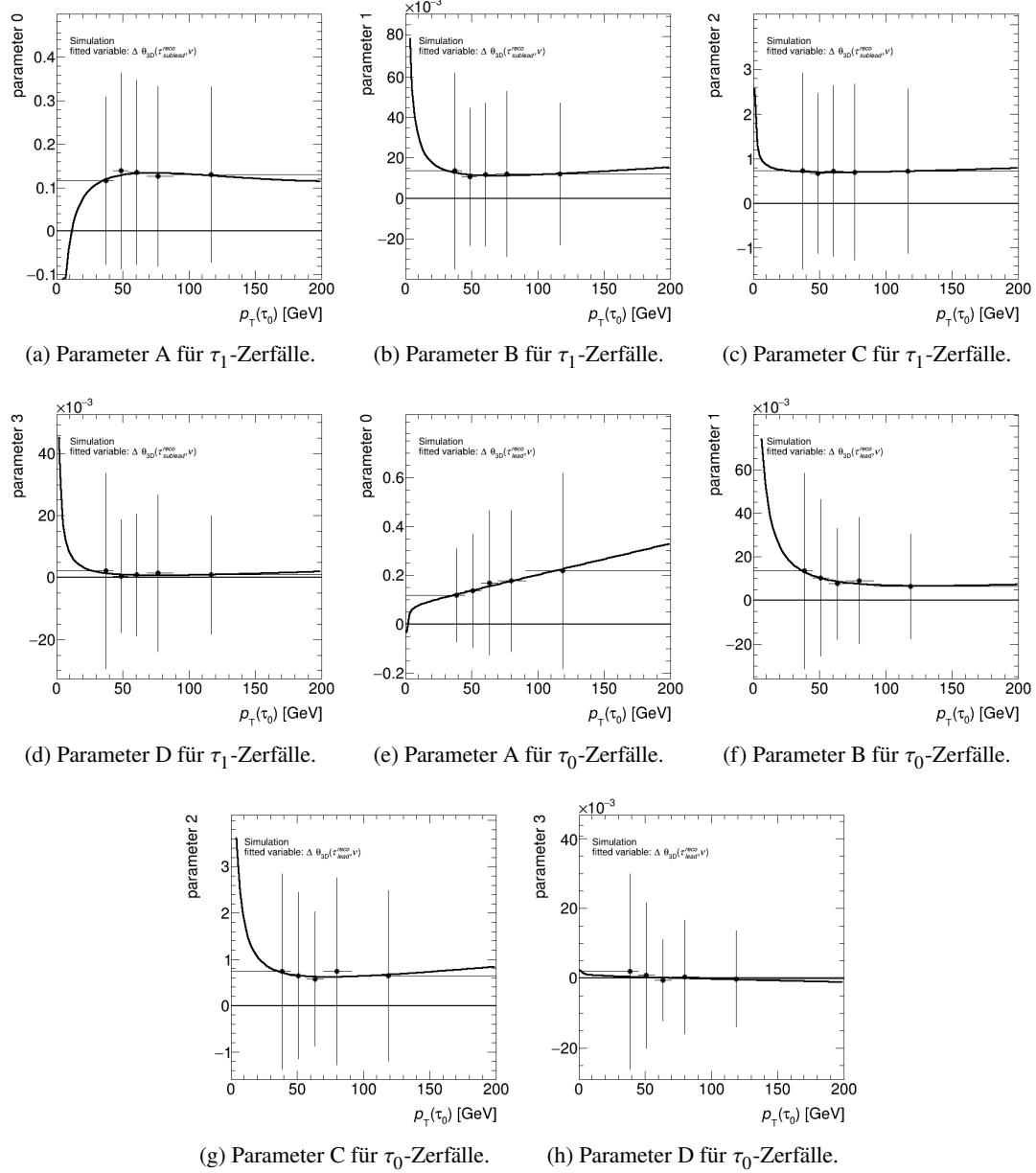


Abbildung A.64:  $\theta_{vm}$  Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

