

Hadronische und leptonische Zerfälle von schweren langlebigen Neutrinos in Sherpa

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Jan-Eric Nitschke
geboren am 07.12.1995 in Dresden

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2017

Eingereicht am 24. Mai 2017

1. Gutachter: Dr. Frank Siegert
2. Gutachter: Prof. Dr. Arno Straessner

Zusammenfassung

Zusammenfassung

Deutsch: Der Ereignisgenerator **SHERPA** findet in der Hochenergie-Teilchenphysik viel Anwendung. Dies liegt auch daran, dass Physik jenseits des Standardmodells einfach mit Hilfe von UFO-Modellen implementiert und simuliert werden kann. Diese Arbeit erweitert das **HADRONS++** Modul, damit es auch schwere Majorana-Neutrinos zerfallen lassen kann. Dafür werden die relevanten Ströme so angepasst, dass **SHERPA** die Zerfallsbreiten der Zerfallskanäle korrekt berechnet. Aus diesen kann dann die Zerfallstabelle erstellt werden. Außerdem wird ein Plausibilitätscheck der Ergebnisse mit Hilfe der bereits implementierten τ -Zerfälle durchgeführt und die Funktionsfähigkeit des Vertexversatzes überprüft.

Abstract

English: The event generator **SHERPA** is used a lot in high energy particle physics. This is partially because it is easy to implement and simulate beyond standard model physics by using UFO models. This bachelor thesis extends the **HADRONS++** module to make it able to decay majorana neutrinos. To accomplish this the relevant currents are modified such that **SHERPA** can correctly calculate the decay widths of all the decay channels. These can be used to make the decay table. Finally a sanity check is performed using the already implemented τ decays and the functionality of the vertex offset is verified.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theoretische Grundlagen	11
2.1	Seesaw-Mechanismus	11
2.2	Teilchenzerfälle	12
2.3	Zerfälle des schweren Neutrinos	14
3	Implementation in Sherpa	19
3.1	Implementation des schweren Neutrinos	19
3.2	Zerfallstabellen	20
3.3	Validierung mit Hilfe von τ -Zerfällen	24
3.4	Validierung des Vertexversatzes	29
4	Zusammenfassung und Ausblick	31
A	Anhang	35
A.1	Theoretische Zerfallsbreiten	35
A.2	Zusätzliche Grafiken zum Vergleich mit dem τ	36
A.3	Weitere Zerfallstabellen	39
A.3.1	$m_{N_1} = 3,0 \text{ GeV}$	39
A.3.2	$m_{N_1} = 5,0 \text{ GeV}$	40
A.3.3	$m_{N_1} = 10,0 \text{ GeV}$	41
A.3.4	$m_{N_1} = 15,0 \text{ GeV}$	42
A.4	Beispiel Run.dat	44
A.5	Zusätzliche Darstellungen des Vertexversatzes	45
A.6	Zerfallskonstanten	46
	Literatur	47

1 Einleitung

Im Jahr 2015 ging der Nobelpreis für Physik an Takaaki Kajita und Arthur B. McDonald „für die Entdeckung von Neutrinooszillationen, die zeigen, dass Neutrinos eine Masse haben“ [1]. Auf der einen Seite wurden dadurch bestehende Probleme, wie das solare Neutrinoproblem, bei dem es um einen Unterschied in der Anzahl an gemessenen zu vorhergesagten solaren Neutrinos ging, gelöst. Auf der anderen Seite stellte sich die Frage, woher Neutrinos ihre Masse bekommen und warum diese so klein ist.

Im Standardmodell der Teilchenphysik sind sie masselos. Bei diesem handelt es sich um eine Theorie, die drei der vier uns bekannten Wechselwirkungen beschreibt. Damit stellt es die grundlegende Theorie der Teilchenphysik dar. Untermauert wird es durch zahlreiche Experimente. So sagte es die Existenz von W- und Z-Bosonen, sowie Gluonen voraus, welche später durch Experimente am CERN [2, 3, 4] und DESY [5, 6, 7, 8] entdeckt wurden. Ebenso konnten die vorhergesagten Eigenschaften der W- und Z-Bosonen mit sehr hoher Präzision bestätigt werden. Die zur Zeit bekannteste Bestätigung einer Standardmodellvorhersage stellt die Entdeckung des Higgsbosons am Large Hadron Collider bei Genf dar [9, 10]. Bei diesem handelt es sich um einen Teilchenbeschleuniger, der, bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV, Protonen miteinander kollidieren lässt.

Trotz der vielen korrekten Vorhersagen gibt es Punkte, an denen das Standardmodell vom Experiment abweicht bzw. keine Antworten liefert. Dazu gehören Fragen zur Gravitation, dunkler Materie [11], der Baryonenasymmetrie [12], dem Hierarchieproblem und die Frage nach der Natur der Neutrinos und ihrer Massen.

Eine mögliche Lösung dieses Problems stellt der sogenannte Seesaw-Mechanismus dar. Könnte nachgewiesen werden, dass es sich bei Neutrinos um Majorana-Fermionen handelt, würde dies ein Indiz für die Existenz des Seesaw-Mechanismus darstellen.

Deshalb suchen mehrere Experimente nach Hinweisen, ob es sich bei Neutrinos um Majorana- oder Dirac-Fermionen handelt. Ein solches Experiment ist GERDA, welches mit Hilfe des Germanium-Isotops ^{76}Ge nach neutrinolosem doppeltem Betazerfall sucht [13]. Bei diesem werden im Gegensatz zum normalen doppelten Betazerfall nur zwei Elektronen emittiert. Das entsprechende Feynmandiagramm ist in Abbildung 1.1 zu sehen.

Neben solchen Experimenten, die direkt nach Majorana-Neutrinos suchen, können Hinweise für ihre Existenz auch durch andere Experimente, wie Teilchenbeschleuniger, erbracht werden. Dies geschieht, indem man die erhaltenen Daten mit den Vorhersagen durch das Standardmo-

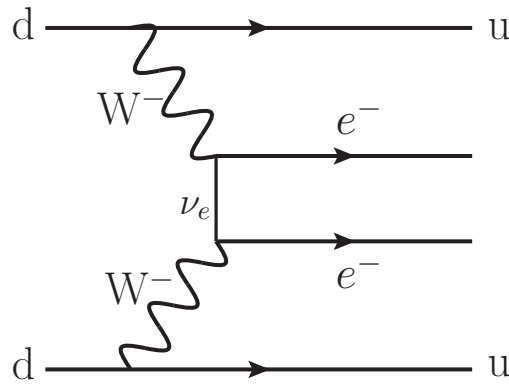


Abbildung 1.1: Feynmandiagramm des neutrinolosen doppelten Betazerfalls

dell bzw. das um den Seesaw-Mechanismus erweiterte Standardmodell vergleicht.

Häufig werden dafür Protonen mit sehr hoher Energie zur Kollision gebracht und die entstehenden Teilchen analysiert.

Dabei gibt es jedoch das Problem, dass die zum Vergleich nötigen theoretischen Berechnungen aufgrund der starken Wechselwirkung, welche bei Hadronkollisionen eine tragende Rolle spielt, nicht ausreichend genau analytisch machbar sind.

Die Ursache ist die stark energieabhängige Kopplungskonstante [14], welche es in vielen Szenarien nicht erlaubt, sinnvolle Ergebnisse mit Hilfe der sonst üblichen Störungstheorie zu erhalten.

Deshalb werden für die Erstellung der Theorievorhersagen Simulationsprogramme verwendet. Sie unterteilen die Ereignisse in mehrere Teile, die jeweils bei ungefähr gleichen Energien und damit Kopplungskonstanten ablaufen.

Der erste Teil ist der Signalprozess, welcher der Teil mit der größten Energieskala ist und die direkte Kollision der Partonen beschreibt.

Der nächste Abschnitt behandelt den Partonshower, also die Abstrahlung von Gluonen durch die beschleunigten Quarks, was analog zur Abstrahlung von Photonen durch beschleunigte geladene Teilchen funktioniert. Im Gegensatz zu Photonen sind Gluonen unter ihrer eigenen Wechselwirkung geladen. Dadurch kann es zu einer schauerartigen Bildung von Gluonen und Quarks kommen, wodurch dieser Abschnitt seinen Namen erhält.

Diese beiden Teile eines Beschleunigerereignisses finden bei so großen Energien statt, dass sie perturbativ behandelt werden können. Am Ende der zwei Phasen sind die Energien zu gering dafür. Die nächsten zwei Schritte, die Hadronisierung und die Hadronenzerfälle, müssen ohne Störungsrechnung auskommen. Hadronisierung beschreibt, wie aus den am Ende des Partonshowers vorhandenen Quarks und Gluonen farbneutrale Hadronen entstehen. Die so entstandenen Mesonen und Baryonen sind häufig instabil und zerfallen teilweise wieder in instabile Hadronen. Diese kaskadenartigen Zerfälle zu Teilchen, die letztendlich im Detektor registriert werden, stellen den letzten Teil der Simulation dar. Daneben gibt es noch Prozesse,

die durch die Interaktion der nicht am Signalprozess teilnehmenden Bestandteile des Protons, verursacht werden. Diese sind aber für die vorliegende Arbeit nicht relevant.

Zurzeit gibt es mehrere solche Simulationsprogramme, die die genannten Prozesse nach unterschiedlichen Modellen simulieren. Dazu gehören die ursprünglich in Fortran programmierten und mittlerweile auf C++ umgestellten Generatoren HERWIG [15] und PYTHIA [16], aber auch der von Anfang an in C++ programmierte Generator SHERPA [17]. Letzteres an der TU Dresden entstandene und inzwischen von einer internationalen Kooperation weiterentwickelte Programm soll Grundlage dieser Arbeit sein, wobei vor allem das mit den Hadronzerfällen befasste Modul HADRONs++ im Mittelpunkt steht. Der Grund dafür ist, dass die betrachteten schweren Neutrinos Lebensdauern, vergleichbar mit der des τ -Leptons haben können und dadurch zwischen ihrer Entstehung und ihrem Zerfall eine relevante Strecke, welche als Vertexversatz bezeichnet wird, zurücklegen können. Dieser Versatz lässt sich mit dem HADRONs++ Modul problemlos realisieren.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen des Seesaw-Mechanismus, von Teilchenzerfällen allgemein und der Zerfälle von potenziellen schweren Neutrinos speziell erläutert.

Anschließend findet eine Diskussion der Umsetzung in SHERPA und ein Plausibilitätscheck der Ergebnisse statt.

Zuletzt erfolgt eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf weitere Verbesserungsmöglichkeiten.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Seesaw-Mechanismus

Aus dem Phänomen der Neutrinooszillation folgt, dass Neutrinos, entgegen der ursprünglichen Annahme des Standardmodells, nicht masselos sind. Diese Massen können, analog zu den Massen der up-Typ Quarks, durch Einführung von rechtshändigen Neutrinos ν_R erzeugt werden. Nach spontaner Symmetriebrechung und unter Verwendung der Relation

$$\overline{\nu_L} \nu_R \equiv \overline{\nu_R^c} \nu_L^c \quad (2.1)$$

ergibt sich der Dirac-Massenterm zu [18]

$$\mathcal{L}_D = -\frac{1}{2} m_D (\overline{\nu_L} \nu_R + \overline{\nu_R^c} \nu_L^c) + h.c. \quad (2.2)$$

Dabei stellt sich jedoch die Frage, warum die Massen der Neutrinos, für welche [19]

$$\sum_{\nu} m_{\nu} < 0,12 \text{ eV} (95 \% \text{ C.L.}) \quad (2.3)$$

gilt, so deutlich kleiner als die Masse des Elektrons und damit aller anderen Fermionen sind. Eine mögliche Antwort darauf liefert der zusätzliche Majorana-Massenterm

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} M (\overline{\nu_R^c} \nu_R + \overline{\nu_R} \nu_R^c) \quad (2.4)$$

wobei

$$\nu_R^c = \hat{C} \hat{P} \nu_R = i \gamma^2 \gamma^0 \nu_R^*, \quad (2.5)$$

das linkshändige Antineutrino beschreibt [18]. Da es sich bei beiden Neutrinos um Singulets handelt, verletzt dieser Term nicht die Eichsymmetrien des Standardmodells. Er führt jedoch zu der direkten Kopplung eines Teilchens an sein Antiteilchen. Für Elektronen würde dies ein Problem darstellen, nicht jedoch für die neutralen Neutrinos. Existieren beide Massenterme, so ergibt sich der gesamte Massenterm zu

$$\mathcal{L}_{DM} = -\frac{1}{2} [m_D \overline{\nu_L} \nu_R + m_D \overline{\nu_R^c} \nu_L^c + M \overline{\nu_R^c} \nu_R] + h.c. \quad (2.6)$$

bzw.

$$\mathcal{L}_{DM} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{\nu}_R^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (2.7)$$

Die physikalischen Zustände, also die Masseneigenzustände, ergeben sich aus der Diagonalisierung der Massenmatrix. Ihre Eigenwerte und damit die Massen der physikalischen Zustände berechnen sich zu

$$m_{\pm} = \frac{M \pm \sqrt{M^2 + 4m_D^2}}{2} = \frac{M \pm M\sqrt{1 + 4m_D^2/M^2}}{2}. \quad (2.8)$$

Nimmt man an, dass die Majorana-Masse deutlich größer ist als die Dirac-Masse, dann ergeben sich die Eigenwerte zu

$$m_{\pm} \approx \frac{1}{2}M \pm \left(M + \frac{2m_D^2}{M} \right) \quad (2.9)$$

und erzeugen ein sehr leichtes Neutrino (ν) und ein sehr schweres Neutrino (N), deren Massen durch

$$|m_{\nu}| \approx \frac{m_D^2}{M} \text{ und } m_N \approx M \quad (2.10)$$

gegeben sind. Ist die Dirac-Masse in der Größenordnung der anderen Fermionen, also im Bereich von 1 GeV und die Majorana-Masse im Bereich von 10^{11} GeV, ergibt sich die Masse der leichten Neutrinos zu 0,01 eV, was mit aktuellen Messwerten vereinbar ist. Es sind auch kleinere Werte für M möglich, falls m_D entsprechend kleiner gewählt wird.

Bei drei leichten und drei schweren Masseneigenzuständen schreiben sich die schwachen Eigenzustände als [20]

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_{\mu} \\ \nu_{\tau} \end{bmatrix}_L = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix}_L + \begin{bmatrix} V_{e1} & V_{e2} & V_{e3} \\ V_{\mu1} & V_{\mu2} & V_{\mu3} \\ V_{\tau1} & V_{\tau2} & V_{\tau3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{bmatrix}_L^c, \quad (2.11)$$

dabei sind ν_i die leichten Masseneigenzustände, N_j die schweren Masseneigenzustände und $U_{\ell i}$ bzw. $V_{\ell j}$ der Anteil des Masseneigenzustandes i bzw. j im schwachen Eigenzustand ℓ .

2.2 Teilchenzerfälle

Bei einem Teilchenzerfall wandelt sich ein Teilchen spontan in zwei oder mehr andere Teilchen um. Dabei ist zu beachten, dass u.a. Ladungs-, Energie- und Impulserhaltung gelten müssen. Eine wichtige Kenngröße eines Teilchenzerfalls ist die Lebensdauer (genauer: mittlere

Lebensdauer) des Teilchens. Für mehrere identische Ausgangsteilchen gibt sie die Zeit an, nach der nur noch $\frac{1}{e}$ nicht zerfallen sind. Für nur ein Ausgangsteilchen bedeutet das, dass die Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen noch nicht zerfallen ist, $\frac{1}{e}$ beträgt. Die Kenntnis der Lebensdauer ist wichtig, da nur Teilchen mit ausreichend großen Lebensdauern im Detektor registriert werden können. In der Teilchenphysik wird jedoch selten direkt mit der Lebensdauer gearbeitet, sondern eher mit der Zerfallsbreite Γ , welche mit der Lebensdauer über die Gleichung

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (2.12)$$

zusammenhängt. Der Vorteil der Zerfallsbreite ist, dass wenn es mehrere Zerfallskanäle $i \rightarrow f$ gibt, sich die gesamte Zerfallsbreite als Summe der einzelnen Zerfallsbreiten

$$\Gamma = \sum_f \Gamma_{i \rightarrow f} \quad (2.13)$$

berechnet. Dabei beschreibt i den Anfangszustand und f den Endzustand. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmter Zerfallskanal gewählt wird, nennt man Verzweigungsverhältnis, kurz BR, und ermittelt sich aus dem Verhältnis der Zerfallsbreite des Kanals zur gesamten Zerfallsbreite über

$$\text{BR}_{i \rightarrow f} = \frac{\Gamma_{i \rightarrow f}}{\Gamma}. \quad (2.14)$$

Um die Zerfallsbreite eines bestimmten Zerfallskanals zu berechnen wird Fermis Goldene Regel

$$\Gamma_{fi} = 2\pi |T_{fi}|^2 \rho(E_i) \quad (2.15)$$

bzw.

$$\Gamma_{fi} = 2\pi \int |T_{fi}|^2 \delta(E_i - E) dn \quad (2.16)$$

verwendet. Dabei ist

$$T_{fi} = \langle f | V | i \rangle \quad (2.17)$$

das Übergangsmatrixelement, $\rho(E_i)$ die Zustandsdichte und dn die Zahl der Endzustände mit $E_n \in [E, E + dE]$. Für eine relativistische Formulierung wird das Übergangsmatrixelement durch ein lorentzinvariantes Matrixelement

$$\mathcal{M}_{fi} = (2E_1 \cdot 2E_2 \cdot \dots)^{\frac{1}{2}} T_{fi} \quad (2.18)$$

ersetzt. Die Zerfallsbreite im Ruhesystem des Ausgangsteilchen ergibt sich schlussendlich zu

$$\Gamma_{fi} = \frac{(2\pi)^4}{2E_i} \int |\mathcal{M}_{fi}|^2 \delta(E_i - \sum_{a=1}^N E_a) \delta^3(\vec{p}_i - \sum_{a=1}^N \vec{p}_a) \prod_{a=1}^N \frac{d^3\vec{p}_a}{(2\pi)^3 2E_a}, \quad (2.19)$$

wobei E_j die Energien, p_j die Impulse der einzelnen Teilchen und $\prod_{a=1}^N \frac{d^3\vec{p}_a}{(2\pi)^3 2E_a}$ das lorentz-invariante Phasenraumelement sind [18]. Um die Zerfallsbreite zu bestimmen, müssen das Matricelement und der Phasenraum bekannt sein.

Um letztendlich die Kinematik der Endzustandsteilchen in der Simulation festzulegen, wird der so genannte Hit-or-Miss-Algorithmus verwendet [21]. Dafür nimmt man zufällig einen Phasenraumpunkt $\bar{x}$, berechnet $d\Gamma(x)$ und ermittelt $R = \frac{d\Gamma(x)}{d\Gamma_{max}}$. Danach wählt man zufällig eine Zahl r zwischen 0 und 1 und wenn $R < r$ ist, so bekommen die Endprodukte die zu $\bar{x}$ passende Kinematik. Ansonsten wird das Ergebnis verworfen und von vorne begonnen. Mit dieser Methode wird sichergestellt, dass die Kinematik der Endzustandsteilchen bei mehreren Zerfällen die korrekte Verteilung aufweist. Phasenraumpunkte mit einer großen differentiellen Zerfallsbreite werden deutlich häufiger akzeptiert als Punkte mit einer geringen Breite.

2.3 Zerfälle des schweren Neutrinos

Das schwere Neutrino interagiert, wie die leichten Neutrinos auch, nur durch die schwache Wechselwirkung, zerfällt also ausschließlich durch schwache Prozesse. Auf führender Ordnung besteht die Möglichkeit in ein Neutrino oder Antineutrino und ein virtuelles Z-Boson zu zerfallen. Letzteres zerfällt weiter in ein beliebiges Fermion und dessen Antiteilchen. Außerdem ist der Zerfall in ein Lepton oder Antilepton und ein passend geladenes W-Boson möglich. Das virtuelle W-Boson zerfällt seinerseits in ein up-Typ und ein down-Typ Quark oder ein Lepton und ein Neutrino. Die zu diesen Zerfällen gehörigen Feynmandiagramme sind in Abbildung 2.1 bzw. 2.2 zu sehen.