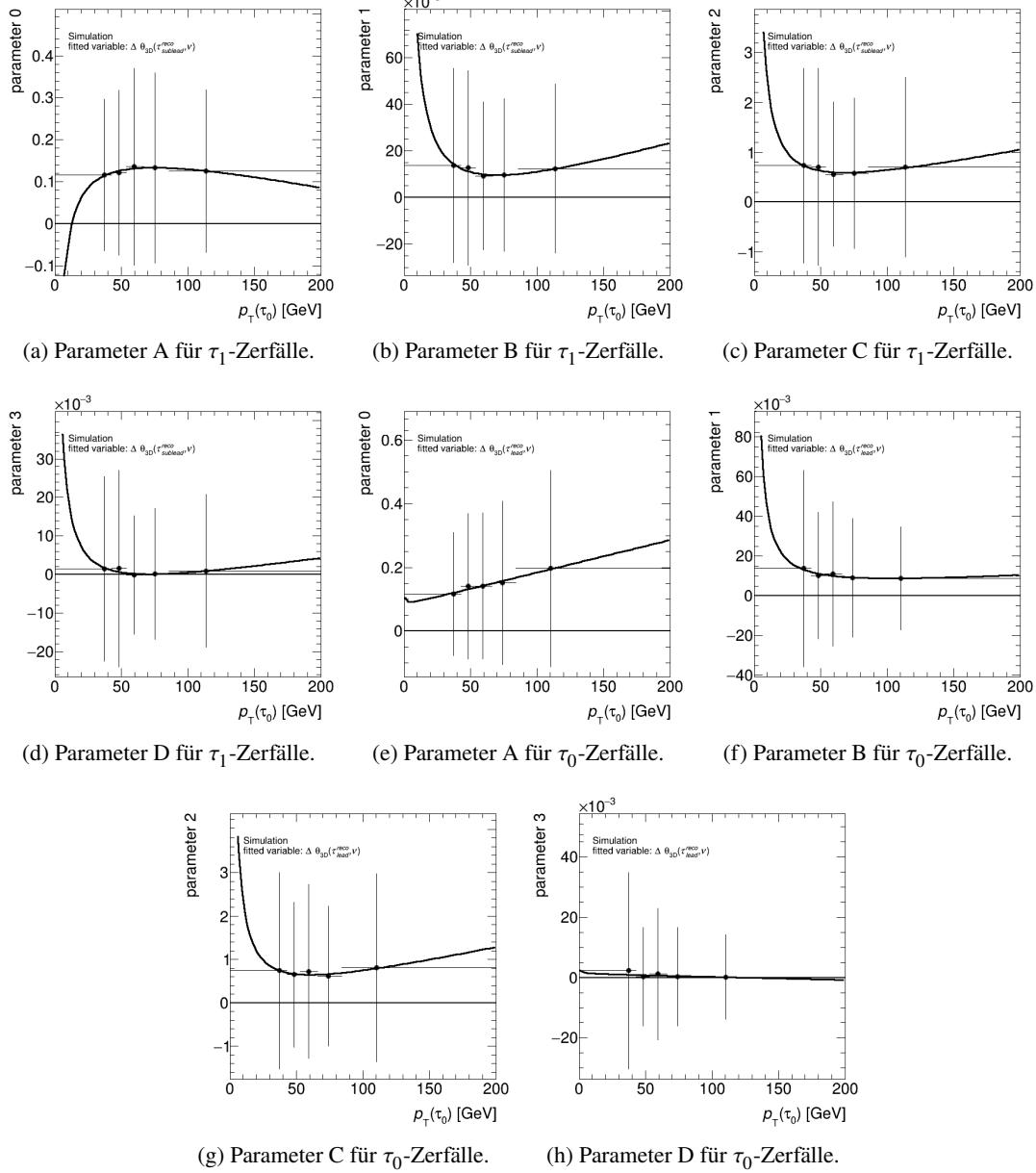


Abbildung A.65:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

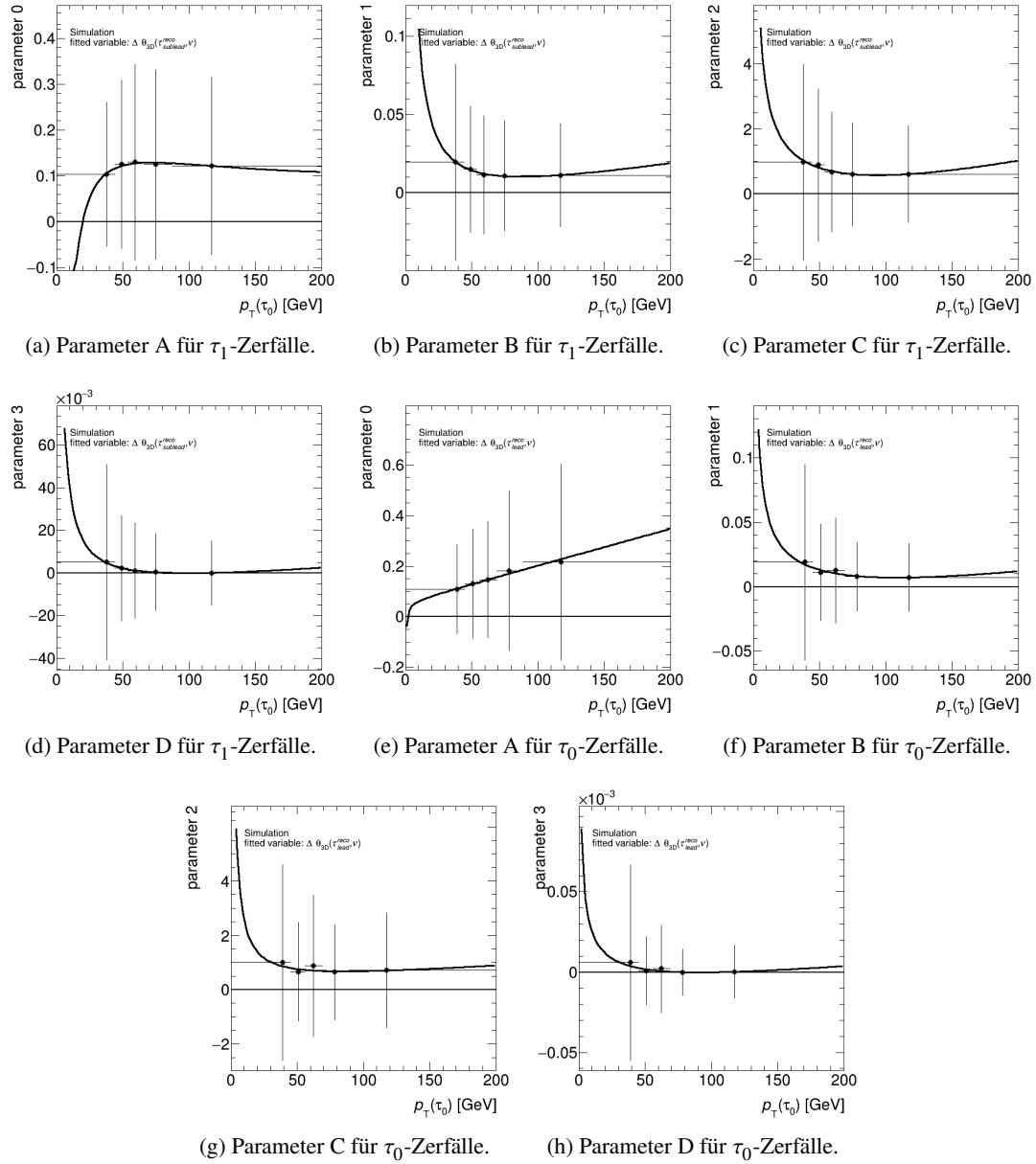


Abbildung A.66:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von linkshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz

### A.3 PDFs der Helizitätsabhängigen Parametrisierung mit Trennung der Datensätze

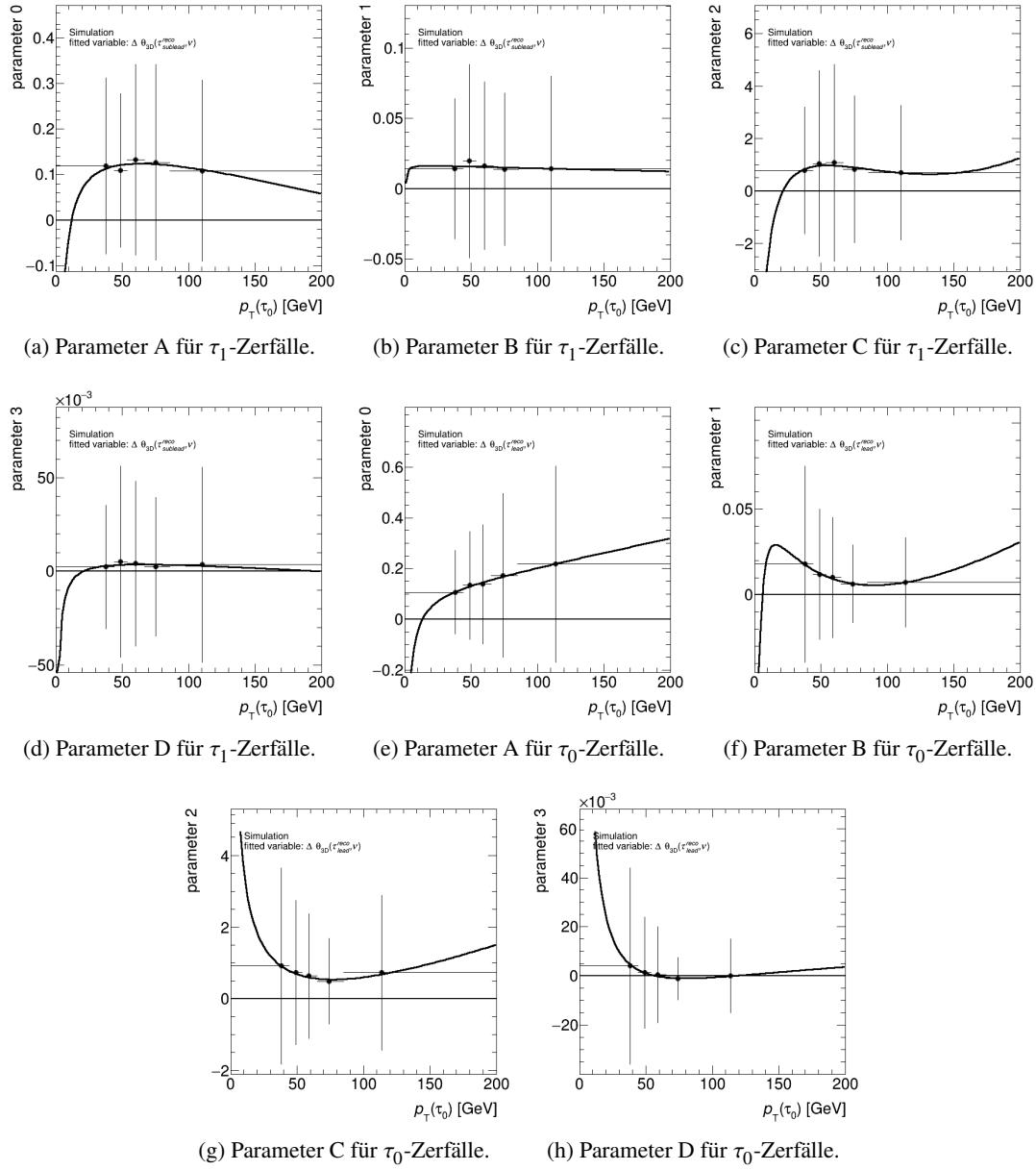


Abbildung A.67:  $\theta_{\nu m}$  Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von rechtshändigen  $\tau$  im Higgs-Datensatz



# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Übersicht des Standardmodells. Die Fermiongenerationen und die Bosonen sind gegeben. Für jedes Teilchen ist die Ladung, Farbladunge, Spin und Masse gegeben. [2]	4
2.2	Feynman Diagramm zur Quark-annihilation und $\tau$ -Paarbildung. Es ist unmöglich zu sagen, ob das Z-Boson oder ein virtuelles Photon der Propagator ist. . . . .	6
2.3	Die möglichen Helizitätskonfigurationen in Z- und Higgs-Zerfällen im Schwerpunktssystem des Bosons. Die dünnen Pfeile geben die Impulsrichtungen an und die dicken Pfeile geben die Richtung des Spins an. [13] . . . . .	7
2.4	Feynman Diagramme zur Higgsproduktion in Hadronbeschleunigern. . . . .	8
2.5	Die Erzeugungskanäle des $H$ -Bosons. Anhand des Endzustandes kann man sehen, ob es sich um $ggF$ ( $pp \rightarrow H$ ), $VBF$ ( $pp \rightarrow qqH$ ), $VH$ ( $pp \rightarrow WH$ ) oder $t\bar{t}H$ ( $pp \rightarrow ttH$ ) handelt.[18]	9
2.6	Das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Higgsmasse. Für eine Higgsmasse von 125 GeV dominiert der Zerfall in zwei $b$ -Quarks. [19] . . . . .	10
2.7	Feynman Diagramm zum $\tau$ -Zerfall. Es entsteht immer ein $\nu_\tau$ . . . . .	11
2.8	Spinkonfiguration des $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ Zerfalls. Die dünnen Pfeile geben die Impulsrichtungen und die dicken Pfeile die Richtungen der Spins an. [13] . . . . .	12
2.9	Ideale $\Upsilon$ -Verteilung für $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \nu_\tau$ Ereignisse. Die pinke Linie gibt die ideale Verteilung für linkshändige $\tau$ -Leptonen an und die blaue Linie gibt die ideale Verteilung für rechtshändige $\tau$ -Leptonen an. [12] . . . . .	12
3.1	Schematischer Aufbau des CERN Beschleunigerkomplexes. Die Vorbeschleuniger und die vier grossen Experimente ATLAS, CMS, ALICE und LHCb sind eingezeichnet.[26]	14
3.2	Integrierte Luminosität des LHC für <i>Run2</i> . [27] . . . . .	15
3.3	Schematischer Aufbau des ATLAS Detektors. Die Subdetektoren sind eingezeichnet und beschriftet. . . . .	16
3.4	Querschnitt des ATLAS-Detektors mit den Signaturen einiger Teilchen. Die gestrichelten Linien werden im Detektor nicht erfasst. Die elektromagnetischen Schauer für ein Photon und ein Elektron und die hadronischen Schauer für ein Neutron und ein Proton sind eingezeichnet. [33]. . . . .	18
4.1	Vergleich der sichtbaren Ditaumasse mit der Ausgabe der kollinearen Methode und des MMC für Higgs-Zerfälle (links) und Z-Zerfälle (rechts). . . . .	23
5.1	Verteilung der Tauspinnerwerte $\omega$ der MC-Simulationen. . . . .	26
5.2	Verteilung der Tauspinnerwerte für $q(\tau_0) = +1$ und $q(\tau_0) = -1$ . . . . .	27