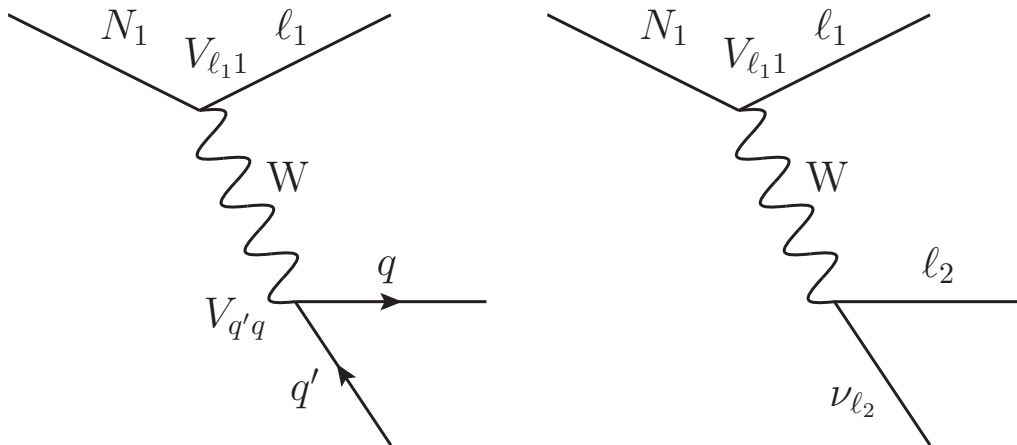


Abbildung 2.1: Feynmandiagramme für Zerfälle durch geladene Ströme

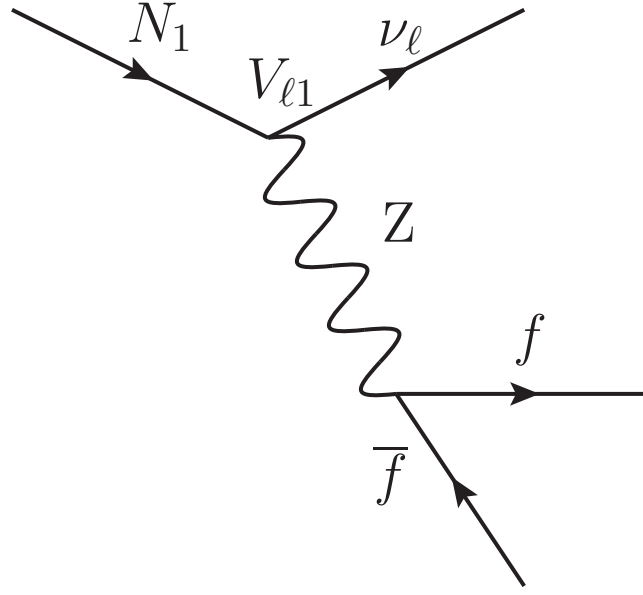


Abbildung 2.2: Feynmandiagramm für Zerfälle durch neutrale Ströme

Für die Berechnung der Matrixelemente sind mehrere Dinge zu beachten. Zum einen ist auf die Mischung der Quark-Flavours Rücksicht zu nehmen. Die direkte Kopplung an das W-Boson findet nicht an die Masseneigenzustände der Quarks statt, sondern wird durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

kurz CKM-Matrix, vermittelt. Der Strom, bei dem unter Abstrahlung eines W-Bosons ein down-Quark in ein up-Quark umgewandelt wird, lautet somit, in Masseneigenzuständen ausgedrückt, [18]

$$j_{du}^\mu = -i \frac{g_W}{\sqrt{2}} V_{ud} \bar{u} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) d. \quad (2.21)$$

Dabei sind die Werte der CKM-Matrix nach den aktuellsten Messungen als [22]

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,97434^{+0,00011}_{-0,00012} & 0,22506 \pm 0,00050 & 0,00357 \pm 0,00015 \\ 0,22492 \pm 0,00050 & 0,97351 \pm 0,00013 & 0,0411 \pm 0,0013 \\ 0,00875^{+0,00032}_{-0,0003} & 0,0403 \pm 0,0013 & 0,99915 \pm 0,00005 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

gegeben. Es ist klar zu erkennen, dass die Matrix nahezu diagonal, also eine Mischung zwischen Generationen unwahrscheinlich, ist.

Zum anderen führt die analoge Mischung der Neutrinos zu dem zusätzlichen Faktor $V_{\ell 1}$ an Vertices mit dem schweren Neutrino. Durch aktuelle Messungen werden die Mischungselemente

auf [20]

$$|V_{e1}|^2 < 0,003 \quad (2.23)$$

$$|V_{\mu 1}|^2 < 0,003 \quad (2.24)$$

$$|V_{\tau 1}|^2 < 0,006 \quad (2.25)$$

beschränkt, wobei die Grenzwerte im allgemeinen von der Masse abhängig sind.

Des Weiteren treten in den Matrixelementen der Zerfälle Terme der Form

$$\frac{-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / m_W^2)}{q^2 - m_W^2} \quad (2.26)$$

auf, welche den W-Propagator beschreiben [18]. Ist der Impulsübertrag jedoch sehr klein gegenüber der Masse des W-Boson, was z.B. hier der Fall ist, dann vereinfacht sich der W-Propagator. In 2.3 ist dieser Effekt für das Feynmandiagramm des inversen Betazerfalls zu sehen.

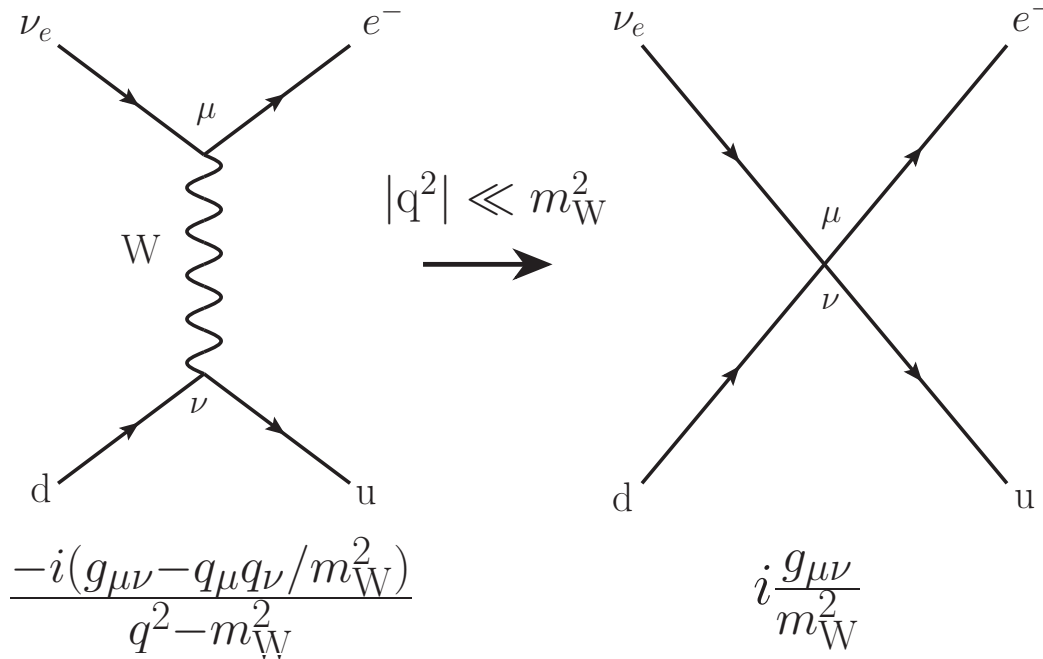


Abbildung 2.3: Feynmandiagramm des inversen Betazerfalls mit Term für den W-Propagator und Grenzfall für kleinen Impulsübertrag

Insgesamt gilt für das Matrixelement des leptonischen Zerfalls des schweren Neutrinos durch geladene Ströme

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} L_1^\mu L_{2,\mu}, \quad (2.27)$$

wobei

$$L_1^\mu = \bar{u}_{\ell_1} V_{\ell 1} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_{N_1}, \quad (2.28)$$

$$L_{2,\mu} = \bar{u}_{\nu_{\ell_2}} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_{\ell_2} \quad (2.29)$$

und

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g_W^2}{m_W^2}. \quad (2.30)$$

Das rechte Diagramm aus 2.1 vereinfacht sich also zu 2.4. Für Zerfälle in Quarks und damit

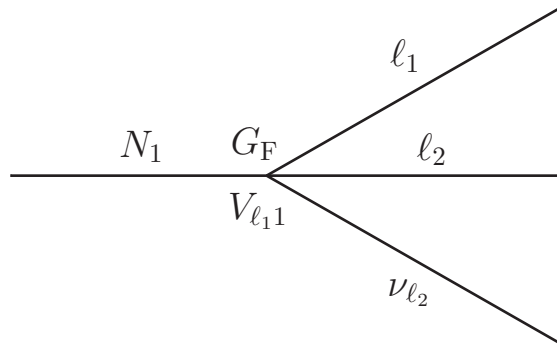


Abbildung 2.4: Effektives Feynmandiagramm für den Zerfall eines schweren Neutrinos mit $m_{N_1} \ll m_W$ durch geladenen Strom

Hadronen sind noch Effekte der starken Wechselwirkung zu berücksichtigen, welche für geladene Ströme analog zu den bereits vorhandenen τ -Zerfällen implementiert werden.

Dabei haben die Ströme z.B. die Form [21]

$$J_\mu^{0 \rightarrow P}(p) = i f_P V p_\mu \quad (2.31)$$

für die Erzeugung eines einzelnen pseudoskalaren Mesons und

$$J_\mu^{0 \rightarrow V}(p) = f_V m_0 V \epsilon_\mu(p_0, \lambda_0) \quad (2.32)$$

für die Erzeugung eines Vektormesons, wobei f_M die Zerfallskonstante des jeweiligen Mesons, welche im Anhang in A.6 zu finden sind, und V das zugehörige CKM-Matrixelement ist. Die verschiedenen Ströme für die Erzeugung mehrerer Mesonen gleichzeitig sind komplizierter und können z.B. in [21] nachgeschlagen werden.

Für Zerfälle durch neutrale Ströme kann analog zu den geladenen Strömen vorgegangen werden. Der Z-Propagator ist für kleine Impulsüberträge durch

$$i \frac{g_{\mu\nu}}{m_Z^2} \quad (2.33)$$

und der Z-Vertex durch [18]

$$-i \frac{g_W}{\cos \theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (c_V - c_A \gamma^5) \quad (2.34)$$

gegeben. Dabei sind $m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}$, $c_V = I_W^{(3)} - 2Q \sin^2 \theta_W$, $c_A = I_W^{(3)}$ und $\sin^2 \theta_W \approx 0,231$. Das Matricelement ergibt sich also zu

$$\mathcal{M} = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} L_1^\mu L_{2,\mu}, \quad (2.35)$$

wobei diesmal

$$L^\mu = \bar{u}_{\nu_{\ell 1}} V_{\ell 1} \gamma^\mu (c_V - c_A \gamma^5) u_{N_1} \quad (2.36)$$

gilt. Der größte Unterschied ist hierbei, dass die hadronischen Zerfälle nicht direkt von den schon implementierten τ -Zerfällen übernommen werden können. Bei diesen werden in Anlehnung an [20] f_P durch $\frac{f_P}{2\sqrt{2}}$ und f_V durch $\frac{\kappa f_V}{4}$ ersetzt, was aus der unterschiedlichen Kopplung der Quarks an das Z-Boson resultiert.

Des Weiteren ist darauf zu achten, dass bei zwei Arten von Zerfällen nicht nur eins, sondern zwei Feynmandiagramme zu dem Zerfall beitragen. Diese sind in Abbildung 2.5 dargestellt.

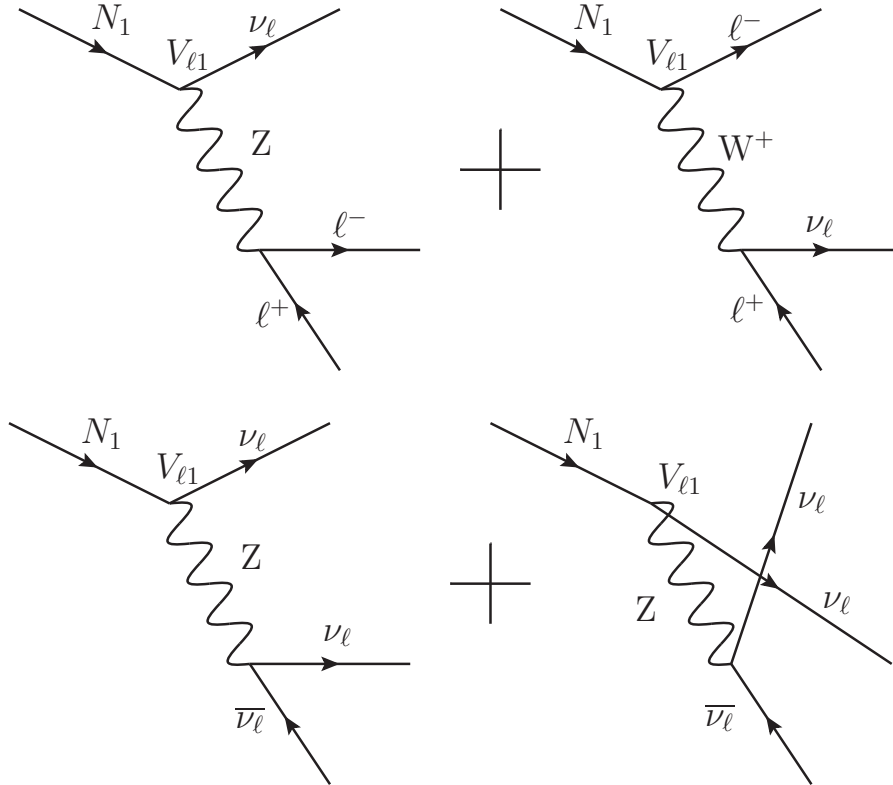


Abbildung 2.5: Feynmandiagramme des Zerfalls des schweren Neutrinos in ein Neutrino und ein Lepton-Antilepton-Paar bzw. Neutrino-Antineutrino-Paar der selben Generation

3 Implementation in Sherpa

3.1 Implementation des schweren Neutrinos

Die Implementation des Zerfalls des schweren Neutrinos fand fast ausschließlich im Modul `HADRONS++` statt. Der erste Schritt, damit `SHERPA` mit einem neuen Teilchen bzw. einer Wechselwirkung umgehen kann, ist es, ein neues Modell hinzuzufügen. Das war in diesem Fall das `Seesaw_TypeI_UFO`-Modell [20, 23, 24, 25], welches mit Hilfe von `Sherpa-generate-model` in ein von `SHERPA` lesbares Format umgewandelt wurde. Um das `HADRONS++` Modul mit dem Teilchen vertraut zu machen, wurde folgendes getan:

1. Massen und Mischungsverhältnisse in der erzeugten `Run.dat` Datei anpassen
2. Zerfallstabelle `Decaydata/N1/Decays.dat` anlegen
3. Zerfallskanäle, BR und Dateien für Zerfallskinetik eingeben
4. Zuordnung der Zerfallstabelle zu der PDG-Nummer des Teilchens (9900012) in `Decaydata/HadronDecays.dat`

Eine Beispiel `Run.dat` ist im Anhang in A.4 zu finden.

Als letzter Schritt mussten für die entsprechenden Zerfallskanäle die Matrixelemente eingetragen werden, um die Zerfallskinetik korrekt zu beschreiben. Dafür wurden die in 2.3 angegebenen Ströme verwendet.

Jedoch waren Änderungen der Ströme nötig, damit die Faktoren für die Mischung des schweren Neutrinos korrekt berechnet werden konnten. Deshalb wurden die Faktoren in den Dateien `HADRONS++/Current_Library/VA_F_F.C` und `VA_F_F.H` implementiert.

Möchte man die Mischungsverhältnisse ändern, so müssen sie sowohl in der `Run.dat`, als auch in der `VA_F_F.C`-Datei auf die gewünschten Werte gesetzt werden. Ebenso wurden die CKM-Matrixelemente in der `HADRONS++/Main/Tools.C` und die Zerfallskonstanten der Mesonen in den `Current_Library/VA_0_P.C` bzw. `VA_0_V.C` aktualisiert und teilweise komplett implementiert. Gab es für einen Zerfallskanal mehrere Diagramme, so wurden die entsprechenden Ströme einfach untereinander geschrieben. Dabei ist darauf zu achten, dass, nach den Feynmanregeln, vor die zweite Zeile ein Minus geschrieben werden muss, da sonst nicht das korrekte Ergebnis herauskommt.

Für Zerfälle in mehrere Mesonen wurden die in den τ -Zerfällen verwendeten Ströme verwendet, wobei für Zerfälle in vier Pionen noch zusätzliche Phasenraumdateien erstellt werden müssen. Sind alle Verzweigungsverhältnisse bekannt, kann der Zerfall des schweren Neutrinos jetzt durch das **HADRONS++** Modul simuliert werden.

Standardmäßig lässt **SHERPA** das schwere Neutrino jedoch mit Hilfe von **HARD_DECAYS** [26, 27], was auf perturbativen Berechnungen der Matrixelemente beruht, zerfallen. Daher wurden für das Neutrino in der Fragmentation und **HARD_DECAYS** Ausnahmen eingebaut, welche es in diesen Abschnitten der Simulation unberührt lassen bzw. in die Hadronzerfälle weiterleiten.

3.2 Zerfallstabellen

Sind die BR der einzelnen Kanäle jedoch noch nicht bekannt, so können sie mit Hilfe von **SHERPA** ermittelt werden. Dies geschieht unter Verwendung der Matrixelemente der Zerfallskanäle. Für jeden angegebenen Kanal, der nicht die Energieerhaltung verletzt, berechnet **SHERPA** vor dem Zerfall die Zerfallsbreite. Für die Kanäle, für die ein Vergleich möglich ist, stimmen diese Ergebnisse mit den theoretischen Werten [20]

$$\Gamma^{\ell P} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell^- P^+) = \frac{G_F^2}{16\pi} f_P^2 |V_{qq'}|^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 \quad (3.1)$$

$$\Gamma^{\nu_\ell P} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_\ell P^0) = \frac{G_F^2}{64\pi} f_P^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 \quad (3.2)$$

$$\Gamma^{\ell V} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell^- V^+) = \frac{G_F^2}{16\pi} f_P^2 |V_{qq'}|^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 \quad (3.3)$$

$$\Gamma^{\nu_\ell V} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_\ell V^0) = \frac{G_F^2}{2\pi} \kappa_V^2 f_P^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 \quad (3.4)$$

$$\Gamma^{\ell_1 \ell_2 \nu_{\ell_2}} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell_1^- \ell_2^+ \nu_{\ell_2}) = \frac{G_F^2}{192\pi} |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^5 \quad (3.5)$$

$$\Gamma^{\nu_{\ell_1} \ell_2 \ell_2} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_{\ell_1} \ell_2^- \ell_2^+) = \frac{G_F^2}{96\pi} |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^5 [\alpha_1 + \delta_{\ell_1 \ell_2} \alpha_2] \quad (3.6)$$

$$\Gamma^{\nu_{\ell_1} \nu \nu} \equiv \sum_{\ell_2=e}^{\tau} \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_{\ell_1} \nu_{\ell_2} \bar{\nu}_{\ell_2}) = \frac{G_F^2}{96\pi} |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^5 \quad (3.7)$$

überein. Dabei sind dies die Formeln für masselose Endzustandsteilchen. Die kompletten Formeln sind im Anhang in A.1 zu finden.

Aus der Gesamtheit der berechneten Zerfallsbreiten kann man eine Gesamtbreite ermitteln und aus den Verhältnissen der einzelnen Breiten zu dieser die jeweiligen BR bestimmen. Da jedoch die Möglichkeit besteht, dass nicht alle Zerfallskanäle im **HADRONS++** Modul implementiert wurden, sollte man vorsichtig sein. Eine andere Möglichkeit, die BR zu ermitteln, ist es, die Gesamtbreite durch **HARD_DECAYS** berechnen zu lassen. Dafür setzt man in seiner **Run.dat** **HARD_DECAYS=1**, **DECAY_NEUT_HARD=1**, **MASSIVE[15]=1**, **MASSIVE[13]=1**, **MASSIVE[11]=1** und startet **SHERPA**. Die ausgegebene Gesamtbreite sollte aber nicht direkt verwendet werden, da

die Breiten für die Kanäle mit zwei relevanten Feynmandiagrammen nicht korrekt berechnet werden. Diese sollten durch die Ergebnisse des `HADRONS++` Moduls korrigiert werden. Ebenso ist darauf zu achten, dass bestimmte Zerfälle nicht doppelt gezählt werden, weil diese bereits in den Zerfällen zu mehreren Pionen und Kaonen als Resonanzen vorhanden sind, z.B. Zerfälle in $K^{*\pm}$ und $\rho^\pm$. Sind alle BR berechnet, müssen sie nur noch in die entsprechende `Decays.dat` eingetragen werden.

Möchte man den Zerfall des Neutrinos bei verschiedenen Massen simulieren, bietet es sich an, im Ordner `Decaydata` für jede Masse einen eigenen Ordner anzulegen und beim Ändern der Masse diese einmal in der `Run.dat` anzupassen und in der `HadronDecays.dat` Datei auf die der Masse entsprechende `Decays.dat` zu verweisen.

Die Zerfallstabelle des schweren Neutrinos bei einer Masse von $m_{N_1} = 1,777 \text{ GeV}$ ist in Tabelle 3.1 zu sehen. Dabei fällt auf, dass die Summe der BR nicht wie erwartet 1 ergibt. Dies kann entweder daran liegen, dass die Zerfälle in mehrere Mesonen ungenau implementiert sind oder, dass es noch mehr Zerfallskanäle gibt, die hier nicht mit berücksichtigt wurden. Da sich bei zunehmender Masse immer mehr mögliche Zerfallskanäle ergeben und dort die Diskrepanz zwischen der Summe aller implementierten Kanäle und der gesamten Breite vergrößert, ist es wahrscheinlich, dass es an nicht beachteten Kanälen liegt. Die Zerfallstabellen einiger anderer Massen sind im Anhang in A.3 zu finden. Dabei sind die Zerfallskanäle mit 4 Pionen mit den `PhaseSpaceFunctions` für eine Masse von $1,777 \text{ GeV}$ generiert worden, was die Breiten wahrscheinlich unphysikalisch macht.

Um dieses Problem zu umgehen bzw. zu beheben, können alle oder nur bestimmte Kanäle so hochskaliert werden, dass die Summe 1 ergibt. Das Problem beim hochskalieren aller Kanäle ist, dass die BR aller Kanäle verändert werden, insbesondere auch der, bei denen die tatsächliche BR genau bekannt ist. Es ist also empfehlenswert nur die BR von Kanälen zu ändern, bei denen sie nicht genau bekannt ist. Da es aber für das schwere Neutrino bei größeren Massen keine Vergleichswerte gibt, ist unklar, welche Kanäle verändert werden sollten, wobei die Breiten der Kanäle mit Null oder einem Meson aus der Theorie sehr gut bekannt sind und konstant gelassen werden sollten.

Tabelle 3.1: Zerfallstabelle des schweren Neutrinos bei einer Masse von $1,777 \text{ GeV}$ mit einer Gesamtbreite von $4,607 \times 10^{-14} \text{ GeV}$

Zerfallskanal	BR[%]	Zerfallskanal	BR[%]	Zerfallskanal	BR[%]
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e$	0,656	$\eta'(958) \bar{\nu}_\mu$	0,145	$K^- \pi \pi \mu^+$	0,024
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e$	0,661	$\eta'(958) \bar{\nu}_\tau$	0,291	$K^+ K^- \pi^- \mu^+$	0,011
$\nu_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	0,656	$\pi^+ \pi \mu^-$	3,312	$K^- K(S) \pi \mu^+$	0,010
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	0,662	$K^+ K(S) \mu^-$	0,013	$K^- K(L) \pi \mu^+$	0,010
$\nu_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	1,319	$K^+ K(L) \mu^-$	0,013	$K(S) \pi^- K(L) \mu^+$	0,011

Zerfallskanal	BR[%]	Zerfallskanal	BR[%]	Zerfallskanal	BR[%]
$\nu_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1,308	$K(S)\pi^+\mu^-$	0,067	$K(S)K(S)\pi^-\mu^+$	0,005
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_e$	0,656	$\pi^+ K(L)\mu^-$	0,068	$\pi^- K(L)K(L)\mu^+$	0,002
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_e$	0,664	$K^+\pi\mu^-$	0,069	$K^+K^-K^-\mu^+$	0,000
$\bar{\nu}_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	0,658	$\pi^+\pi e^-$	3,420	$K(S)\pi^+\pi\mu^-$	0,109
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\mu$	0,658	$K^+K(S)e^-$	0,014	$\pi^+K(L)\pi\mu^-$	0,112
$\bar{\nu}_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	1,313	$K^+K(L)e^-$	0,014	$K^+\pi^+\pi^-\mu^-$	0,105
$\bar{\nu}_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1,333	$K(S)\pi^+e^-$	0,073	$K^+\pi\pi\mu^-$	0,024
$\nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$	1,320	$\pi^+K(L)e^-$	0,070	$K^+K^-\pi^+\mu^-$	0,011
$\nu_\mu \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1,317	$K^+\pi e^-$	0,072	$K^+K(S)\pi\mu^-$	0,009
$\nu_\tau \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	2,638	$\pi^-\pi e^+$	3,364	$K^+K(L)\pi\mu^-$	0,009
$\nu_e \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e$	1,318	$K^-K(S)e^+$	0,014	$K(S)\pi^+K(L)\mu^-$	0,011
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$	1,306	$K^-K(L)e^+$	0,014	$K(S)K(S)\pi^+\mu^-$	0,005
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\tau$	2,613	$K(S)\pi^-e^+$	0,069	$\pi^+K(L)K(L)\mu^-$	0,002
$\nu_e e^- e^+$	1,544	$\pi^-K(L)e^+$	0,070	$K^+K^+K^-\mu^-$	0,000
$\nu_\mu e^- e^+$	0,333	$K^-\pi e^+$	0,071	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi e^-$	0,297
$\nu_\tau e^- e^+$	0,658	$\pi^-\pi\mu^+$	3,337	$\pi^+\pi\pi\pi e^-$	0,026
$\mu^-\mu^+\nu_e$	0,312	$K^-K(S)\mu^+$	0,013	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi\mu^-$	0,283
$\nu_\mu \mu^-\mu^+$	1,468	$K^-K(L)\mu^+$	0,013	$\pi^+\pi\pi\pi\mu^-$	0,024
$\nu_\tau \mu^-\mu^+$	0,617	$K(S)\pi^-\mu^+$	0,070	$\pi^+\pi^-\pi^-\pi e^+$	0,306
$\bar{\nu}_e e^- e^+$	1,532	$\pi^-K(L)\mu^+$	0,068	$\pi^-\pi\pi\pi e^+$	0,025
$\bar{\nu}_\mu e^- e^+$	0,329	$K^-\pi\mu^+$	0,069	$\pi^+\pi^-\pi^-\pi\mu^+$	0,282
$\bar{\nu}_\tau e^- e^+$	0,655	$\pi^+\pi\pi e^-$	1,438	$\pi^-\pi\pi\pi\mu^+$	0,024
$\mu^-\mu^+\bar{\nu}_e$	0,313	$\pi^+\pi^+\pi^-e^-$	1,369	$\rho(770)\nu_e$	0,103
$\bar{\nu}_\mu \mu^-\mu^+$	1,488	$\pi^+\pi\pi\mu^-$	1,386	$\rho(770)\nu_\mu$	0,103
$\bar{\nu}_\tau \mu^-\mu^+$	0,625	$\pi^+\pi^+\pi^-\mu^-$	1,372	$\rho(770)\nu_\tau$	0,206
$\nu_\mu \mu^+e^-$	2,503	$\pi^-\pi\pi e^+$	1,448	$\rho(770)\bar{\nu}_e$	0,103
$\bar{\nu}_\mu \mu^-e^+$	2,574	$\pi^+\pi^-\pi^-e^+$	1,383	$\rho(770)\bar{\nu}_\mu$	0,103
$\mu^-\nu_e e^+$	2,558	$\pi^-\pi\pi\mu^+$	1,368	$\rho(770)\bar{\nu}_\tau$	0,206
$\mu^+\bar{\nu}_e e^-$	2,590	$\pi^+\pi^-\pi^-\mu^+$	1,362	$K^*(892)\nu_e$	0,468
tot. Leptonen	41,155	$K(S)\pi^-\pi e^+$	0,115	$K^*(892)\nu_\mu$	0,468
$\pi\nu_e$	0,206	$\pi^-K(L)\pi e^+$	0,116	$K^*(892)\nu_\tau$	0,935
$\pi\nu_\mu$	0,206	$K^-\pi^+\pi^-e^+$	0,108	$\bar{K}^*(892)\nu_e$	0,468
$\pi\nu_\tau$	0,413	$K^-\pi\pi e^+$	0,025	$\bar{K}^*(892)\nu_\mu$	0,468
$\pi\bar{\nu}_e$	0,206	$K^+K^-\pi^-e^+$	0,013	$\bar{K}^*(892)\nu_\tau$	0,935
$\pi\bar{\nu}_\mu$	0,206	$K^-K(S)\pi e^+$	0,011	$K^*(892)\bar{\nu}_e$	0,468
$\pi\bar{\nu}_\tau$	0,413	$K^-K(L)\pi e^+$	0,011	$K^*(892)\bar{\nu}_\mu$	0,468
π^+e^-	1,584	$K(S)\pi^-K(L)e^+$	0,012	$K^*(892)\bar{\nu}_\tau$	0,935
π^-e^+	1,584	$K(S)K(S)\pi^-e^+$	0,006	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_e$	0,468
$\pi^+\mu^-$	1,567	$\pi^-K(L)K(L)e^+$	0,002	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_\mu$	0,468
$\pi^-\mu^+$	1,567	$K^+K^-K^-e^+$	0,000	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_\tau$	0,935
K^+e^-	0,109	$K(S)\pi^+\pi e^-$	0,115	$\phi(1020)\nu_e$	0,463
K^-e^+	0,109	$\pi^+K(L)\pi e^-$	0,117	$\phi(1020)\nu_\mu$	0,463
$K^+\mu^-$	0,108	$K^+\pi^+\pi^-e^-$	0,107	$\phi(1020)\nu_\tau$	0,927
$K^-\mu^+$	0,108	$K^+\pi\pi e^-$	0,025	$\phi(1020)\bar{\nu}_e$	0,463
$\eta\nu_e$	0,275	$K^+K^-\pi^+e^-$	0,013	$\phi(1020)\bar{\nu}_\mu$	0,463

Zerfallskanal	BR[%]	Zerfallskanal	BR[%]	Zerfallskanal	BR[%]
$\eta\nu_\mu$	0,275	$K^+K(S)\pi e^-$	0,011	$\phi(1020)\bar{\nu}_\tau$	0,927
$\eta\nu_\tau$	0,549	$K^+K(L)\pi e^-$	0,011	$\omega(782)\nu_e$	0,080
$\eta\bar{\nu}_e$	0,275	$K(S)\pi^+K(L)e^-$	0,012	$\omega(782)\nu_\mu$	0,080
$\eta\bar{\nu}_\mu$	0,275	$K(S)K(S)\pi^+e^-$	0,006	$\omega(782)\nu_\tau$	0,161
$\eta\bar{\nu}_\tau$	0,549	$\pi^+K(L)K(L)e^-$	0,002	$\omega(782)\bar{\nu}_e$	0,080
$\eta'(958)\nu_e$	0,145	$K^+K^+K^-e^-$	0,000	$\omega(782)\bar{\nu}_\mu$	0,080
$\eta'(958)\nu_\mu$	0,145	$K(S)\pi^-\pi\mu^+$	0,112	$\omega(782)\bar{\nu}_\tau$	0,161
$\eta'(958)\nu_\tau$	0,291	$\pi^-K(L)\pi\mu^+$	0,112	tot. Hadronen	52,812
$\eta'(958)\bar{\nu}_e$	0,145	$K^-\pi^+\pi^-\mu^+$	0,105	Insgesamt	93,966

Zusammengefasst ist der Ablauf, wenn man das Neutrino bei einer anderen Masse zerfallen lassen möchte, wie folgt:

1. `Sherpa-generate-model` auf das `Seesaw_TypeI_UF0`-Modell anwenden
2. `Run.dat` in den entsprechenden Ordner kopieren
3. Masse und Mischungsverhältnisse in der `Run.dat` anpassen
4. Mischungsverhältnisse in `VA_F_F.C` anpassen
5. eventuell zusätzliche Zerfallskanäle in `Decaydata/N1/Decays.dat` hinzufügen
6. Zerfallskanaldati anlegen und entsprechenden Strom eintragen
7. gegebenenfalls Zerfallskonstante in `VA_0_P` bzw. `VA_0_V` eintragen
8. `PhaseSpaceFunctions` generieren
9. Neutrino mit beliebigen BR zerfallen lassen, um Breiten zu erhalten
10. `HARD_DECAYS=1`, `DECAY_NEUT_HARD=1`, `MASSIVE[15]=1`, `MASSIVE[13]=1`, `MASSIVE[11]=1` setzen und `SHERPA` ausführen
11. Gesamtbreite ablesen, Werte für Kanäle mit zwei Diagrammen subtrahieren und durch entsprechende Breiten der Hadronzerfälle ersetzen
12. BR ausrechnen
13. BR in `Decays.dat` eintragen
14. `HARD_DECAYS=0` und `DECAY_NEUT_HARD=0` setzen
15. Zerfallsbreite in der `Run.dat` auf Gesamtbreite der verwendeten Kanäle setzen
16. Das Neutrino wird jetzt mit den Hadronzerfällen zerfallen gelassen

3.3 Validierung mit Hilfe von τ -Zerfällen

Ein einfacher Plausibilitätscheck ergibt sich, indem man die Masse des schweren Neutrinos auf die Masse des τ -Lepton, also 1,777 GeV, setzt. Dieser beschränkt sich jedoch nur auf die Kanäle, die es bei beiden Teilchen gibt. Zum einen fallen damit beim Neutrino alle Kanäle weg, die neutrale Mesonen enthalten und außerdem wird bei den geladenen Zerfällen immer nur der Kanal verwendet, bei dem ein e^+ entsteht, da man sonst jeden Kanal mehrfach zählen würde. Ein Problem dabei ist leider, dass man die Ergebnisse für τ -Neutrinos und Positronen nicht vergleichen kann, weil bei dem Neutrino bei jedem Zerfall ein zusätzliches Positron entsteht, welches das mit dem τ vergleichbare Signal überlagert. Des Weiteren muss beim schweren Neutrino der Kanal $N_1 \rightarrow e^+ e^- \bar{\nu}_e$, sowie beim τ der Kanal $\tau \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$, entfernt werden. Dies liegt daran, dass es beim Neutrino für diesen Kanal noch ein zweites Diagramm gibt und man sonst auch die Ergebnisse für Elektronen und Elektronantineutrinos nicht vergleichen könnte. Den ersten Vergleich, den man hierbei anstellen kann, ist der Vergleich der von SHERPA berechneten Zerfallsbreiten für die jeweiligen Kanäle untereinander und auch mit den Werten der Particle Data Group (PDG) [22]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zu finden.

Es ist zu erkennen, dass die von SHERPA berechneten Werte zwischen N_1 - und τ -Zerfällen sehr gut übereinstimmen.

Leider stimmen beim Vergleich mit den Daten der PDG nur einige Kanäle gut überein. Dazu gehören zwar die fünf Kanäle mit den größten BR, aber schon bei den drei darauf folgenden Kanälen liefert SHERPA nur die Hälfte, ein Sechstel und das Vierfache. Die Werte der PDG liegen bei einigen Kanälen bei einem Viertel des von SHERPA berechneten Wertes, bei einem anderen ist die Breite mehr als 60 mal so groß. Die für die τ -Zerfälle implementierten Matrixelemente bzw. Ströme ergeben also nicht immer die richtigen Zerfallsbreiten.

Da SHERPA diese Matrixelemente bei den τ -Zerfällen zwar für die Kinematik jedes einzelnen Zerfalls, für die BR jedoch die Werte der PDG heranzieht, spiegelt sich dies auch in den Multiplizitäten und Energieverteilungen der Zerfallsprodukte wieder, wenn man N_1 und τ vergleicht.

Auch sorgen fehlende Kanäle, wie die, die neben einem η noch mehr Mesonen oder mehr als 4 Pionen enthalten, für eine relevante Abweichung zwischen dem Neutrino und dem τ . Diese Kanäle konnten nicht implementiert werden, da für sie nicht alle nötigen Ströme zur Verfügung stehen.

All dies ist in den Abbildungen 3.1 [28] und 3.2 zu sehen. Dabei beschreibt N1 die Werte für das Neutrino, tau die Werte für das τ , wenn nur die Kanäle aus Tabelle 3.2 erlaubt sind, und tau_voll die Werte für das τ , wenn alle Kanäle bis auf den, bei dem direkt ein Elektron entsteht, verwendet werden. Dabei ist darauf zu achten, dass das K(S)-Meson auf stabil gesetzt ist. Das Ergebnis bei instabilen K(S) ist aber analog. Explizit ist in Abbildung 3.1 erkennbar, wie die unterschiedlichen BR zwischen dem Neutrino und dem τ für Unterschiede in den Multiplizitäten des μ und $\bar{\nu}_\mu$ sorgen. Die Energieverteilungen bleiben hingegen unverändert,

Tabelle 3.2: Vergleich der Zerfallsbreiten des schweren Neutrinos bei τ -Masse mit den von Sherpa ermittelten bzw. von der PDG genommenen Breiten des τ in GeV

schweres Neutrino			τ -Lepton		
Zerfallskanal	Zerfallsbreite	Breite/ $ V_{e1} ^2$	Breite laut Sherpa	Breite laut der PDG	Zerfallskanal
$\pi^- \pi e^+$	1,550E-15	5,166E-13	5,178E-13	5,782E-13	$\pi^- \pi \nu_\tau$
$\bar{\nu}_\mu \mu^- e^+$	1,186E-15	3,953E-13	3,948E-13	3,945E-13	$\nu_\tau \bar{\nu}_\mu \mu^-$
$\pi^- e^+$	7,298E-16	2,433E-13	2,433E-13	2,454E-13	$\pi^- \nu_\tau$
$\pi^- \pi \pi e^+$	6,669E-16	2,223E-13	2,194E-13	2,100E-13	$\pi^- \pi \pi \nu_\tau$
$\pi^+ \pi^- \pi^- e^+$	6,371E-16	2,124E-13	2,161E-13	2,112E-13	$\pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau$
$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi e^+$	1,412E-16	4,707E-14	4,665E-14	1,048E-13	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \nu_\tau$
$\pi^- K(L) \pi e^+$	5,323E-17	1,774E-14	1,759E-14	1,048E-13	$\pi^- K(L) \pi \nu_\tau$
$K(S) \pi^- \pi e^+$	5,306E-17	1,769E-14	1,775E-14	4,332E-15	$K(S) \pi^- \pi \nu_\tau$
$K^- e^+$	5,018E-17	1,673E-14	1,673E-14	1,579E-14	$K^- \nu_\tau$
$K^- \pi^+ \pi^- e^+$	4,967E-17	1,656E-14	1,629E-14	7,826E-15	$K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$
$K^- \pi e^+$	3,289E-17	1,096E-14	1,092E-14	9,822E-15	$K^- \pi \nu_\tau$
$\pi^- K(L) e^+$	3,239E-17	1,080E-14	1,082E-14	9,822E-15	$\pi^- K(L) \nu_\tau$
$K(S) \pi^- e^+$	3,200E-17	1,067E-14	1,081E-14	9,527E-15	$K(S) \pi^- \nu_\tau$
$\pi^- \pi \pi \pi e^+$	1,163E-17	3,876E-15	3,968E-15	2,359E-14	$\pi^- \pi \pi \pi \nu_\tau$
$K^- \pi \pi e^+$	1,132E-17	3,774E-15	3,805E-15	1,474E-15	$K^- \pi \pi \nu_\tau$
$K^- K(L) e^+$	6,327E-18	2,109E-15	2,113E-15	1,474E-15	$K^- K(L) \nu_\tau$
$K^- K(S) e^+$	6,325E-18	2,108E-15	2,114E-15	1,679E-15	$K^- K(S) \nu_\tau$
$K^+ K^- \pi^- e^+$	5,852E-18	1,951E-15	1,967E-15	3,255E-15	$K^+ K^- \pi^- \nu_\tau$
$K(S) \pi^- K(L) e^+$	5,442E-18	1,814E-15	1,835E-15	2,450E-15	$K(S) \pi^- K(L) \nu_\tau$
$K^- K(L) \pi e^+$	5,097E-18	1,699E-15	1,685E-15	2,450E-15	$K^- K(L) \pi \nu_\tau$
$K^- K(S) \pi e^+$	5,067E-18	1,689E-15	1,682E-15	1,701E-15	$K^- K(S) \pi \nu_\tau$
$K(S) K(S) \pi^- e^+$	2,793E-18	9,311E-16	9,130E-16	5,285E-16	$K(S) K(S) \pi^- \nu_\tau$
$\pi^- K(L) K(L) e^+$	9,085E-19	3,028E-16	3,068E-16	5,285E-16	$\pi^- K(L) K(L) \nu_\tau$
$K^+ K^- K^- e^+$	2,108E-21	7,026E-19	7,144E-19	4,990E-17	$K^+ K^- K^- \nu_\tau$

da beide Teilchen nur durch einen einzigen Zerfallskanal entstehen.

Im Gegenzug ist in Abbildung 3.2 sowohl der Effekt auf die Multiplizitäten, als auch eine Veränderung der Energieverteilung des π^- sichtbar. Das liegt daran, dass die Pionen in verschiedenen Zerfallskanälen mit unterschiedlicher Anzahl und Art von anderen Teilchen entstehen, was zu unterschiedlichen Energien des Pion führt. Speziell sind die PDG-Werte für die Zerfallsbreiten in 4 Pionen deutlich größer als die von SHERPA berechneten, was zu mehr Pionen mit geringer Energie führt.

Der Peak am Ende des Spektrums ist auf den Zerfallskanal $N_1 \rightarrow e^+ \pi^-$ zurückzuführen.