5.3	$\Upsilon$ -Verteilungen der Higgs Monte-Carlo-Simulationen für $\omega = -1$ und $\omega = +1$ im Higgs-Datensatz. Die magentafarbene Kurve beschreibt die Ereignisse mit $\omega = +1$ und die gelbe Kurve beschreibt Ereignisse mit $\omega = -1$ . . . . .	28
5.4	$\Upsilon$ -Verteilungen der Z Monte-Carlo-Simulationen für $\omega = -1$ und $\omega = +1$ im Z-Datensatz. Die magentafarbene Kurve beschreibt die Ereignisse mit $\omega = +1$ und die gelbe Kurve beschreibt Ereignisse mit $\omega = -1$ . . . . .	29
5.5	p-Histogramme der MC-Simulationen für linkshändige und rechtshändige $\tau$ . . . . .	30
5.6	Verhältnis von $\tau$ mit <i>loose</i> -ID zu <i>tight</i> -ID für rechtshändige und linkshändige $\tau$ in den MC-Simulationen. . . . .	31
5.7	Verhältnisse zwischen den Verhältnissen von linkshändigen <i>loose</i> -ID $\tau$ zu linkshändigen <i>tight</i> -ID $\tau$ zu den Verhältnissen von rechtshändigen <i>loose</i> -ID $\tau$ zu rechtshändigen <i>tight</i> -ID $\tau$ . . . . .	32
5.8	1p0n Parametrisierungen für $R$ . . . . .	34
5.9	3pXn Parametrisierungen für $R$ . . . . .	35
5.10	1p0n Parametrisierungen für $\theta_{vm}$ . Hier wurde der jeweils niedrigenergetische $p_T$ -Bin verwendet. Dieser deckt in 5.11(a) 0 – 48 GeV, in 5.11(b) 0 – 50 GeV, in 5.11(c) 0 – 33 GeV und in 5.11(d) 0 – 34 GeV ab. . . . .	36
5.11	3pXn Parametrisierungen für $\theta_{vm}$ . Hier wurde der jeweils höchstenergetische $p_T$ -Bin verwendet. Dieser deckt in 5.11(a) 0 – 51 GeV, in 5.11(b) 0 – 52 GeV, in 5.11(c) 0 – 36 GeV und in 5.11(d) 0 – 36 GeV ab. . . . .	37
5.12	3pXn Parameterabhängigkeiten für linkshändige $\tau_0$ . . . . .	38
5.13	1p0n $\theta_{vm}$ -PDFs für linkshändige $\tau_0$ . . . . .	39
5.14	Rekonstruierte Ditaumassen des MMC . . . . .	40
5.15	Rekonstruierte Ditaumassenverteilungen des MMC verglichen mit der <i>matched</i> -Verteilung. . . . .	40
5.16	$\Delta M$ der rekonstruierte Ditaumassen des MMC für die alte und neue Parametrisierung. . . . .	41
5.17	ROC-Kurve der alten Parametrisierung verglichen mit der ROC-Kurve der neuen Parametrisierung. Die neue ROC-Kurve zeigt keine Verbesserung der Unterscheidungskraft zwischen Higgs- und Z-Ereignissen im Vergleich zur alten ROC-Kurve. . . . .	42
5.18	Datensatzgetrennte 1p0n Parametrisierungen für $R$ . . . . .	43
5.19	Datensatzgetrennte $\theta_{vm_{1/2}}$ PDFs der ersten $p_T$ -Bins der 1p0n Region für linkshändige $\tau_0$ . . . . .	44
5.20	Datensatzgetrennte $\theta_{vm_{1/2}}$ PDFs der letzten $p_T$ -Bins der 3pXn Region für rechtshändige $\tau_1$ . . . . .	45
5.21	Rekonstruierte Ditaumassen des MMC mit den für die Higgs- und Z-Datensätze getrennten Parametrisierungen. . . . .	46
5.22	Rekonstruierte Ditaumassenverteilungen des MMC verglichen mit der <i>matched</i> Massenverteilung mit der für die Higgs- und Z-Datensätze getrennten Parametrisierung. . . . .	46
5.23	$\Delta M$ der rekonstruierten Ditaumassen des MMC für die alte und für die datensatzgetrennte Parametrisierung. . . . .	47
5.24	ROC-Kurve der alten Parametrisierung verglichen mit der ROC-Kurve der datensatzgetrennten Parametrisierung. Es ist für hohe Signaleffizienzen eine Verbesserung der Unterscheidungskraft zwischen Higgs- und Z-Ereignissen zu sehen. . . . .	48
A.1	Histogramme der $p_T^{matched}$ -Verteilungen, aufgeteilt nach Helizität und Ladung . . . . .	55
A.2	$R$ -Parametrisierungen . . . . .	56