Ein Vergleich der Energieverteilung des Positrons beim N_1 - und des ν_τ beim τ -Zerfall ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Auch hier wird die Energie durch die unterschiedlichen BR der verschiedenen Kanäle beeinflusst. Beim schweren Neutrino kommen außerdem noch Positronen hinzu, die durch einen seltenen Zerfall der π^0 -Mesonen entstehen. Weitere Verteilungen sind

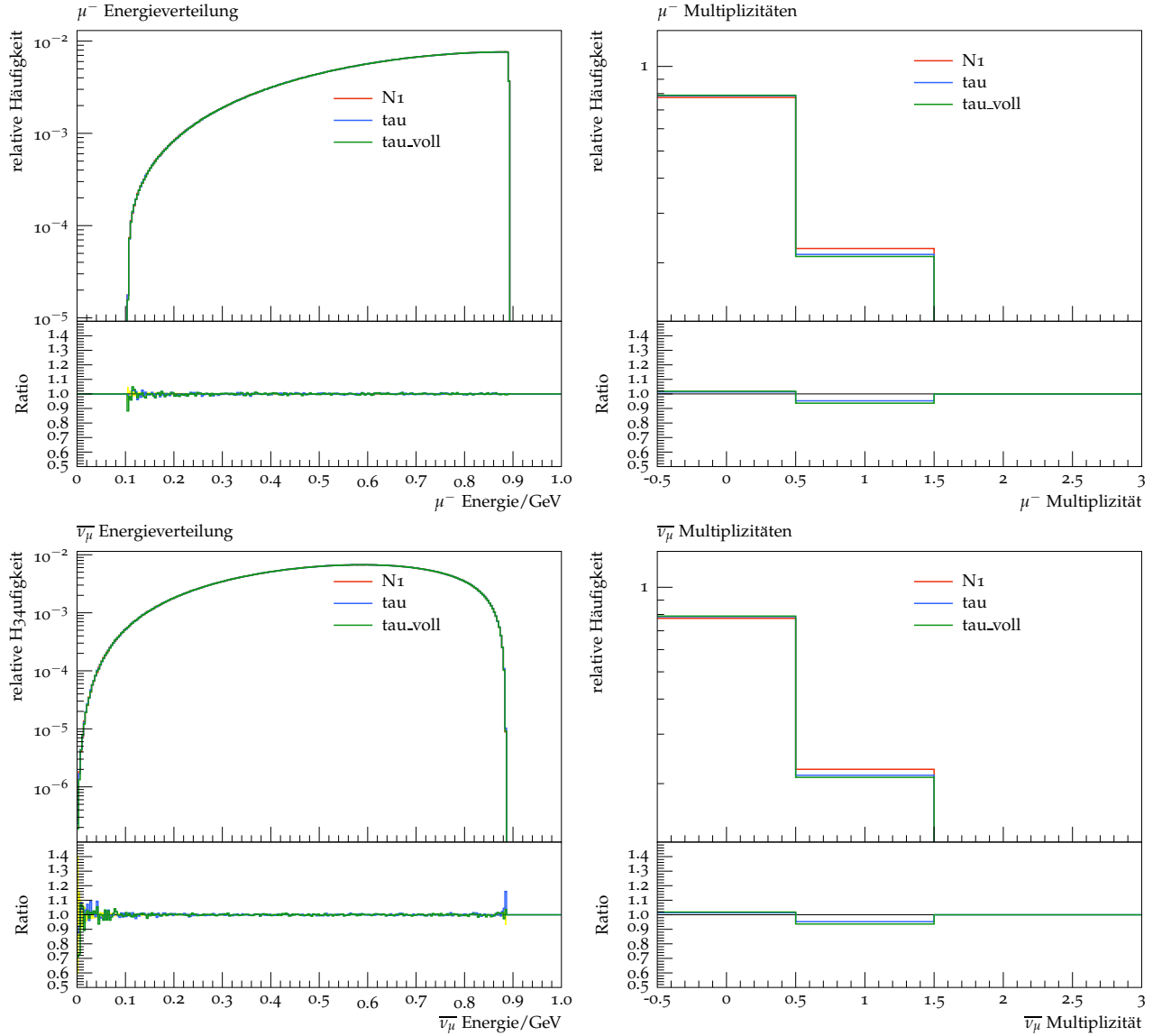


Abbildung 3.1: Vergleich der μ^- und $\bar{\nu}_\mu$ Energieverteilungen und Multiplizitäten

im Anhang in Abschnitt A.2 zu finden.

Im Zuge des Vergleichs mit dem τ wurde festgestellt, dass einige Parameter in den Strömen für die Zerfälle in mehr als ein Meson nicht korrekt gesetzt waren. Die Abweichungen wurden korrigiert und danach ein Vergleich der Energien und Multiplizitäten der Zerfallsprodukte sowohl für das τ , als auch für das schwere Neutrino durchgeführt. Einige der Ergebnisse sind in den Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellt, wobei N1 und tau_voll die Werte vor der Korrektur, und N1neu und tau_vollneu die Werte nach der Korrektur sind.

Da bei den τ -Zerfällen die BR nicht von den Strömen abhängen und die größten Änderungen in Strömen vorgenommen wurden, die nur Pionen betreffen, treten nur dort signifikante Unterschiede auf. Diese beschränken sich, wie in Abbildung 3.4 zu sehen, ausschließlich auf Pionen mit hohen Energien, weshalb die Fehler bisher unentdeckt blieben.

Bei den schweren Neutrinos hingegen werden die BR mit aus den Strömen ermittelt, weshalb

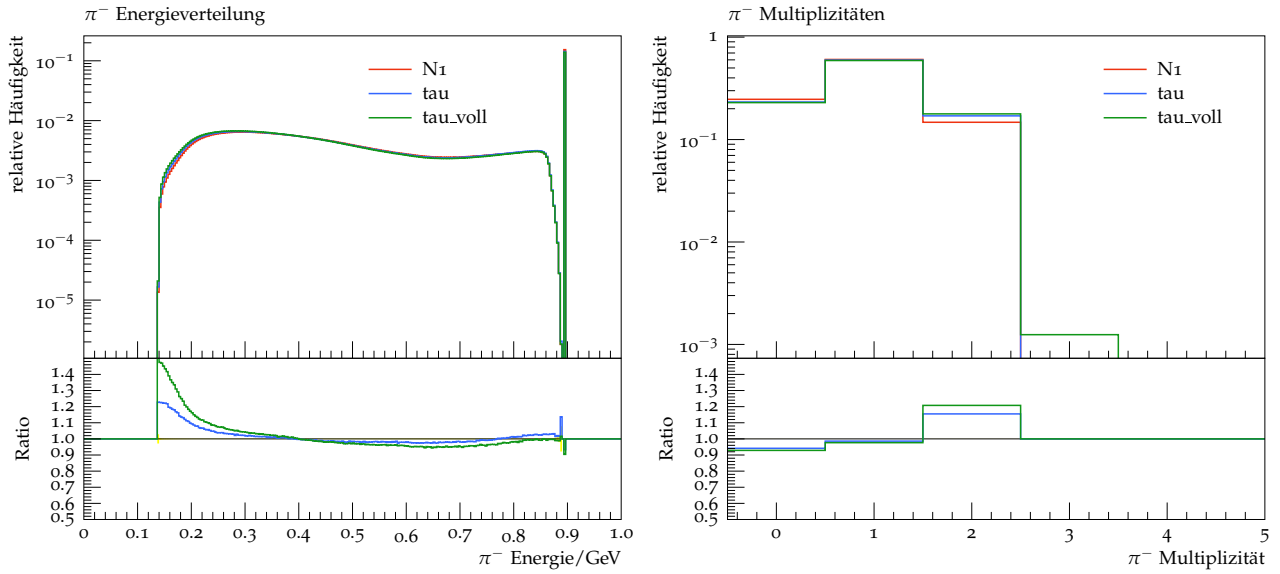


Abbildung 3.2: Vergleich der π^- Energieverteilungen und Multiplizitäten

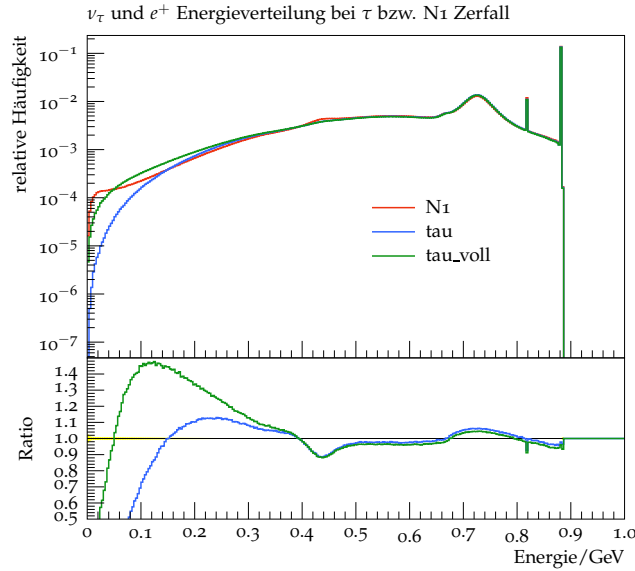


Abbildung 3.3: Vergleich der Energien der aus den N_1 -Zerfällen entstandenen Positronen mit den aus den τ -Zerfällen entstandenen ν_τ

für diese die Korrekturen relevant sind.

Insbesondere wurde die Breite des $N_1 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-e^+$ Kanals verdoppelt und die der $N_1 \rightarrow K^0\pi^-e^+$ Kanäle halbiert. Dies führt zu einer größeren Anzahl von zwei Pionen im Endzustand und einer kleineren Anzahl von K(L), K(S) und einzelnen π^- . Dies spiegelt sich auch in den Energieverteilungen wieder. In Abbildung 3.5 ist zu sehen, dass mehr Pionen mit niedriger bzw. mittlerer Energie und weniger Pionen und Kaonen hoher Energie produziert werden.

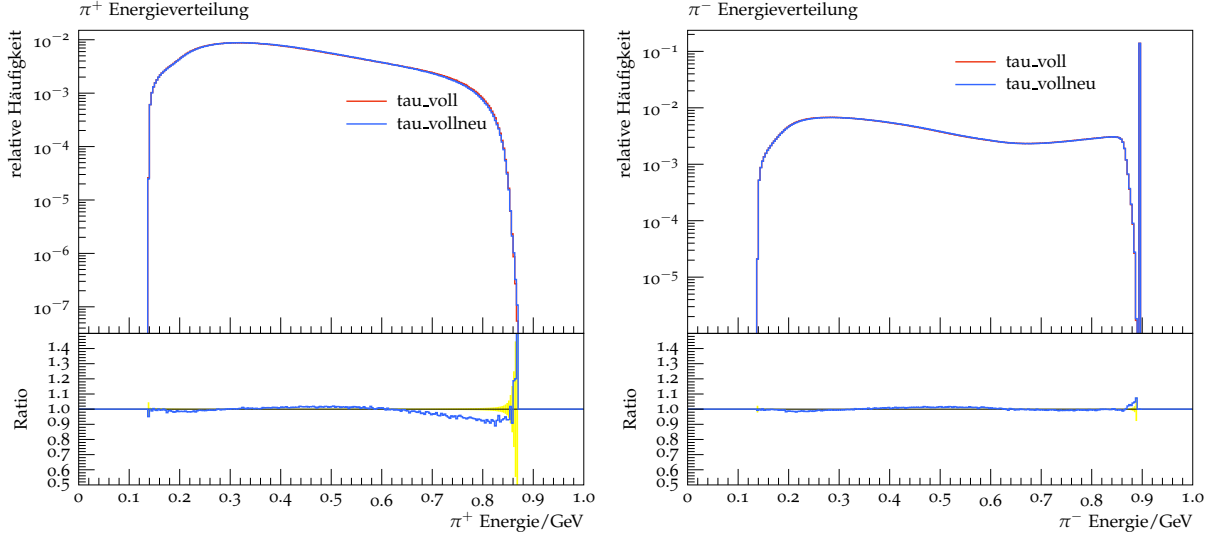


Abbildung 3.4: Vergleich der $\pi^\pm$ Energieverteilungen bei τ -Zerfällen

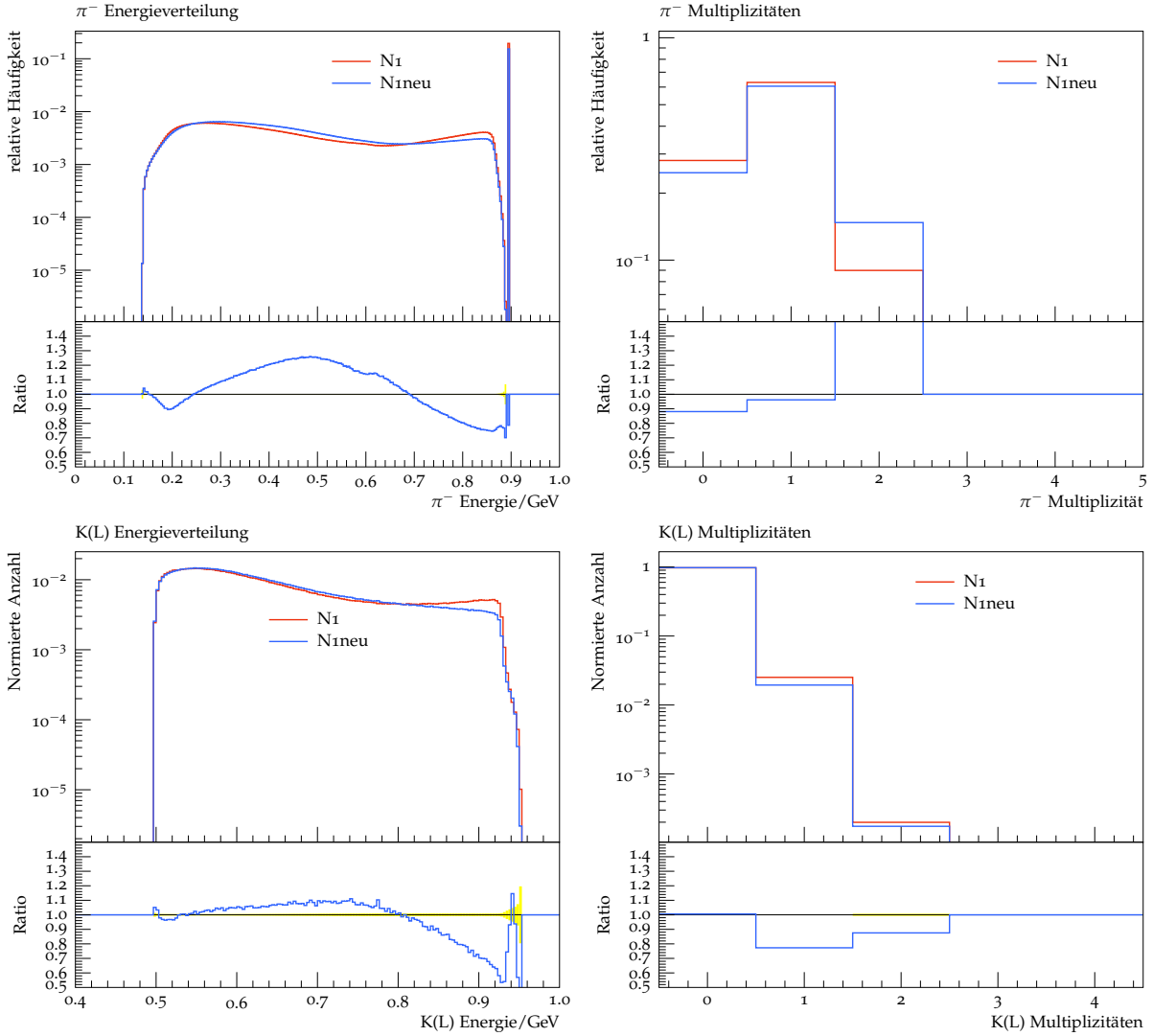


Abbildung 3.5: Vergleich der π^- und $K(L)$ Energieverteilungen und Multiplizitäten bei N_1 -Zerfällen

3.4 Validierung des Vertexversatzes

Da die schweren Neutrinos je nach exakter Masse und Mischungsverhältnissen relativ langlebig sein können, können sie zwischen ihrer Entstehung und ihrem Zerfall eine Strecke von mehreren Millimetern bis Metern zurücklegen. Sowohl das, als auch Zerfälle in ein Hadron, können von `HARD_DECAYS` nicht simuliert werden. Da diese beiden Aspekte jedoch sehr wichtig sind und durch das `HADRONS++` Modul realisiert werden können, wurde es für die Implementation der schweren Neutrinos gewählt. Dass die Zerfälle in ein Meson korrekt simuliert werden, wurde bereits in den Abschnitten 3.2 und 3.3 gezeigt. Dass auch der Vertexversatz funktioniert, ist in Abbildung 3.6 zu sehen, wobei der Vertexversatz des schweren Neutrinos, bei einer Masse von 1,777 GeV, welches, zusammen mit einem Positron, aus der Kollision zweier Protonen, bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV, entstanden ist, abgebildet wurde.

Dabei fällt auf, dass die Kurve nicht zu einem exponentiellen Zerfall passt. Dies liegt daran, dass die Geschwindigkeit des Teilchens bei unterschiedlichen Ereignissen nicht konstant ist, was sich auf die Lebensdauer des Teilchens im Laborsystem fortpflanzt. Stattdessen hängt der Vertexversatz durch

$$l = \gamma t v \quad (3.8)$$

von der Geschwindigkeit des Teilchens im Laborsystem und der Lebenszeit im Ruhesystem des Neutrinos ab. Umgekehrt lässt sich die Lebenszeit im Ruhesystem als

$$t = \frac{l}{\gamma v} = \frac{lm}{p} \quad (3.9)$$

berechnen und sollte dem Zerfallsgesetz folgen. Dass dies auch der Fall ist, ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

Der Zerfall des Neutrinos wird also korrekt mit einer dem Zerfallsgesetz folgenden Lebenszeit simuliert. Da die Geschwindigkeit des Neutrinos bei jeder Produktion unterschiedlich sein kann, was aufgrund von Zeitdilatation außerdem zu unterschiedlichen Lebenszeiten im Laborsystem führt, ergibt sich eine Verteilung des Vertexversatzes, die vom Zerfallsgesetz abweicht. Ebenso erkennt man, dass das Neutrino durchaus bis zu einem Meter zurücklegen kann bevor es wieder zerfällt, was belegt, dass die Betrachtung der Vertexversatzes relevant ist. Dies ist jedoch sehr stark von der Masse und den Mischungsverhältnissen abhängig.

Im Abschnitt A.5 des Anhangs sind weitere Darstellungen des Vertexversatzes für die gleiche Strahl- und Massenkongfiguration abgebildet.

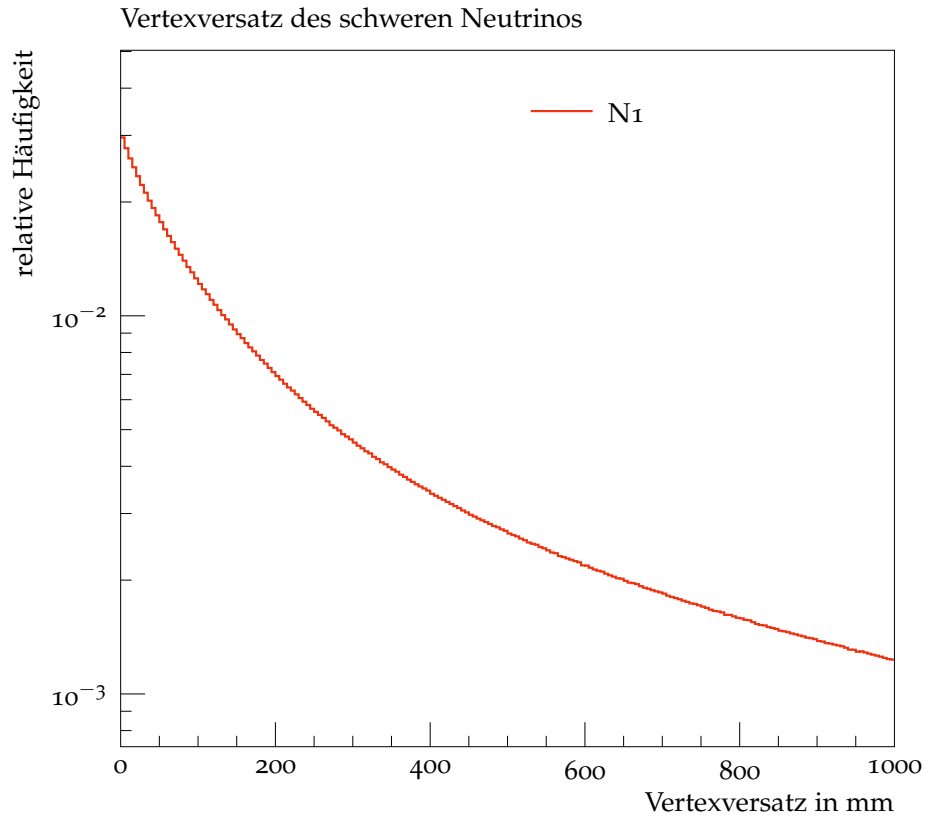


Abbildung 3.6: Vertexversatz des schweren Neutrinos

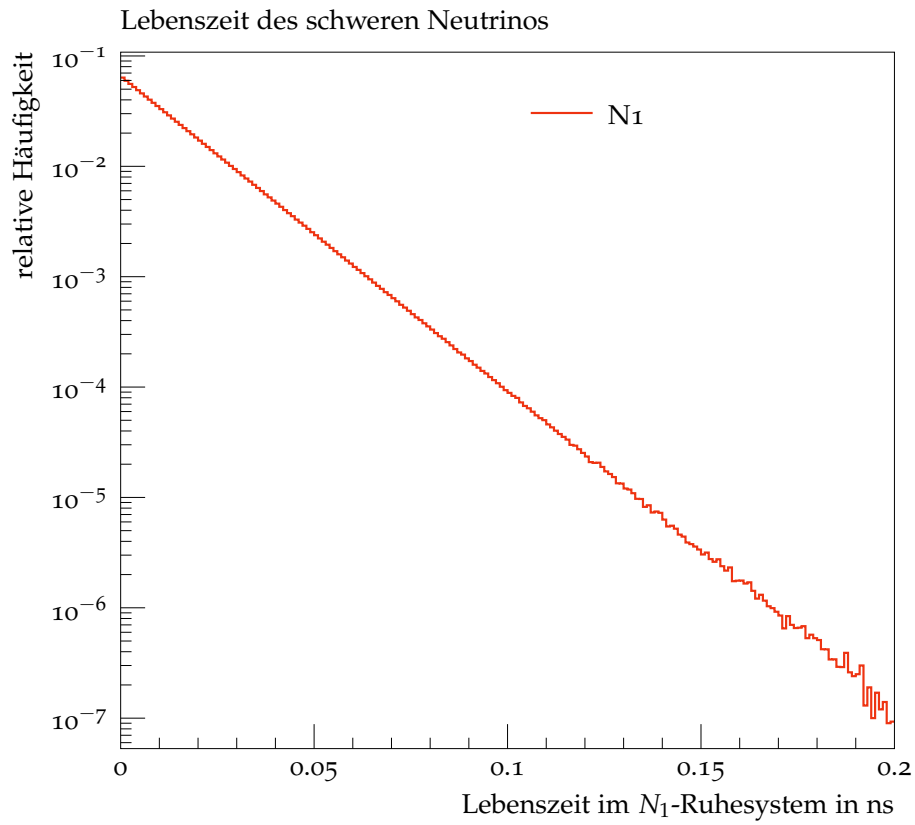


Abbildung 3.7: Lebenszeit des schweren Neutrinos

4 Zusammenfassung und Ausblick

Der Ereignisgenerator **SHERPA** wurde so erweitert, dass er nun auch schwere Majorana-Neutrinos zerfallen lassen kann. Dafür wurde für eine Vielzahl an möglichen Zerfallskanälen eine Datei angelegt, in welche die für die Berechnung der Zerfallsbreiten nötigen Ströme eingetragen wurden. Ebenso wurden die nötigen Ströme so angepasst, dass die Mischung des schweren Neutrinos korrekt in die Rechnungen einbezogen wird und die richtigen Zerfallskonstanten für die verschiedenen Mesonen verwendet werden. Für verschiedene Massen des schweren Neutrinos wurden zudem unter Verwendung des **HADRONS++** Moduls und **HARD_DECAYS** Zerfallstabellen angelegt. Damit kann das Neutrino für diese Massen zerfallen gelassen werden.

Ferner wurde validiert, dass das Neutrino, zwischen Entstehung und Zerfall, eine Strecke zurücklegt und diese, bis auf Korrekturen durch verschiedene Geschwindigkeiten, dem Zerfallsgesetz folgt.

Außerdem wurde ein Plausibilitätscheck unter Verwendung von τ -Zerfällen durchgeführt. Es zeigte sich, dass das Neutrino die Ergebnisse des τ annähert, aber, vor allem aufgrund einiger fehlender Zerfallskanäle und der nicht korrekt berechneten Breiten anderer, dennoch signifikante Abweichungen auftreten. Des Weiteren wurden einige Parameter in den Strömen für die Erzeugung von zwei oder mehr Mesonen angepasst und der Effekt auf die Energieverteilungen und Multiplizitäten einiger Zerfallsprodukte der N_1 - bzw. τ -Zerfälle untersucht.

Die fehlenden Zerfallskanäle und damit die Tatsache, dass die Summe der BR nicht 100 % ergibt, stellen vor allem bei größeren Massen ein zunehmendes Problem dar, welches in der Zukunft behoben werden sollte.

Auch müssen für die Kanäle mit 4 Pionen Phasenraumdateien für größere Massen des Neutrinos angelegt werden, da diese nötig sind, um sinnvolle Werte für die Zerfallsbreiten zu erhalten.

Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit bietet sich darin, dass die Zerfallstabellen zur Zeit noch größtenteils per Hand erstellt werden müssen. Dieser Prozess könnte automatisiert werden, damit andere Massen des Neutrinos leichter simuliert werden können. Zugleich müssen die Mischungsverhältnisse im Moment noch an zwei Stellen geändert werden, was auf eine Stelle, nämlich die **Run.dat**, reduziert werden sollte.

Ebenso sollte die Lesbarkeit der Zerfallskanaldaten verbessert werden, um Änderungen leichter einbauen zu können.

Danksagungen

Ein großer Dank richtet sich selbstverständlich an Dr. Siegert, der mich während der Arbeit betreut hat und mir bei jeglichen Fragen mit Rat und Tat zur Seite stand. Genauso danke ich Professor Straessner für die Durchführung des Zweitgutachten.

Außerdem danke ich Johannes Krause, Sebastian Liebschner, Daniel Reichelt, Sven Schiffner, Katharina Danziger und Jelka Weber, die alle in unterschiedlichen Phasen der Arbeit eine große Hilfe waren.

Zu guter Letzt möchte ich allen meinen Freunden und meiner Familie danken, welche mich während des gesamten Studiums unterstützt haben.

A Anhang

A.1 Theoretische Zerfallsbreiten

Die kompletten Zerfallsbreiten, unter Berücksichtigung der Massen der Endzustandteilchen, für Zerfälle mit Null oder einem pseudoskalaren oder Vektormeson sind durch [20]

$$\Gamma^{\ell P} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell^- P^+) = \frac{G_F^2}{16\pi} f_P^2 |V_{qq'}|^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 I_1(\mu_\ell, \mu_P) \quad (\text{A.1})$$

$$\Gamma^{\nu_\ell P} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_\ell P^0) = \frac{G_F^2}{64\pi} f_P^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 (1 - \mu_P) \quad (\text{A.2})$$

$$\Gamma^{\ell V} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell^- V^+) = \frac{G_F^2}{16\pi} f_P^2 |V_{qq'}|^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 I_2(\mu_\ell, \mu_V) \quad (\text{A.3})$$

$$\Gamma^{\nu_\ell V} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_\ell V^0) = \frac{G_F^2}{2\pi} \kappa_V^2 f_P^2 |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^3 I_3(\mu_\ell, \mu_V) \quad (\text{A.4})$$

$$\Gamma^{\ell_1 \ell_2 \nu_{\ell_2}} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \ell_1^- \ell_2^+ \nu_{\ell_2}) = \frac{G_F^2}{192\pi} |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^5 I_4(x_{\ell_1}, x_{\nu_{\ell_1}}, x_{\ell_2}) \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned} \Gamma^{\nu_{\ell_1} \ell_2 \ell_2} \equiv \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_{\ell_1} \ell_2^- \ell_2^+) &= \frac{G_F^2}{96\pi} |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^5 \times \left[\left(g_L^\ell g_R^\ell + \delta_{\ell_1 \ell_2} g_R^\ell \right) I_5(x_{\nu_{\ell_1}}, x_{\ell_2}, x_{\ell_2}) \right. \\ &\quad \left. + \left(\left(g_L^\ell \right)^2 + \left(g_R^\ell \right)^2 + \delta_{\ell_1 \ell_2} \left(1 + 2g_L^\ell \right) \right) I_4(x_{\nu_{\ell_1}}, x_{\ell_2}, x_{\ell_2}) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$\Gamma^{\nu_{\ell_1} \nu \nu} \equiv \sum_{\ell_2=e}^{\tau} \Gamma(N_1 \rightarrow \nu_{\ell_1} \nu_{\ell_2} \bar{\nu}_{\ell_2}) = \frac{G_F^2}{96\pi} |V_{\ell 1}|^2 m_{N_1}^5 \quad (\text{A.7})$$

gegeben, wobei f_M die Zerfallskonstante des Mesons ist und $\kappa_V = \frac{1}{3}x_w$ für ρ^0 und ω ; $\kappa_V = (-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}x_w)$ für $K^{*0}, \bar{K}^{*0}$ und ϕ ; und $\kappa_V = (\frac{1}{4} - \frac{2}{3}x_w)$ für $D^{*0}, \bar{D}^{*0}$ und J/ψ gilt. Außerdem sind $\mu_i = m_i^2/m_1^2$, $x_i = m_i/m_1$, $g_L^\ell = -\frac{1}{2} + x_w$, $g_R^\ell = x_w$, $x_w = \sin^2 \theta_W \approx 0,231$ und

$$I_1(x, y) = [(1+x-y)(1+x) - 4x] \lambda^{\frac{1}{2}}(1, x, y) \quad (\text{A.8})$$

$$I_2(x, y) = [(1+x-y)(1+x+2y) - 4x] \lambda^{\frac{1}{2}}(1, x, y) \quad (\text{A.9})$$

$$I_3(x, y) = (1+2y)(1-y) \lambda^{\frac{1}{2}}(1, x, y) \quad (\text{A.10})$$

$$I_4(x, y, z) = 12 \int_{(x+y)^2}^{(1-z)^2} \frac{ds}{s} (s - x^2 - y^2)(1 + z^2 - s) \lambda^{\frac{1}{2}}(s, x^2, y^2) \lambda^{\frac{1}{2}}(1, s, z^2) \quad (\text{A.11})$$

$$I_5(x, y, z) = 24yz \int_{(y+z)^2}^{(1-x)^2} \frac{ds}{s} (1 + x^2 - s) \lambda^{\frac{1}{2}}(s, y^2, z^2) \lambda^{\frac{1}{2}}(1, s, x^2) \quad (\text{A.12})$$

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc. \quad (\text{A.13})$$

A.2 Zusätzliche Grafiken zum Vergleich mit dem τ

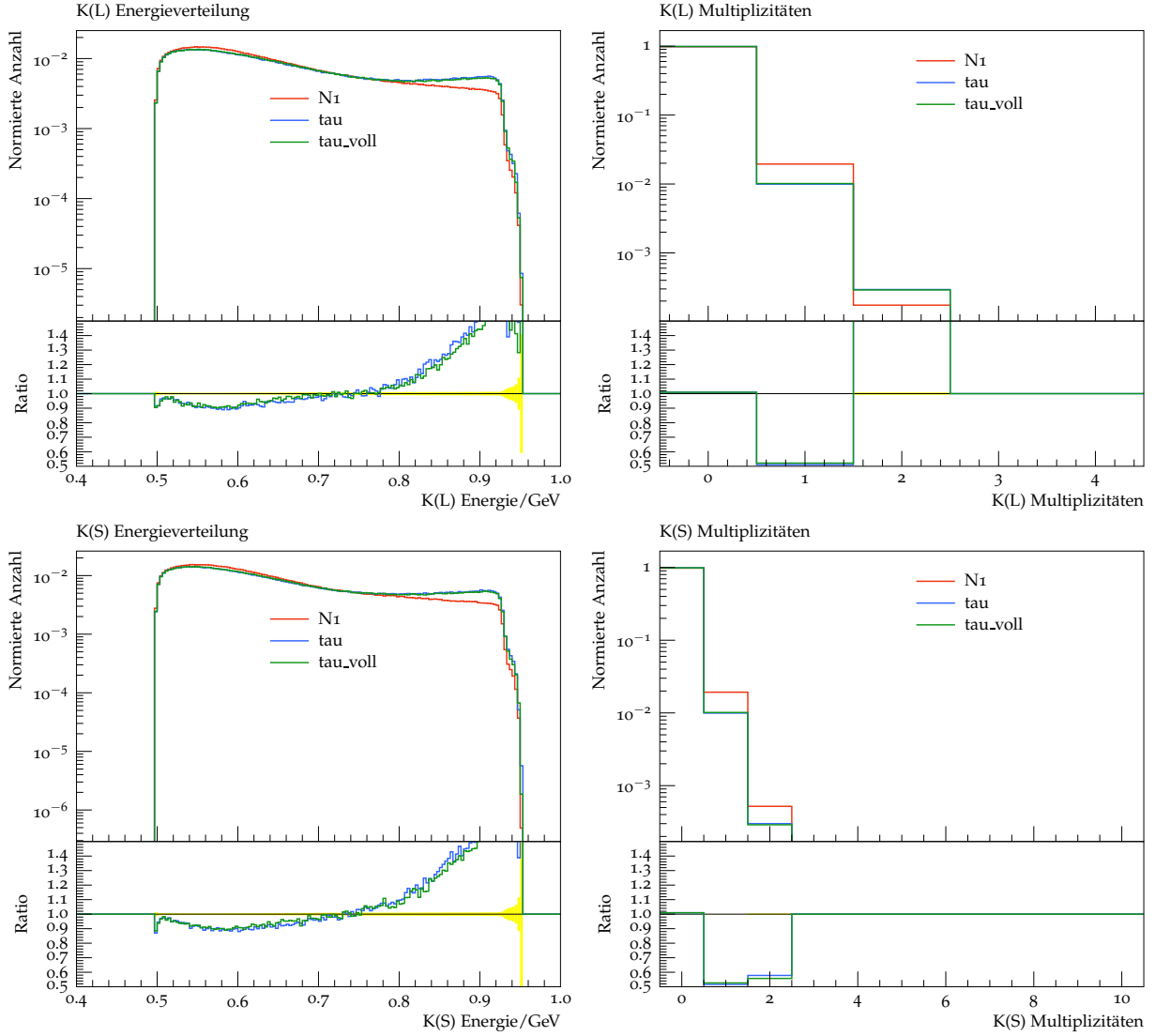
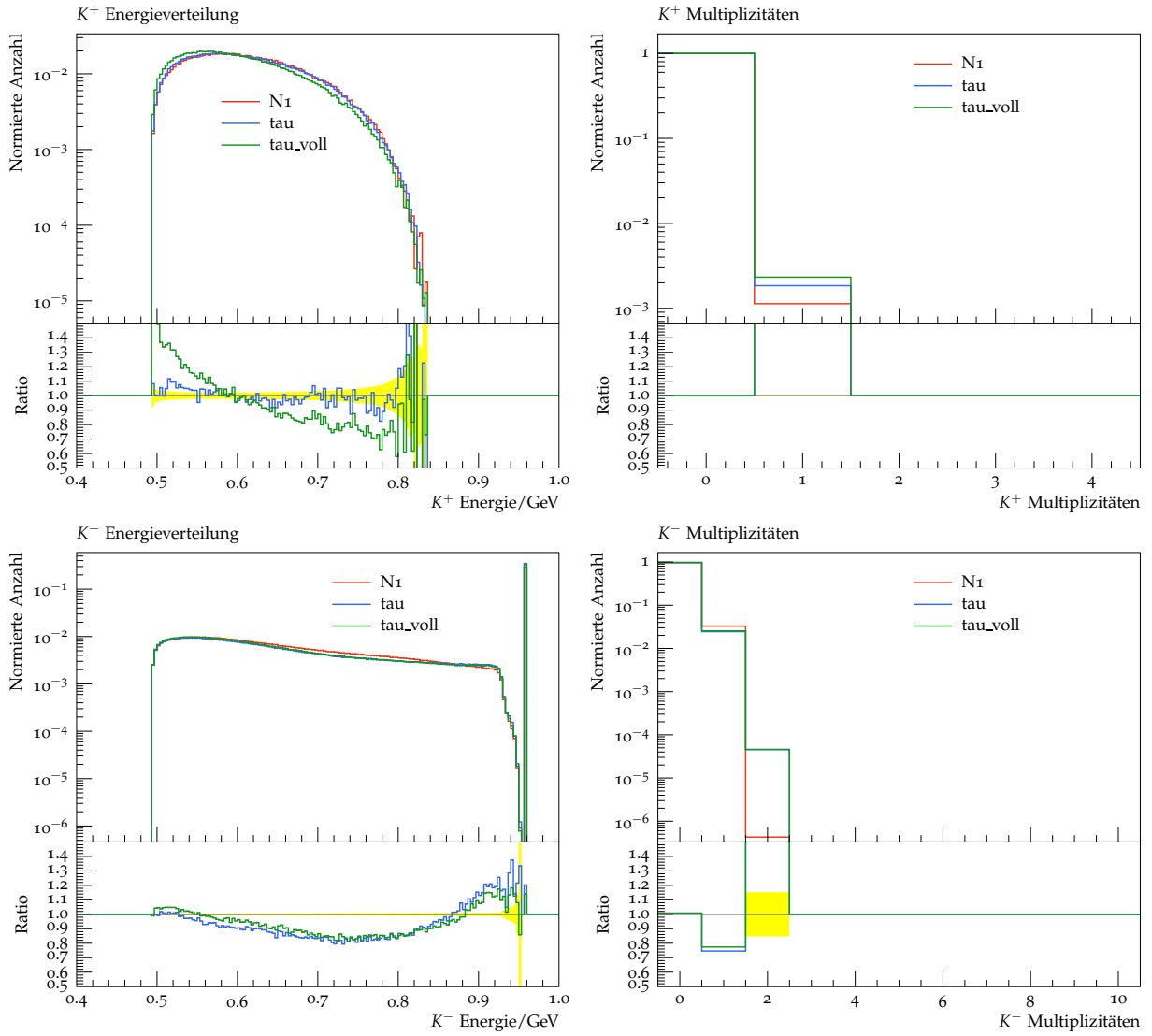


Abbildung A.1: Vergleich der K(L) und K(S) Energieverteilungen und Multiplizitäten

Abbildung A.2: Vergleich der $K^\pm$ Energieverteilungen und Multiplizitäten

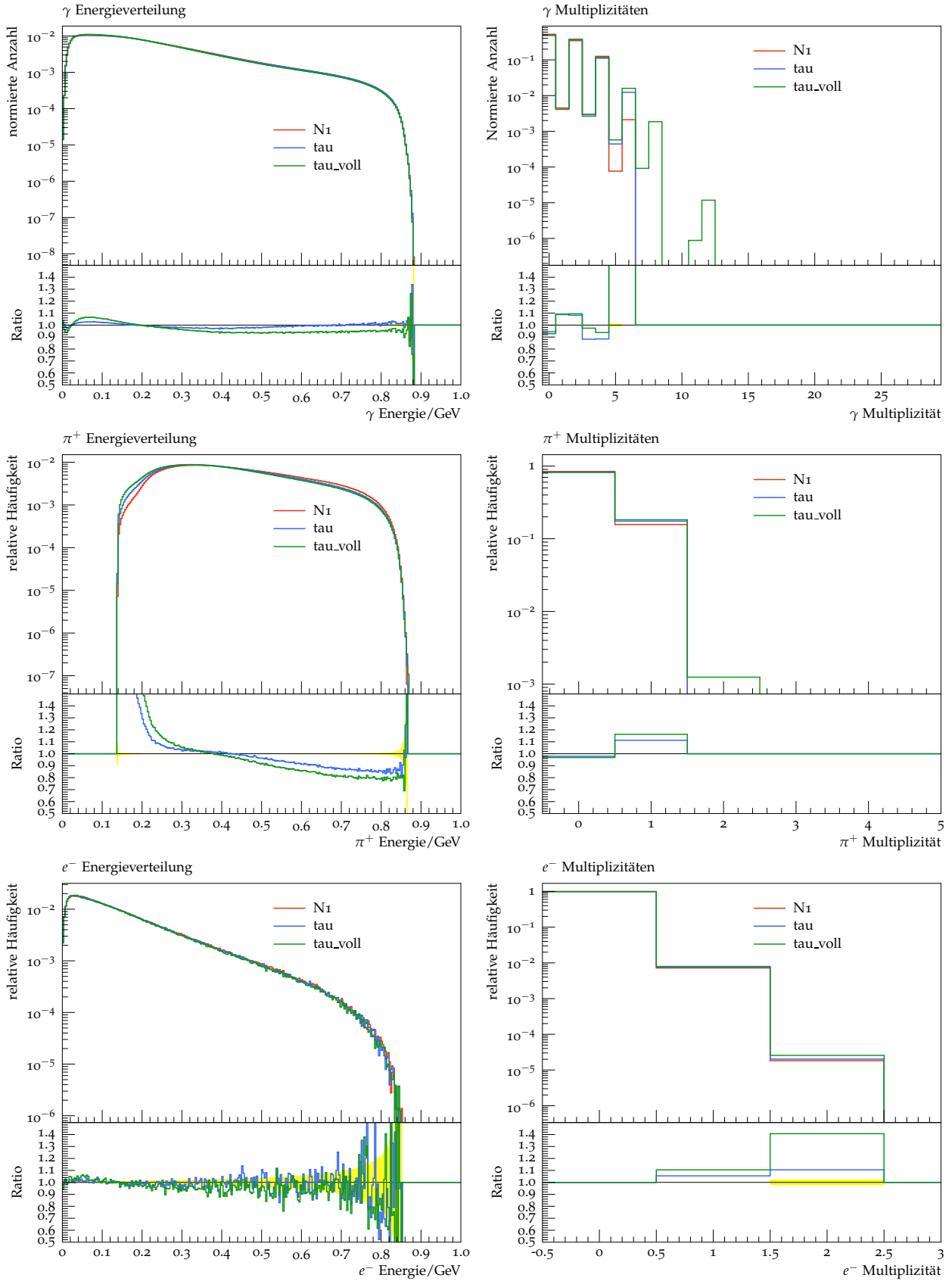


Abbildung A.3: Vergleich der γ , π^+ und e^- Energieverteilungen und Multiplizitäten

A.3 Weitere Zerfallstabellen

A.3.1 $m_{N_1} = 3,0 \text{ GeV}$

Tabelle A.1: Zerfallstabelle des schweren Neutrinos bei einer Masse von 3,0 GeV mit einer Gesamtbreite von $7,10 \times 10^{-13} \text{ GeV}$