---

A.3	weitere $R$ -Parametrisierungen . . . . .	57
A.4	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle . . . . .	58
A.5	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle . . . . .	59
A.6	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle . . . . .	60
A.7	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle . . . . .	61
A.8	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle . . . . .	62
A.9	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle . . . . .	63
A.10	$\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle . . . . .	64
A.11	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle . . . . .	65
A.12	$\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle . . . . .	66
A.13	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle . . . . .	67
A.14	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ . . . . .	68
A.15	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ . . . . .	69
A.16	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ . . . . .	70
A.17	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ . . . . .	71
A.18	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ . . . . .	72
A.19	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ . . . . .	73
A.20	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ . . . . .	74
A.21	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ . . . . .	75
A.22	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ . . . . .	76
A.23	$\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ . . . . .	77
A.24	$R$ -Parametrisierungen im Higgs-Datensatz. . . . .	78
A.25	Weitere $R$ -Parametrisierungen im Z-Datensatz. . . . .	79
A.26	$R$ -Parametrisierungen im Higgs-Datensatz. . . . .	80
A.27	Weitere $R$ -Parametrisierungen im Higgs-Datensatz. . . . .	81
A.28	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	82
A.29	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	83
A.30	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	84
A.31	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	85
A.32	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	86
A.33	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	87
A.34	$\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	88
A.35	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	89
A.36	$\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	90
A.37	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Z-Datensatz . . . . .	91
A.38	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	92
A.39	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	93
A.40	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	94
A.41	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1p1n-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	95
A.42	$\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	96
A.43	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 1pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	97
A.44	$\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	98
A.45	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 3p0n-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	99
A.46	$\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	100
A.47	weitere $\theta_{vm}$ -PDFs für 3pXn-Zerfälle im Higgs-Datensatz . . . . .	101

A.48 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	102
A.49 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	103
A.50 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	104
A.51 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	105
A.52 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	106
A.53 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	107
A.54 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	108
A.55 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	109
A.56 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	110
A.57 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Z-Datensatz	111
A.58 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	112
A.59 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p0n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	113
A.60 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	114
A.61 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1p1n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	115
A.62 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	116
A.63 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 1pXn-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	117
A.64 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	118
A.65 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3p0n-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	119
A.66 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von linkshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	120
A.67 $\theta_{vm}$ Parameterabhängigkeiten für 3pXn-Zerfälle von rechtshändigen $\tau$ im Higgs-Datensatz	121

# Tabellenverzeichnis

---

2.1	Zerfallskanäle des $Z$ -Leptons. Es sind auch die jeweiligen Wahrscheinlichkeiten gegeben. Die Zerfälle in $u$ - und $c$ -Quarks bzw. $d$ -, $s$ - und $b$ -Quarks sind zusammen angegeben, da sie die gleiche Ladung und schwachen Isospin besitzen. [7] . . . . .	6
2.2	Zerfallskanäle des $\tau$ -Leptons unterteilt in leptonische und hadronische Zerfälle. . . . .	11
5.1	Aufteilungen der Tauspinnerwerte $\omega$ . Die Aufteilungen sind auch für positive $\tau$ -Leptonen und negative $\tau$ -Leptonen getrennt angegeben. . . . .	26
5.2	Verwendeten Schnitte zur Helizitätbestimmung in der MC-Simulation. . . . .	27
5.3	Quantiltabelle für die Verteilungen von $\Delta M_{d\tau\tau}$ und $M_{d\tau\tau}$ . . . . .	41
5.4	Quantiltabelle der Verteilungen von $\Delta M_{d\tau\tau}$ und $M_{d\tau\tau}$ für die datensatzgetrennte Parametrisierung. . . . .	47