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e$	5,97E-03	$\eta \bar{\nu}_\mu$	9,78E-04	$\pi^- \pi \pi \mu^+$	9,16E-03	$K(S)K(S)\pi^+ \tau^-$	1,74E-09
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e$	5,79E-03	$\eta \bar{\nu}_\tau$	1,96E-03	$\pi^+ \pi^- \pi^- \mu^+$	9,02E-03	$\pi^+ K(L)K(L)\tau^-$	9,28E-09
$\nu_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	5,87E-03	$\eta'(958)\nu_e$	7,28E-04	$\pi^- \pi \pi \tau^+$	1,25E-03	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \tau^-$	1,02E-04
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	5,95E-03	$\eta'(958)\nu_\mu$	7,28E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \tau^+$	1,22E-03	$\pi^+ \pi \pi \pi \tau^-$	6,32E-06
$\nu_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	1,17E-02	$\eta'(958)\nu_\tau$	1,46E-03	$K(S)\pi^- \pi e^+$	8,99E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi e^-$	3,10E-03
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\mu$	1,19E-02	$\eta'(958)\bar{\nu}_e$	7,28E-04	$\pi^- K(L)\pi e^+$	8,91E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi e^-$	3,07E-04
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e$	5,85E-03	$\eta'(958)\bar{\nu}_\mu$	7,28E-04	$K^- \pi^+ \pi^- e^+$	7,97E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \mu^-$	3,19E-03
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e$	5,89E-03	$\eta'(958)\bar{\nu}_\tau$	1,46E-03	$K^- \pi \pi e^+$	1,74E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi \mu^-$	3,05E-04
$\bar{\nu}_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	5,87E-03	$\eta_s(1S)\nu_e$	7,80E-07	$K^+ K^- \pi^- e^+$	4,46E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \tau^+$	1,01E-04
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	5,87E-03	$\eta_s(1S)\nu_\mu$	7,80E-07	$K^- K(S)\pi e^+$	4,18E-04	$\pi^- \pi \pi \pi \tau^+$	6,31E-06
$\bar{\nu}_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	1,18E-02	$\eta_s(1S)\nu_\tau$	1,56E-06	$K^- K(L)\pi e^+$	4,09E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi e^+$	3,12E-03
$\bar{\nu}_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1,18E-02	$\eta_s(1S)\bar{\nu}_e$	7,80E-07	$K(S)\pi^- K(L)e^+$	4,29E-04	$\pi^- \pi \pi \pi e^+$	3,11E-04
$\nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$	1,17E-02	$\eta_s(1S)\bar{\nu}_\mu$	7,80E-07	$K(S)K(S)\pi^- e^+$	2,16E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \mu^+$	3,23E-03
$\nu_\mu \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1,17E-02	$\eta_s(1S)\bar{\nu}_\tau$	1,56E-06	$\pi^- K(L)K(L)e^+$	4,70E-05	$\pi^- \pi \pi \pi \mu^+$	2,98E-04
$\nu_\tau \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	2,35E-02	$D^+ e^-$	2,90E-04	$K^+ K^- K^- e^+$	1,12E-06	$\rho(770)\nu_e$	3,50E-04
$\nu_e \bar{\nu}_e \nu_e$	1,18E-02	$D^- e^+$	2,90E-04	$K(S)\pi^+ \pi e^-$	8,84E-04	$\rho(770)\nu_\mu$	3,50E-04
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$	1,16E-02	$D^+ \mu^-$	2,87E-04	$\pi^+ K(L)\pi e^-$	8,73E-04	$\rho(770)\nu_\tau$	7,00E-04
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$	2,31E-02	$D^- \mu^+$	2,87E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- e^-$	7,95E-04	$\rho(770)\bar{\nu}_e$	3,50E-04
$\nu_e e^- e^+$	1,39E-02	$D_s^+ e^-$	6,71E-03	$K^+ \pi \pi e^-$	1,76E-04	$\rho(770)\bar{\nu}_\mu$	3,50E-04
$\nu_\mu e^- e^+$	2,98E-03	$D_s^- e^+$	6,71E-03	$K^+ K^- \pi^+ e^-$	4,41E-04	$\rho(770)\bar{\nu}_\tau$	7,00E-04
$\nu_\tau e^- e^+$	5,83E-03	$D_s^+ \mu^-$	6,64E-03	$K^+ K(S)\pi e^-$	4,05E-04	$K^*(892)\nu_e$	1,70E-03
$\mu^- \mu^+ \nu_e$	2,91E-03	$D_s^- \mu^+$	6,64E-03	$K^+ K(L)\pi e^-$	4,13E-04	$K^*(892)\nu_\mu$	1,70E-03
$\nu_\mu \mu^- \mu^+$	1,34E-02	$\pi^+ \pi \tau^-$	5,58E-03	$K(S)\pi^+ K(L)e^-$	4,30E-04	$K^*(892)\nu_\tau$	3,40E-03
$\nu_\tau \mu^- \mu^+$	5,78E-03	$K^+ K(S)\tau^-$	7,80E-06	$K(S)K(S)\pi^+ e^-$	2,16E-04	$\bar{K}^*(892)\nu_e$	1,70E-03
$\bar{\nu}_e e^- e^+$	1,39E-02	$K^+ K(L)\tau^-$	7,86E-06	$\pi^+ K(L)K(L)e^-$	4,72E-05	$\bar{K}^*(892)\nu_\mu$	1,70E-03
$\bar{\nu}_\mu e^- e^+$	2,94E-03	$K(S)\pi^+ \tau^-$	1,05E-04	$K^+ K^+ K^- e^-$	1,13E-06	$\bar{K}^*(892)\nu_\tau$	3,40E-03
$\bar{\nu}_\tau e^- e^+$	5,96E-03	$\pi^+ K(L)\tau^-$	1,08E-04	$K(S)\pi^- \pi \mu^+$	8,86E-04	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_e$	1,70E-03
$\mu^- \mu^+ \bar{\nu}_e$	2,91E-03	$K^+ \pi \tau^-$	1,10E-04	$\pi^- K(L)\pi \mu^+$	8,87E-04	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_\mu$	1,70E-03
$\bar{\nu}_\mu \mu^- \mu^+$	1,34E-02	$\pi^+ \pi \mu^-$	1,20E-02	$K^- \pi^+ \pi^- \mu^+$	7,78E-04	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_\tau$	3,40E-03
$\bar{\nu}_\tau \mu^- \mu^+$	5,81E-03	$K^+ K(S)\mu^-$	1,19E-04	$K^- \pi \pi \mu^+$	1,77E-04	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_e$	1,70E-03
$\nu_\mu \mu^+ e^-$	2,31E-02	$K^+ K(L)\mu^-$	1,18E-04	$K^+ K^- \pi^- \mu^+$	4,40E-04	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_\mu$	1,70E-03
$\bar{\nu}_\mu \mu^- e^+$	2,36E-02	$K(S)\pi^+ \mu^-$	2,89E-04	$K^- K(S)\pi \mu^+$	4,13E-04	$\bar{K}^*(892)\bar{\nu}_\tau$	3,40E-03
$\mu^- \nu_e e^+$	2,35E-02	$\pi^+ K(L)\mu^-$	2,85E-04	$K^- K(L)\pi \mu^+$	4,14E-04	$D^*(2007)\nu_e$	6,33E-04
$\mu^+ \bar{\nu}_e e^-$	2,32E-02	$K^+ \pi \mu^-$	2,93E-04	$K(S)\pi^- K(L)\mu^+$	4,28E-04	$D^*(2007)\nu_\mu$	6,33E-04
$\tau^- \nu_\mu \mu^+$	3,20E-03	$\pi^+ \pi e^-$	1,20E-02	$K(S)K(S)\pi^- \mu^+$	2,13E-04	$D^*(2007)\nu_\tau$	1,27E-03
$\tau^+ \bar{\nu}_\mu \mu^-$	3,17E-03	$K^+ K(S)e^-$	1,17E-04	$\pi^- K(L)K(L)\mu^+$	4,69E-05	$\bar{D}^*(2007)\nu_e$	6,33E-04
$\nu_\tau \tau^+ \mu^-$	1,61E-03	$K^+ K(L)e^-$	1,20E-04	$K^+ K^- K^- \mu^+$	1,13E-06	$\bar{D}^*(2007)\nu_\mu$	6,33E-04
$\bar{\nu}_\tau \tau^- \mu^+$	1,61E-03	$K(S)\pi^+ e^-$	2,91E-04	$K(S)\pi^+ \pi \mu^-$	8,91E-04	$\bar{D}^*(2007)\nu_\tau$	1,27E-03
$\nu_\tau \tau^+ e^-$	1,64E-03	$\pi^+ K(L)e^-$	2,91E-04	$\pi^+ K(L)\pi \mu^-$	8,89E-04	$\bar{D}^*(2007)\bar{\nu}_e$	6,33E-04
$\bar{\nu}_\tau \tau^- e^+$	1,65E-03	$K^+ \pi e^-$	3,06E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	7,94E-04	$\bar{D}^*(2007)\bar{\nu}_\mu$	6,33E-04
$\tau^- \nu_e e^+$	3,31E-03	$\pi^- \pi e^+$	1,18E-02	$K^+ \pi \pi \mu^-$	1,76E-04	$\bar{D}^*(2007)\bar{\nu}_\tau$	1,27E-03
$\tau^+ \bar{\nu}_e e^-$	3,34E-03	$K^- K(S)e^+$	1,19E-04	$K^+ K^- \pi^+ \mu^-$	4,47E-04	$\bar{D}^*(2007)\bar{\nu}_e$	6,33E-04
tot. Leptonen	3,90E-01	$K^- K(L)e^+$	1,18E-04	$K^+ K(S)\pi \mu^-$	4,11E-04	$\bar{D}^*(2007)\bar{\nu}_\mu$	6,33E-04
$\pi \nu_e$	6,50E-04	$K(S)\pi^- e^+$	2,90E-04	$K^+ K(L)\pi \mu^-$	4,16E-04	$\bar{D}^*(2007)\bar{\nu}_\tau$	1,27E-03
$\pi \nu_\mu$	6,50E-04	$\pi^- K(L)e^+$	2,95E-04	$K(S)\pi^+ K(L)\mu^-$	4,20E-04	$D^{*+}(2010)e^-$	8,65E-04
$\pi \nu_\tau$	1,30E-03	$K^- \pi e^+$	2,96E-04	$K(S)K(S)\pi^+ \mu^-$	2,12E-04	$D^{*-}(2010)e^+$	8,65E-04
$\pi \bar{\nu}_e$	6,50E-04	$\pi^- \pi \mu^+$	1,18E-02	$\pi^+ K(L)K(L)\mu^-$	4,69E-05	$D^{*+}(2010)\mu^-$	8,58E-04
$\pi \bar{\nu}_\mu$	6,50E-04	$K^- K(S)\mu^+$	1,18E-04	$K^+ K^+ K^- \mu^-$	1,10E-06	$D^{*-}(2010)\mu^+$	8,58E-04
$\pi \bar{\nu}_\tau$	1,30E-03	$K^- K(L)\mu^+$	1,16E-04	$K(S)\pi^- \pi \tau^+$	2,18E-05	$D_s^{*+} e^-$	1,47E-02
		$K(S)\pi^- \mu^+$	3,06E-04	$\pi^- K(L)\pi \tau^+$	2,15E-05	$D_s^{*-} e^+$	1,47E-02

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\pi^+ e^-$	4,98E-03	$\pi^- K(L)\mu^+$	3,01E-04	$K^- \pi^+ \pi^- \tau^+$	2,28E-05	$D_s^{*+} \mu^-$	1,46E-02
$\pi^- e^+$	4,98E-03	$K^- \pi \mu^+$	2,79E-04	$K^- \pi \pi \tau^+$	6,00E-06	$D_s^{*-} \mu^+$	1,46E-02
$\pi^+ \mu^-$	4,97E-03	$\pi^- \pi \tau^+$	5,60E-03	$K^+ K^- \pi^- \tau^+$	5,28E-09	$\phi(1020) \nu_e$	1,87E-03
$\pi^- \mu^+$	4,97E-03	$K^- K(S) \tau^+$	7,81E-06	$K^- K(S) \pi \tau^+$	1,42E-09	$\phi(1020) \nu_\mu$	1,87E-03
$\pi^+ \tau^-$	2,70E-03	$K^- K(L) \tau^+$	7,86E-06	$K^- K(L) \pi \tau^+$	1,43E-09	$\phi(1020) \nu_\tau$	3,73E-03
$\pi^- \tau^+$	2,70E-03	$K(S) \pi^- \tau^+$	1,09E-04	$K(S) \pi^- K(L) \tau^+$	3,45E-09	$\phi(1020) \bar{\nu}_e$	1,87E-03
$K^+ e^-$	3,78E-04	$\pi^- K(L) \tau^+$	1,10E-04	$K(S) K(S) \pi^- \tau^+$	1,70E-09	$\phi(1020) \bar{\nu}_\mu$	1,87E-03
$K^- e^+$	3,78E-04	$K^- \pi \tau^+$	1,10E-04	$\pi^- K(L) K(L) \tau^+$	9,35E-09	$\phi(1020) \bar{\nu}_\tau$	3,73E-03
$K^+ \mu^-$	3,77E-04	$\pi^+ \pi \pi \tau^-$	1,28E-03	$K(S) \pi^+ \pi \tau^-$	2,21E-05	$\omega(782) \nu_e$	2,75E-04
$K^- \mu^+$	3,77E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	1,22E-03	$\pi^+ K(L) \pi \tau^-$	2,16E-05	$\omega(782) \nu_\mu$	2,75E-04
$K^+ \tau^-$	1,82E-04	$\pi^+ \pi \pi e^-$	9,18E-03	$K^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	2,22E-05	$\omega(782) \nu_\tau$	5,49E-04
$K^- \tau^+$	1,82E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- e^-$	9,07E-03	$K^+ \pi \pi \tau^-$	6,02E-06	$\omega(782) \bar{\nu}_e$	2,75E-04
$\eta \nu_e$	9,78E-04	$\pi^+ \pi \pi \mu^-$	8,97E-03	$K^+ K^- \pi^+ \tau^-$	5,25E-09	$\omega(782) \bar{\nu}_\mu$	2,75E-04
$\eta \nu_\mu$	9,78E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	9,04E-03	$K^+ K(S) \pi \tau^-$	1,43E-09	$\omega(782) \bar{\nu}_\tau$	5,49E-04
$\eta \nu_\tau$	1,96E-03	$\pi^- \pi \pi e^+$	9,07E-03	$K^+ K(L) \pi \tau^-$	1,42E-09	tot. Hadronen	3,68E-01
$\eta \bar{\nu}_e$	9,78E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- e^+$	9,15E-03	$K(S) \pi^+ K(L) \tau^-$	3,46E-09	Insgesamt	7,58E-01

A.3.2 $m_{N_1} = 5,0 \text{ GeV}$

Tabelle A.2: Zerfallstabelle des schweren Neutrinos bei einer Masse von 5,0 GeV mit einer Gesamtbreite von $1,24 \times 10^{-11} \text{ GeV}$

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e$	4,39E-03	$\eta \bar{\nu}_\tau$	5,41E-04	$\pi^- \pi \pi \tau^+$	3,56E-03	$\pi^+ \pi \pi \pi e^-$	9,52E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e$	4,26E-03	$\eta'(958) \nu_e$	2,22E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \tau^+$	3,65E-03	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \mu^-$	9,55E-04
$\nu_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	4,31E-03	$\eta'(958) \nu_\mu$	2,22E-04	$K(S) \pi^- \pi e^+$	2,71E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi \mu^-$	8,90E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	4,38E-03	$\eta'(958) \nu_\tau$	4,43E-04	$\pi^- K(L) \pi e^+$	2,74E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \tau^+$	1,15E-03
$\nu_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	8,62E-03	$\eta'(958) \bar{\nu}_e$	2,22E-04	$K^- \pi^+ \pi^- e^+$	2,40E-04	$\pi^- \pi \pi \pi \tau^+$	1,22E-04
$\nu_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	8,72E-03	$\eta'(958) \bar{\nu}_\mu$	2,22E-04	$K^- \pi \pi e^+$	5,11E-05	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi e^+$	1,05E-03
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_e$	4,30E-03	$\eta'(958) \bar{\nu}_\tau$	4,43E-04	$K^+ K^- \pi^- e^+$	2,09E-04	$\pi^- \pi \pi \pi e^+$	9,69E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_e$	4,33E-03	$\eta_s(1S) \nu_e$	4,77E-04	$K^- K(S) \pi e^+$	1,90E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \mu^+$	1,04E-03
$\bar{\nu}_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	4,32E-03	$\eta_s(1S) \nu_\mu$	4,77E-04	$K^- K(L) \pi e^+$	1,82E-04	$\pi^- \pi \pi \pi \mu^+$	8,54E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	4,32E-03	$\eta_s(1S) \nu_\tau$	9,54E-04	$K(S) \pi^- K(L) e^+$	2,01E-04	$\rho(770) \nu_e$	9,37E-05
$\bar{\nu}_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	8,69E-03	$\eta_s(1S) \bar{\nu}_e$	4,77E-04	$K(S) K(S) \pi^- e^+$	1,01E-04	$\rho(770) \nu_\mu$	9,37E-05
$\bar{\nu}_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	8,70E-03	$\eta_s(1S) \bar{\nu}_\mu$	4,77E-04	$\pi^- K(L) K(L) e^+$	2,13E-05	$\rho(770) \nu_\tau$	1,87E-04
$\nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$	8,63E-03	$\eta_s(1S) \bar{\nu}_\tau$	9,54E-04	$K^+ K^- K^- e^+$	5,56E-07	$\rho(770) \bar{\nu}_e$	9,37E-05
$\nu_\mu \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	8,61E-03	$D^+ e^-$	1,52E-04	$K(S) \pi^+ \pi e^-$	2,67E-04	$\rho(770) \bar{\nu}_\mu$	9,37E-05
$\nu_\tau \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	1,73E-02	$D^- e^+$	1,52E-04	$\pi^+ K(L) \pi e^-$	2,67E-04	$\rho(770) \bar{\nu}_\tau$	1,87E-04
$\nu_e \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e$	8,66E-03	$D^+ \mu^-$	1,51E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- e^-$	2,36E-04	$K^*(892) \nu_e$	4,59E-04
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$	8,56E-03	$D^- \mu^+$	1,51E-04	$K^+ \pi \pi e^-$	5,15E-05	$K^*(892) \nu_\mu$	4,59E-04
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\tau$	1,70E-02	$D^+ \tau^-$	1,70E-04	$K^+ K^- \pi^- e^-$	2,08E-04	$K^*(892) \nu_\tau$	9,19E-04
$\nu_e e^- e^+$	1,02E-02	$D^- \tau^+$	1,70E-04	$K^+ K(S) \pi e^-$	1,84E-04	$\bar{K}^*(892) \nu_e$	4,59E-04
$\nu_\mu e^- e^+$	2,19E-03	$D_s^+ e^-$	3,91E-03	$K^+ K(L) \pi e^-$	1,85E-04	$\bar{K}^*(892) \nu_\mu$	4,59E-04
$\nu_\tau e^- e^+$	4,29E-03	$D_s^- e^+$	3,91E-03	$K(S) \pi^+ K(L) e^-$	2,00E-04	$\bar{K}^*(892) \nu_\tau$	9,19E-04
$\mu^- \mu^+ \nu_e$	2,17E-03	$D_s^+ \mu^-$	3,91E-03	$K(S) K(S) \pi^+ e^-$	1,01E-04	$K^*(892) \bar{\nu}_e$	4,59E-04
$\nu_\mu \mu^- \mu^+$	9,97E-03	$D_s^- \mu^+$	3,91E-03	$\pi^+ K(L) K(L) e^-$	2,07E-05	$K^*(892) \bar{\nu}_\mu$	4,59E-04
$\nu_\tau \mu^- \mu^+$	4,32E-03	$D_s^+ \tau^-$	4,27E-03	$K^+ K^+ K^- e^-$	5,68E-07	$K^*(892) \bar{\nu}_\tau$	9,19E-04
$\tau^- \tau^+ \nu_e$	1,18E-04	$D_s^- \tau^+$	4,27E-03	$K(S) \pi^- \pi \mu^+$	2,68E-04	$\bar{K}^*(892) \bar{\nu}_e$	4,59E-04
$\tau^- \tau^+ \nu_\mu$	1,19E-04	$\pi^+ \pi \tau^-$	4,32E-03	$\pi^- K(L) \pi \mu^+$	2,67E-04	$\bar{K}^*(892) \bar{\nu}_\mu$	4,59E-04
$\nu_\tau \tau^- \tau^+$	1,86E-03	$K^+ K(S) \tau^-$	4,81E-05	$K^- \pi^+ \pi^- \mu^+$	2,38E-04	$\bar{K}^*(892) \bar{\nu}_\tau$	9,19E-04
$\bar{\nu}_e e^- e^+$	1,03E-02	$K^+ K(L) \tau^-$	4,89E-05	$K^- \pi \pi \mu^+$	5,21E-05	$D^*(2007) \nu_e$	2,69E-04
$\bar{\nu}_\mu e^- e^+$	2,17E-03	$K(S) \pi^+ \tau^-$	1,11E-04	$K^+ K^- \pi^- \mu^+$	2,06E-04	$D^*(2007) \nu_\mu$	2,69E-04
$\bar{\nu}_\tau e^- e^+$	4,34E-03	$\pi^+ K(L) \tau^-$	1,08E-04	$K^- K(S) \pi \mu^+$	1,83E-04	$D^*(2007) \nu_\tau$	5,39E-04
$\mu^- \mu^+ \bar{\nu}_e$	2,17E-03	$K^+ \pi \tau^-$	1,21E-04	$K^- K(L) \pi \mu^+$	1,82E-04	$\bar{D}^*(2007) \nu_e$	2,69E-04
$\bar{\nu}_\mu \mu^- \mu^+$	9,97E-03	$\pi^+ \pi \mu^-$	3,24E-03	$K(S) \pi^- K(L) \mu^+$	2,00E-04	$\bar{D}^*(2007) \nu_\mu$	2,69E-04
$\bar{\nu}_\tau \mu^- \mu^+$	4,34E-03	$K^+ K(S) \mu^-$	3,59E-05	$K(S) K(S) \pi^- \mu^+$	1,02E-04	$\bar{D}^*(2007) \nu_\tau$	5,39E-04
$\tau^- \tau^+ \bar{\nu}_e$	1,20E-04	$K^+ K(L) \mu^-$	3,96E-05	$\pi^- K(L) K(L) \mu^+$	2,11E-05	$D^*(2007) \bar{\nu}_e$	2,69E-04
$\tau^- \tau^+ \bar{\nu}_\mu$	1,19E-04	$K(S) \pi^+ \mu^-$	9,16E-05	$K^+ K^- K^- \mu^+$	5,62E-07	$D^*(2007) \bar{\nu}_\mu$	2,69E-04
$\bar{\nu}_\tau \tau^- \tau^+$	1,86E-03	$\pi^+ K(L) \mu^-$	7,75E-05	$K(S) \pi^+ \pi \mu^-$	2,66E-04	$D^*(2007) \bar{\nu}_\tau$	5,39E-04
$\nu_\mu \mu^+ e^-$	1,72E-02	$K^+ \pi \mu^-$	8,17E-05	$\pi^+ K(L) \pi \mu^-$	2,69E-04	$\bar{D}^*(2007) \bar{\nu}_e$	2,69E-04

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\bar{\nu}_\mu \mu^- e^+$	1,73E-02	$\pi^+ \pi e^-$	3,24E-03	$K^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	2,42E-04	$\overline{D^*}(2007)\bar{\nu}_\mu$	2,69E-04
$\mu^- \nu_e e^+$	1,72E-02	$K^+ K(S)e^-$	3,81E-05	$K^+ \pi \pi \mu^-$	5,20E-05	$\overline{D^*}(2007)\bar{\nu}_\tau$	5,39E-04
$\mu^+ \bar{\nu}_e e^-$	1,72E-02	$K^+ K(L)e^-$	3,66E-05	$K^+ K^- \pi^+ \mu^-$	2,04E-04	$D^{*+}(2010)e^-$	3,70E-04
$\tau^- \nu_\mu \mu^+$	1,38E-02	$K(S)\pi^+ e^-$	8,84E-05	$K^+ K(S)\pi \mu^-$	1,85E-04	$D^{*-}(2010)e^+$	3,70E-04
$\tau^+ \bar{\nu}_\mu \mu^-$	1,40E-02	$\pi^+ K(L)e^-$	8,74E-05	$K^+ K(L)\pi \mu^-$	1,83E-04	$D^{*+}(2010)\mu^-$	3,69E-04
$\nu_\tau \tau^+ \mu^-$	6,91E-03	$K^+ \pi e^-$	7,98E-05	$K(S)\pi^+ K(L)\mu^-$	2,00E-04	$D^{*-}(2010)\mu^+$	3,69E-04
$\bar{\nu}_\tau \tau^- \mu^+$	6,97E-03	$\pi^- \pi e^+$	3,27E-03	$K(S)K(S)\pi^+ \mu^-$	1,02E-04	$D^{*+}(2010)\tau^-$	4,63E-04
$\nu_\tau \tau^- e^-$	6,84E-03	$K^- K(S)e^+$	3,82E-05	$\pi^+ K(L)K(L)\mu^-$	2,07E-05	$D^{*-}(2010)\tau^+$	4,63E-04
$\bar{\nu}_\tau \tau^- e^+$	6,94E-03	$K^- K(L)e^+$	3,77E-05	$K^+ K^+ K^- \mu^-$	5,64E-07	$D_s^{*+} e^-$	7,04E-03
$\tau^- \nu_e e^+$	1,37E-02	$K(S)\pi^- e^+$	8,95E-05	$K(S)\pi^- \pi \tau^+$	3,49E-04	$D_s^{*-} e^+$	7,04E-03
$\tau^+ \bar{\nu}_e e^-$	1,37E-02	$\pi^- K(L)e^+$	9,02E-05	$\pi^- K(L)\pi \tau^+$	3,48E-04	$D_s^{*+} \mu^-$	7,03E-03
tot. Leptonen	3,61E-01	$K^- \pi e^+$	7,87E-05	$K^- \pi^+ \pi^- \tau^+$	3,18E-04	$D_s^{*-} \mu^+$	7,03E-03
$\pi \nu_e$	1,72E-04	$\pi^- \pi \mu^+$	3,14E-03	$K^- \pi \pi \tau^+$	6,94E-05	$D_s^{*+} \tau^-$	8,68E-03
$\pi \nu_\mu$	1,72E-04	$K^- K(S)\mu^+$	3,86E-05	$K^+ K^- \pi^- \tau^+$	2,32E-04	$D_s^{*-} \tau^+$	8,68E-03
$\pi \nu_\tau$	3,45E-04	$K^- K(L)\mu^+$	3,73E-05	$K^- K(S)\pi \tau^+$	2,17E-04	$J/\psi(1S)\nu_e$	4,26E-04
$\pi \bar{\nu}_e$	1,72E-04	$K(S)\pi^- \mu^+$	7,88E-05	$K^- K(L)\pi \tau^+$	2,17E-04	$J/\psi(1S)\nu_\mu$	4,26E-04
$\pi \bar{\nu}_\mu$	1,72E-04	$\pi^- K(L)\mu^+$	7,83E-05	$K(S)\pi^- K(L)\tau^+$	2,28E-04	$J/\psi(1S)\nu_\tau$	8,52E-04
$\pi \bar{\nu}_\tau$	3,45E-04	$K^- \pi \mu^+$	8,63E-05	$K(S)K(S)\pi^- \tau^+$	1,15E-04	$J/\psi(1S)\bar{\nu}_e$	4,26E-04
$\pi^+ e^-$	1,32E-03	$\pi^- \pi \tau^+$	4,29E-03	$\pi^- K(L)K(L)\tau^+$	2,39E-05	$J/\psi(1S)\bar{\nu}_\mu$	4,26E-04
$\pi^- e^+$	1,32E-03	$K^- K(S)\tau^+$	4,99E-05	$K^+ K^- K^- \tau^+$	6,57E-07	$J/\psi(1S)\bar{\nu}_\tau$	8,52E-04
$\pi^+ \mu^-$	1,32E-03	$K^- K(L)\tau^+$	4,90E-05	$K(S)\pi^+ \pi \tau^-$	3,52E-04	$\phi(1020)\nu_e$	5,11E-04
$\pi^- \mu^+$	1,32E-03	$K(S)\pi^- \tau^+$	1,06E-04	$\pi^+ K(L)\pi \tau^-$	3,55E-04	$\phi(1020)\nu_\mu$	5,11E-04
$\pi^+ \tau^-$	1,76E-03	$\pi^- K(L)\tau^+$	1,14E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	3,08E-04	$\phi(1020)\nu_\tau$	1,02E-03
$\pi^- \tau^+$	1,76E-03	$K^- \pi \tau^+$	1,13E-04	$K^+ \pi \pi \tau^-$	6,83E-05	$\phi(1020)\bar{\nu}_e$	5,11E-04
$K^+ e^-$	1,04E-04	$\pi^+ \pi \pi \tau^-$	3,65E-03	$K^+ K^- \pi^+ \tau^-$	2,37E-04	$\phi(1020)\bar{\nu}_\mu$	5,11E-04
$K^- e^+$	1,04E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	3,43E-03	$K^+ K(S)\pi \tau^-$	2,15E-04	$\phi(1020)\bar{\nu}_\tau$	1,02E-03
$K^+ \mu^-$	1,04E-04	$\pi^+ \pi \pi e^-$	2,81E-03	$K^+ K(L)\pi \tau^-$	2,17E-04	$\omega(782)\nu_e$	7,36E-05
$K^- \mu^+$	1,04E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- e^-$	2,97E-03	$K(S)\pi^+ K(L)\tau^-$	2,30E-04	$\omega(782)\nu_\mu$	7,36E-05
$K^+ \tau^-$	1,37E-04	$\pi^+ \pi \pi \mu^-$	2,78E-03	$K(S)K(S)\pi^+ \tau^-$	1,15E-04	$\omega(782)\nu_\tau$	1,47E-04
$K^- \tau^+$	1,37E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	2,79E-03	$\pi^+ K(L)K(L)\tau^-$	2,38E-05	$\omega(782)\bar{\nu}_e$	7,36E-05
$\eta \nu_e$	2,71E-04	$\pi^- \pi \pi e^+$	2,77E-03	$K^+ K^+ K^- \tau^-$	6,61E-07	$\omega(782)\bar{\nu}_\mu$	7,36E-05
$\eta \nu_\mu$	2,71E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- e^+$	2,67E-03	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \tau^-$	1,33E-03	$\omega(782)\bar{\nu}_\tau$	1,47E-04
$\eta \nu_\tau$	5,41E-04	$\pi^- \pi \pi \mu^+$	2,80E-03	$\pi^+ \pi \pi \pi \tau^-$	1,21E-04	tot. Hadronen	1,90E-01
$\eta \bar{\nu}_e$	2,71E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \mu^+$	2,37E-03	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi e^-$	7,99E-04	Insgesamt	5,51E-01
$\eta \bar{\nu}_\mu$	2,71E-04						

A.3.3 $m_{N_1} = 10,0 \text{ GeV}$

Tabelle A.3: Zerfallstabelle des schweren Neutrinos bei einer Masse von 10,0 GeV mit einer Gesamtbreite von $5,59 \times 10^{-10} \text{ GeV}$

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e$	3,12E-03	$\eta'(958)\bar{\nu}_\tau$	8,33E-05	$K^+ K^- K^- e^+$	1,20E-07	$\overline{K^*}(892)\nu_e$	8,18E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e$	3,02E-03	$\eta_s(1S)\nu_e$	1,69E-04	$K(S)\pi^+ \pi e^-$	4,94E-05	$\overline{K^*}(892)\nu_\mu$	8,18E-05
$\nu_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	3,07E-03	$\eta_s(1S)\nu_\mu$	1,69E-04	$\pi^+ K(L)\pi e^-$	4,92E-05	$\overline{K^*}(892)\nu_\tau$	1,64E-04
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	3,11E-03	$\eta_s(1S)\nu_\tau$	3,38E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- e^-$	4,31E-05	$K^*(892)\bar{\nu}_e$	8,18E-05
$\nu_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	6,12E-03	$\eta_s(1S)\bar{\nu}_e$	1,69E-04	$K^+ \pi \pi e^-$	9,44E-06	$K^*(892)\bar{\nu}_\mu$	8,18E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\mu$	6,20E-03	$\eta_s(1S)\bar{\nu}_\mu$	1,69E-04	$K^+ K^- \pi^+ e^-$	5,05E-05	$K^*(892)\bar{\nu}_\tau$	1,64E-04
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_e$	3,05E-03	$\eta_s(1S)\bar{\nu}_\tau$	3,38E-04	$K^+ K(S)\pi e^-$	4,30E-05	$\overline{K^*}(892)\bar{\nu}_e$	8,18E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_e$	3,08E-03	$D^+ e^-$	3,39E-05	$K^+ K(L)\pi e^-$	4,20E-05	$\overline{K^*}(892)\bar{\nu}_\mu$	8,18E-05
$\bar{\nu}_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	3,07E-03	$D^- e^+$	3,39E-05	$K(S)\pi^+ K(L)e^-$	5,08E-05	$\overline{K^*}(892)\bar{\nu}_\tau$	1,64E-04
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\mu$	3,07E-03	$D^+ \mu^-$	3,39E-05	$K(S)K(S)\pi^+ e^-$	2,47E-05	$D^*(2007)\nu_e$	5,12E-05
$\bar{\nu}_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	6,18E-03	$D^- \mu^+$	3,39E-05	$\pi^+ K(L)K(L)e^-$	4,97E-06	$D^*(2007)\nu_\mu$	5,12E-05
$\bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\mu$	6,18E-03	$D^+ \tau^-$	6,11E-05	$K^+ K^+ K^- e^-$	1,17E-07	$D^*(2007)\nu_\tau$	1,02E-04
$\nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$	6,13E-03	$D^- \tau^+$	6,11E-05	$K(S)\pi^- \pi \mu^+$	4,92E-05	$\overline{D^*}(2007)\nu_e$	5,12E-05
$\nu_\mu \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	6,12E-03	$D_s^+ e^-$	9,00E-04	$\pi^- K(L)\pi \mu^+$	4,86E-05	$\overline{D^*}(2007)\nu_\mu$	5,12E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\tau$	1,23E-02	$D_s^- e^+$	9,00E-04	$K^- \pi^+ \pi^- \mu^+$	4,28E-05	$\overline{D^*}(2007)\nu_\tau$	1,02E-04
$\nu_e \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e$	6,15E-03	$D_s^+ \mu^-$	8,99E-04	$K^- \pi \pi \mu^+$	9,42E-06	$D^*(2007)\bar{\nu}_e$	5,12E-05
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$	6,08E-03	$D_s^- \mu^+$	8,99E-04	$K^+ K^- \pi^- \mu^+$	5,13E-05	$D^*(2007)\bar{\nu}_\mu$	5,12E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \bar{\nu}_\tau$	1,21E-02	$D_s^+ \tau^-$	1,62E-03	$K^- K(S)\pi \mu^+$	4,30E-05	$D^*(2007)\bar{\nu}_\tau$	1,02E-04
$\nu_e e^- e^+$	7,25E-03	$D_s^- \tau^+$	1,62E-03	$K^- K(L)\pi \mu^+$	4,03E-05	$\overline{D^*}(2007)\bar{\nu}_e$	5,12E-05
$\nu_\mu e^- e^+$	1,56E-03	$\pi^0 \pi \tau^-$	1,05E-03	$K(S)\pi^- K(L)\mu^+$	5,05E-05	$\overline{D^*}(2007)\bar{\nu}_\mu$	5,12E-05
$\nu_\tau e^- e^+$	3,05E-03	$K^+ K(S)\tau^-$	1,21E-05	$K(S)K(S)\pi^- \mu^+$	2,50E-05	$\overline{D^*}(2007)\bar{\nu}_\tau$	1,02E-04

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\mu^- \mu^+ \nu_e$	1,56E-03	$K^+ K(L) \tau^-$	1,23E-05	$\pi^- K(L) K(L) \mu^+$	5,60E-06	$D^{*+}(2010) e^-$	7,03E-05
$\nu_\mu \mu^- \mu^+$	7,11E-03	$K(S) \pi^+ \tau^-$	3,23E-05	$K^+ K^- K^- \mu^+$	1,19E-07	$D^{*-}(2010) e^+$	7,03E-05
$\nu_\tau \mu^- \mu^+$	3,09E-03	$\pi^+ K(L) \tau^-$	1,94E-05	$K(S) \pi^+ \pi \mu^-$	4,91E-05	$D^{*+}(2010) \mu^-$	7,02E-05
$\tau^- \tau^+ \nu_e$	8,35E-04	$K^+ \pi \tau^-$	2,81E-05	$\pi^+ K(L) \pi \mu^-$	5,36E-05	$D^{*-}(2010) \mu^+$	7,02E-05
$\tau^- \tau^+ \nu_\mu$	8,30E-04	$\pi^+ \pi \mu^-$	5,76E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	4,38E-05	$D^{*+}(2010) \tau^-$	1,28E-04
$\nu_\tau \tau^- \tau^+$	9,09E-03	$K^+ K(S) \mu^-$	5,86E-06	$K^+ \pi \pi \mu^-$	9,53E-06	$D^{*-}(2010) \tau^+$	1,28E-04
$\overline{\nu_e} e^- e^+$	7,26E-03	$K^+ K(L) \mu^-$	6,50E-06	$K^+ K^- \pi^+ \mu^-$	5,11E-05	$D_s^{*+} e^-$	1,36E-03
$\overline{\nu_\mu} e^- e^+$	1,56E-03	$K(S) \pi^+ \mu^-$	1,39E-05	$K^+ K(S) \pi \mu^-$	4,09E-05	$D_s^{*-} e^+$	1,36E-03
$\overline{\nu_\tau} e^- e^+$	3,05E-03	$\pi^+ K(L) \mu^-$	1,56E-05	$K^+ K(L) \pi \mu^-$	4,28E-05	$D_s^{*+} \mu^-$	1,36E-03
$\mu^- \mu^+ \overline{\nu_e}$	1,53E-03	$K^+ \pi \mu^-$	1,94E-05	$K(S) \pi^+ K(L) \mu^-$	5,09E-05	$D_s^{*-} \mu^+$	1,36E-03
$\overline{\nu_\mu} \mu^- \mu^+$	7,18E-03	$\pi^+ \pi e^-$	5,72E-04	$K(S) K(S) \pi^+ \mu^-$	2,47E-05	$D_s^{*+} \tau^-$	2,46E-03
$\overline{\nu_\tau} \mu^- \mu^+$	3,07E-03	$K^+ K(S) e^-$	6,37E-06	$\pi^+ K(L) K(L) \mu^-$	5,35E-06	$D_s^{*-} \tau^+$	2,46E-03
$\tau^- \tau^+ \overline{\nu_e}$	8,35E-04	$K^+ K(L) e^-$	7,02E-06	$K^+ K^+ K^- \mu^-$	1,17E-07	$J/\psi(1S) \nu_e$	1,10E-04
$\tau^- \tau^+ \overline{\nu_\mu}$	8,46E-04	$K(S) \pi^+ e^-$	2,00E-05	$K(S) \pi^- \pi \tau^+$	9,02E-05	$J/\psi(1S) \nu_\mu$	1,10E-04
$\overline{\nu_\tau} \tau^- \tau^+$	9,15E-03	$\pi^+ K(L) e^-$	1,57E-05	$\pi^- K(L) \pi \tau^+$	9,04E-05	$J/\psi(1S) \nu_\tau$	2,20E-04
$\nu_\mu \mu^+ e^-$	1,22E-02	$K^+ \pi e^-$	1,67E-05	$K^- \pi^+ \pi^- \tau^+$	7,95E-05	$J/\psi(1S) \overline{\nu_e}$	1,10E-04
$\overline{\nu_\mu} \mu^- e^+$	1,24E-02	$\pi^- \pi e^+$	5,72E-04	$K^- \pi \pi \tau^+$	1,72E-05	$J/\psi(1S) \overline{\nu_\mu}$	1,10E-04
$\mu^- \nu_e e^+$	1,23E-02	$K^- K(S) e^+$	7,49E-06	$K^+ K^- \pi^- \tau^+$	9,02E-05	$J/\psi(1S) \overline{\nu_\tau}$	2,20E-04
$\mu^+ \overline{\nu_e} e^-$	1,22E-02	$K^- K(L) e^+$	6,76E-06	$K^- K(S) \pi \tau^+$	7,73E-05	$\phi(1020) \nu_e$	9,11E-05
$\tau^- \nu_\mu \mu^+$	1,94E-02	$K(S) \pi^- e^+$	1,56E-05	$K^- K(L) \pi \tau^+$	7,20E-05	$\phi(1020) \nu_\mu$	9,11E-05
$\tau^+ \overline{\nu_\mu} \mu^-$	1,94E-02	$\pi^- K(L) e^+$	2,03E-05	$K(S) \pi^- K(L) \tau^+$	8,80E-05	$\phi(1020) \nu_\tau$	1,82E-04
$\nu_\tau \tau^+ \mu^-$	9,58E-03	$K^- \pi e^+$	1,13E-05	$K(S) K(S) \pi^- \tau^+$	4,47E-05	$\phi(1020) \overline{\nu_e}$	9,11E-05
$\overline{\nu_\tau} \tau^- \mu^+$	9,70E-03	$\pi^- \pi \mu^+$	5,74E-04	$\pi^- K(L) K(L) \tau^+$	8,86E-06	$\phi(1020) \overline{\nu_\mu}$	9,11E-05
$\nu_\tau \tau^+ e^-$	9,52E-03	$K^- K(S) \mu^+$	6,58E-06	$K^+ K^- K^- \tau^+$	2,13E-07	$\phi(1020) \overline{\nu_\tau}$	1,82E-04
$\overline{\nu_\tau} \tau^- e^+$	9,59E-03	$K^- K(L) \mu^+$	6,48E-06	$K(S) \pi^+ \pi \tau^-$	8,81E-05	$\omega(782) \nu_e$	1,31E-05
$\tau^- \nu_e e^+$	1,92E-02	$K(S) \pi^- \mu^+$	1,22E-05	$\pi^+ K(L) \pi \tau^-$	9,08E-05	$\omega(782) \nu_\mu$	1,31E-05
$\tau^+ \overline{\nu_e} e^-$	1,93E-02	$\pi^- K(L) \mu^+$	1,25E-05	$K^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	7,92E-05	$\omega(782) \nu_\tau$	2,62E-05
tot. Leptonen	3,32E-01	$K^- \pi \mu^+$	1,84E-05	$K^+ \pi \pi \tau^-$	1,74E-05	$\omega(782) \overline{\nu_e}$	1,31E-05
$\pi \nu_e$	3,07E-05	$\pi^- \pi \tau^+$	1,04E-03	$K^+ K^- \pi^+ \tau^-$	9,09E-05	$\omega(782) \overline{\nu_\mu}$	1,31E-05
$\pi \nu_\mu$	3,07E-05	$K^- K(S) \tau^+$	1,24E-05	$K^+ K(S) \pi \tau^-$	8,10E-05	$\omega(782) \overline{\nu_\tau}$	2,62E-05
$\pi \nu_\tau$	6,13E-05	$K^- K(L) \tau^+$	1,21E-05	$K^+ K(L) \pi \tau^-$	7,59E-05	$B^+ e^-$	3,44E-09
$\pi \overline{\nu_e}$	3,07E-05	$K(S) \pi^- \tau^+$	3,17E-05	$K(S) \pi^+ K(L) \tau^-$	9,07E-05	$B^- e^+$	3,44E-09
$\pi \overline{\nu_\mu}$	3,07E-05	$\pi^- K(L) \tau^+$	2,84E-05	$K(S) K(S) \pi^+ \tau^-$	4,46E-05	$B^+ \mu^-$	3,44E-09
$\pi \overline{\nu_\tau}$	6,13E-05	$K^- \pi \tau^+$	2,74E-05	$\pi^+ K(L) K(L) \tau^-$	9,58E-06	$B^- \mu^+$	3,44E-09
$\pi^+ e^-$	2,35E-04	$\pi^+ \pi \pi \tau^-$	1,03E-03	$K^+ K^+ K^- \tau^-$	2,13E-07	$B^+ \tau^-$	5,71E-09
$\pi^- e^+$	2,35E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	9,85E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \tau^-$	-	$B^- \tau^+$	5,71E-09
$\pi^+ \mu^-$	2,35E-04	$\pi^+ \pi \pi e^-$	5,88E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi \tau^-$	3,99E-05	$B_s^+ e^-$	8,48E-07
$\pi^- \mu^+$	2,35E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- e^-$	5,96E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi e^-$	1,79E-04	$B_s^- e^+$	8,48E-07
$\pi^+ \tau^-$	4,28E-04	$\pi^+ \pi \pi \mu^-$	6,13E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi e^-$	-	$B_s^+ \mu^-$	8,48E-07
$\pi^- \tau^+$	4,28E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	4,58E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \mu^-$	-	$B_s^- \mu^+$	8,48E-07
$K^+ e^-$	1,87E-05	$\pi^- \pi \pi e^+$	5,99E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi \mu^-$	2,48E-05	$B_s^+ \tau^-$	1,28E-06
$K^- e^+$	1,87E-05	$\pi^+ \pi^- \pi^- e^+$	1,02E-03	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \tau^+$	-	$B_s^- \tau^+$	1,28E-06
$K^+ \mu^-$	1,87E-05	$\pi^- \pi \pi \mu^+$	6,21E-04	$\pi^- \pi \pi \pi \tau^+$	-	$B^{*+} e^-$	4,71E-09
$K^- \mu^+$	1,87E-05	$\pi^+ \pi^- \pi^- \mu^+$	5,67E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi e^+$	-	$B^{*-} e^+$	4,71E-09
$K^+ \tau^-$	3,39E-05	$\pi^- \pi \pi \tau^+$	1,07E-03	$\pi^- \pi \pi \pi e^+$	-	$B^{*+} \mu^-$	4,71E-09
$K^- \tau^+$	3,39E-05	$\pi^+ \pi^- \pi^- \tau^+$	8,15E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \mu^+$	5,64E-05	$B^{*-} \mu^+$	4,71E-09
$\eta \nu_e$	4,89E-05	$K(S) \pi^- \pi e^+$	5,04E-05	$\pi^- \pi \pi \pi \mu^+$	-	$B^{*+} \tau^-$	8,24E-09
$\eta \nu_\mu$	4,89E-05	$\pi^- K(L) \pi e^+$	4,99E-05	$\rho(770) \nu_e$	1,67E-05	$B^{*-} \tau^+$	8,24E-09
$\eta \nu_\tau$	9,79E-05	$K^- \pi^+ \pi^- e^+$	4,37E-05	$\rho(770) \nu_\mu$	1,67E-05	$B_s^{*+} e^-$	1,42E-06
$\eta \overline{\nu_e}$	4,89E-05	$K^- \pi \pi e^+$	9,47E-06	$\rho(770) \nu_\tau$	3,33E-05	$B_s^{*-} e^+$	1,42E-06
$\eta \overline{\nu_\mu}$	4,89E-05	$K^+ K^- \pi^- e^+$	5,22E-05	$\rho(770) \overline{\nu_e}$	1,67E-05	$B_s^{*+} \mu^-$	1,42E-06
$\eta \overline{\nu_\tau}$	9,79E-05	$K^- K(S) \pi e^+$	4,06E-05	$\rho(770) \overline{\nu_\mu}$	1,67E-05	$B_s^{*-} \mu^+$	1,42E-06
$\eta'(958) \nu_e$	4,17E-05	$K^- K(L) \pi e^+$	3,86E-05	$\rho(770) \overline{\nu_\tau}$	3,33E-05	$B_s^{*+} \tau^-$	2,30E-06
$\eta'(958) \nu_\mu$	4,17E-05	$K(S) \pi^- K(L) e^+$	5,02E-05	$K^*(892) \nu_e$	8,18E-05	$B_s^{*-} \tau^+$	2,30E-06
$\eta'(958) \nu_\tau$	8,33E-05	$K(S) K(S) \pi^- e^+$	2,55E-05	$K^*(892) \nu_\mu$	8,18E-05	tot. Hadronen	4,31E-02
$\eta'(958) \overline{\nu_e}$	4,17E-05	$\pi^- K(L) K(L) e^+$	5,17E-06	$K^*(892) \nu_\tau$	1,64E-04	Insgesamt	3,75E-01

A.3.4 $m_{N_1} = 15,0 \text{ GeV}$

Tabelle A.4: Zerfallstabelle des schweren Neutrinos bei einer Masse von 15,0 GeV mit einer Gesamtbreite von $4,68 \times 10^{-9} \text{ GeV}$

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\nu_\mu \overline{\nu_\mu} \nu_e$	2,83E-03	$\eta'(958) \overline{\nu_\tau}$	3,39E-05	$K^+ K^- \pi^- e^+$	4,85E-08	$\overline{K^*}(892) \nu_e$	3,30E-05
$\nu_\tau \overline{\nu_\tau} \nu_e$	2,75E-03	$\eta_s(1S) \nu_e$	7,57E-05	$K(S) \pi^+ \pi e^-$	2,03E-05	$K^*(892) \nu_\mu$	3,30E-05
$\nu_\mu \nu_e \overline{\nu_e}$	2,79E-03	$\eta_s(1S) \nu_\mu$	7,57E-05	$\pi^+ K(L) \pi e^-$	1,99E-05	$\overline{K^*}(892) \nu_\tau$	6,60E-05

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	2,83E-03	$\eta_s(1S) \nu_\tau$	1,51E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- e^-$	1,80E-05	$K^* (892) \bar{\nu}_e$	3,30E-05
$\nu_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	5,54E-03	$\eta_s(1S) \bar{\nu}_e$	7,57E-05	$K^+ \pi \pi e^-$	3,94E-06	$K^* (892) \bar{\nu}_\mu$	3,30E-05
$\nu_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	5,58E-03	$\eta_s(1S) \bar{\nu}_\mu$	7,57E-05	$K^+ K^- \pi^+ e^-$	2,38E-05	$K^* (892) \bar{\nu}_\tau$	6,60E-05
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e$	2,76E-03	$\eta_s(1S) \bar{\nu}_\tau$	1,51E-04	$K^+ K(S) \pi e^-$	2,16E-05	$\overline{K^* (892)} \bar{\nu}_e$	3,30E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_e$	2,81E-03	$D^+ e^-$	1,42E-05	$K^+ K(L) \pi e^-$	1,95E-05	$\overline{K^* (892)} \bar{\nu}_\mu$	3,30E-05
$\bar{\nu}_\mu \nu_e \bar{\nu}_e$	2,81E-03	$D^- e^+$	1,42E-05	$K(S) \pi^+ K(L) e^-$	2,41E-05	$\overline{K^* (892)} \bar{\nu}_\tau$	6,60E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\mu$	2,74E-03	$D^+ \mu^-$	1,42E-05	$K(S) K(S) \pi^+ e^-$	1,14E-05	$D^* (2007) \nu_e$	2,07E-05
$\bar{\nu}_\tau \nu_e \bar{\nu}_e$	5,61E-03	$D^- \mu^+$	1,42E-05	$\pi^+ K(L) K(L) e^-$	2,29E-06	$D^* (2007) \nu_\mu$	2,07E-05
$\bar{\nu}_\tau \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	5,59E-03	$D^+ \tau^-$	2,72E-05	$K^+ K^+ K^- e^-$	4,92E-08	$D^* (2007) \nu_\tau$	4,14E-05
$\nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$	5,55E-03	$D^- \tau^+$	2,72E-05	$K(S) \pi^- \pi \mu^+$	1,96E-05	$\overline{D^* (2007)} \nu_e$	2,07E-05
$\nu_\mu \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	5,58E-03	$D_s^+ e^-$	3,79E-04	$\pi^- K(L) \pi \mu^+$	1,98E-05	$\overline{D^* (2007)} \nu_\mu$	2,07E-05
$\nu_\tau \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	1,12E-02	$D_s^- e^+$	3,79E-04	$K^- \pi^+ \pi^- \mu^+$	1,80E-05	$\overline{D^* (2007)} \nu_\tau$	4,14E-05
$\nu_e \bar{\nu}_e \nu_e$	5,55E-03	$D_s^- \mu^-$	3,79E-04	$K^- \pi \pi \mu^+$	3,86E-06	$D^* (2007) \bar{\nu}_e$	2,07E-05
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$	5,45E-03	$D_s^- \mu^+$	3,79E-04	$K^+ K^- \pi^- \mu^+$	2,35E-05	$\overline{D^* (2007)} \bar{\nu}_\mu$	2,07E-05
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$	1,11E-02	$D_s^+ \tau^-$	7,25E-04	$K^- K(S) \pi \mu^+$	1,76E-05	$\overline{D^* (2007)} \bar{\nu}_\tau$	4,14E-05
$\nu_e e^- e^+$	6,60E-03	$D_s^- \tau^+$	7,25E-04	$K^- K(L) \pi \mu^+$	1,75E-05	$\overline{D^* (2007)} \bar{\nu}_e$	2,07E-05
$\nu_\mu e^- e^+$	1,38E-03	$\pi^+ \pi \tau^-$	4,35E-04	$K(S) \pi^- K(L) \mu^+$	2,38E-05	$\overline{D^* (2007)} \bar{\nu}_\mu$	2,07E-05
$\nu_\tau e^- e^+$	2,79E-03	$K^+ K(S) \tau^-$	6,21E-06	$K(S) K(S) \pi^- \mu^+$	1,16E-05	$\overline{D^* (2007)} \bar{\nu}_\tau$	4,14E-05
$\mu^- \mu^+ \nu_e$	1,39E-03	$K^+ K(L) \tau^-$	4,49E-06	$\pi^- K(L) K(L) \mu^+$	2,30E-06	$D^{*+} (2010) e^-$	2,84E-05
$\nu_\mu \mu^- \mu^+$	6,55E-03	$K(S) \pi^+ \tau^-$	1,30E-05	$K^+ K^- \pi^- \mu^+$	4,89E-08	$D^{*-} (2010) e^+$	2,84E-05
$\nu_\tau \mu^- \mu^+$	2,83E-03	$\pi^+ K(L) \tau^-$	1,09E-05	$K(S) \pi^+ \pi \mu^-$	2,01E-05	$D^{*+} (2010) \mu^-$	2,84E-05
$\tau^- \tau^+ \nu_e$	1,07E-03	$K^+ \pi \tau^-$	7,79E-06	$\pi^+ K(L) \pi \mu^-$	1,97E-05	$D^{*-} (2010) \mu^+$	2,84E-05
$\tau^- \tau^+ \nu_\mu$	1,06E-03	$\pi^+ \pi \mu^-$	2,34E-04	$K^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	1,76E-05	$D^{*+} (2010) \tau^-$	5,45E-05
$\nu_\tau \tau^- \tau^+$	1,09E-02	$K^+ K(S) \mu^-$	3,46E-06	$K^+ \pi \pi \mu^-$	3,86E-06	$D^{*-} (2010) \tau^+$	5,45E-05
$\bar{\nu}_e e^- e^+$	6,52E-03	$K^+ K(L) \mu^-$	2,83E-06	$K^+ K^- \pi^+ \mu^-$	2,37E-05	$D_s^{*+} e^-$	5,50E-04
$\bar{\nu}_\mu e^- e^+$	1,40E-03	$K(S) \pi^+ \mu^-$	3,96E-06	$K^+ K(S) \pi \mu^-$	1,71E-05	$D_s^{*-} e^+$	5,50E-04
$\bar{\nu}_\tau e^- e^+$	2,81E-03	$\pi^+ K(L) \mu^-$	6,82E-06	$K^+ K(L) \pi \mu^-$	1,81E-05	$D_s^{*+} \mu^-$	5,50E-04
$\mu^- \mu^+ \bar{\nu}_e$	1,39E-03	$K^+ \pi \mu^-$	5,11E-06	$K(S) \pi^+ K(L) \mu^-$	2,35E-05	$D_s^{*-} \mu^+$	5,50E-04
$\bar{\nu}_\mu \mu^+ \mu^-$	6,58E-03	$\pi^+ \pi e^-$	2,33E-04	$K(S) K(S) \pi^+ \mu^-$	1,19E-05	$D_s^{*+} \tau^-$	1,05E-03
$\bar{\nu}_\tau \mu^- \mu^+$	2,79E-03	$K^+ K(S) e^-$	2,68E-06	$\pi^+ K(L) K(L) \mu^-$	2,40E-06	$D_s^{*-} \tau^+$	1,05E-03
$\tau^- \tau^+ \bar{\nu}_e$	1,07E-03	$K^+ K(L) e^-$	2,69E-06	$K^+ K^+ K^- \mu^-$	4,86E-08	$J/\psi(1S) \nu_e$	4,52E-05
$\tau^- \tau^+ \bar{\nu}_\mu$	1,06E-03	$K(S) \pi^+ e^-$	7,65E-06	$K(S) \pi^- \pi \tau^+$	3,82E-05	$J/\psi(1S) \nu_\mu$	4,52E-05
$\bar{\nu}_\tau \tau^- \tau^+$	1,07E-02	$\pi^+ K(L) e^-$	6,39E-06	$\pi^- K(L) \pi \tau^+$	3,78E-05	$J/\psi(1S) \nu_\tau$	9,04E-05
$\nu_\mu \mu^+ e^-$	1,10E-02	$K^+ \pi e^-$	7,37E-06	$K^- \pi^+ \pi^- \tau^+$	3,41E-05	$J/\psi(1S) \bar{\nu}_e$	4,52E-05
$\bar{\nu}_\mu \mu^- e^+$	1,12E-02	$\pi^- \pi e^+$	2,29E-04	$K^- \pi \pi \tau^+$	7,43E-06	$J/\psi(1S) \bar{\nu}_\mu$	4,52E-05
$\mu^- \nu_e e^+$	1,11E-02	$K^- K(S) e^+$	2,56E-06	$K^+ K^- \pi^- \tau^+$	4,53E-05	$J/\psi(1S) \bar{\nu}_\tau$	9,04E-05
$\mu^+ \bar{\nu}_e e^-$	1,12E-02	$K^- K(L) e^+$	2,92E-06	$K^- K(S) \pi \tau^+$	3,65E-05	$\phi(1020) \nu_e$	3,67E-05
$\tau^- \nu_\mu \mu^+$	2,00E-02	$K(S) \pi^- e^+$	5,50E-06	$K^- K(L) \pi \tau^+$	3,33E-05	$\phi(1020) \nu_\mu$	3,67E-05
$\tau^+ \bar{\nu}_\mu \mu^-$	1,98E-02	$\pi^- K(L) e^+$	6,40E-06	$K(S) \pi^- K(L) \tau^+$	4,48E-05	$\phi(1020) \nu_\tau$	7,35E-05
$\nu_\tau \tau^+ \mu^-$	9,80E-03	$K^- \pi e^+$	5,94E-06	$K(S) K(S) \pi^- \tau^+$	2,21E-05	$\phi(1020) \bar{\nu}_e$	3,67E-05
$\bar{\nu}_\tau \tau^- \mu^+$	9,92E-03	$\pi^- \pi \mu^+$	2,29E-04	$\pi^- K(L) K(L) \tau^+$	4,34E-06	$\phi(1020) \bar{\nu}_\mu$	3,67E-05
$\nu_\tau \tau^+ e^-$	9,86E-03	$K^- K(S) \mu^+$	2,85E-06	$K^+ K^- \pi^- \tau^+$	9,30E-08	$\phi(1020) \bar{\nu}_\tau$	7,35E-05
$\bar{\nu}_\tau \tau^- e^+$	9,82E-03	$K^- K(L) \mu^+$	2,52E-06	$K(S) \pi^+ \pi \tau^-$	3,81E-05	$\omega(782) \nu_e$	5,28E-06
$\tau^- \nu_e e^+$	2,01E-02	$K(S) \pi^- \mu^+$	3,76E-06	$\pi^+ K(L) \pi \tau^-$	3,83E-05	$\omega(782) \nu_\mu$	5,28E-06
$\tau^+ \bar{\nu}_e e^-$	1,99E-02	$\pi^- K(L) \mu^+$	6,44E-06	$K^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	3,39E-05	$\omega(782) \nu_\tau$	1,06E-05
tot. Leptonen	3,22E-01	$K^- \pi \mu^+$	6,60E-06	$K^+ \pi \pi \tau^-$	7,38E-06	$\omega(782) \bar{\nu}_e$	5,28E-06
$\pi \nu_e$	1,24E-05	$\pi^- \pi \tau^+$	4,48E-04	$K^+ K^- \pi^+ \tau^-$	4,55E-05	$\omega(782) \bar{\nu}_\mu$	5,28E-06
$\pi \nu_\mu$	1,24E-05	$K^- K(S) \tau^+$	4,85E-06	$K^+ K(S) \pi \tau^-$	3,49E-05	$\omega(782) \bar{\nu}_\tau$	1,06E-05
$\pi \nu_\tau$	2,47E-05	$K^- K(L) \tau^+$	5,48E-06	$K^+ K(L) \pi \tau^-$	3,44E-05	$B^+ e^-$	2,05E-09
$\pi \bar{\nu}_e$	1,24E-05	$K(S) \pi^- \tau^+$	1,37E-05	$K(S) \pi^+ K(L) \tau^-$	4,39E-05	$B^- e^+$	2,05E-09
$\pi \bar{\nu}_\mu$	1,24E-05	$\pi^- K(L) \tau^+$	9,34E-06	$K(S) K(S) \pi^+ \tau^-$	2,19E-05	$B^+ \mu^-$	2,04E-09
$\pi \bar{\nu}_\tau$	2,47E-05	$K^- \pi \tau^+$	1,04E-05	$\pi^+ K(L) K(L) \tau^-$	4,65E-06	$B^- \mu^+$	2,04E-09
$\pi^+ e^-$	9,49E-05	$\pi^+ \pi \tau^-$	7,00E-04	$K^+ K^+ K^- \tau^-$	9,33E-08	$B^+ \tau^-$	3,87E-09
$\pi^- e^+$	9,49E-05	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \tau^-$	8,46E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \tau^-$	-	$B^- \tau^+$	3,87E-09
$\pi^- \mu^-$	9,49E-05	$\pi^+ \pi \pi e^-$	4,28E-04	$\pi^+ \pi \pi \tau^-$	-	$B_s^+ e^-$	6,56E-07
$\pi^- \mu^+$	9,49E-05	$\pi^+ \pi^+ \pi^- e^-$	3,00E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi e^-$	-	$B_s^- e^+$	6,56E-07
$\pi^- \tau^-$	1,82E-04	$\pi^+ \pi \pi \mu^-$	3,95E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi e^-$	-	$B_s^+ \mu^-$	6,56E-07
$\pi^- \tau^+$	1,82E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \mu^-$	2,95E-04	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi \mu^-$	-	$B_s^- \mu^+$	6,56E-07
$K^+ e^-$	7,55E-06	$\pi^- \pi \pi e^+$	3,89E-04	$\pi^+ \pi \pi \pi \mu^-$	-	$B_s^+ \tau^-$	1,23E-06
$K^- e^+$	7,55E-06	$\pi^+ \pi^- \pi^- e^+$	3,61E-04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi \tau^+$	-	$B_s^- \tau^+$	1,23E-06

Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR	Zerfallskanal	BR
$K^+\mu^-$	7,55E-06	$\pi^-\pi\pi\mu^+$	3,94E-04	$\pi^-\pi\pi\pi\tau^+$	-	$B^{*+}e^-$	2,26E-09
$K^-\mu^+$	7,55E-06	$\pi^+\pi^-\pi^-\mu^+$	4,60E-04	$\pi^+\pi^-\pi^-\pi e^+$	-	$B^{*-}e^+$	2,26E-09
$K^+\tau^-$	1,45E-05	$\pi^-\pi\pi\tau^+$	7,05E-04	$\pi^-\pi\pi\pi e^+$	-	$B^{*+}\mu^-$	2,26E-09
$K^-\tau^+$	1,45E-05	$\pi^+\pi^-\pi^-\tau^+$	6,53E-04	$\pi^+\pi^-\pi^-\pi\mu^+$	-	$B^{*-}\mu^+$	2,26E-09
$\eta\nu_e$	1,98E-05	$K(S)\pi^-\pi e^+$	1,96E-05	$\pi^-\pi\pi\pi\mu^+$	-	$B^{*+}\tau^-$	4,31E-09
$\eta\nu_\mu$	1,98E-05	$\pi^-\pi K(L)\pi e^+$	1,96E-05	$\rho(770)\nu_e$	6,72E-06	$B^{*-}\tau^+$	4,31E-09
$\eta\nu_\tau$	3,96E-05	$K^-\pi^+\pi^-\pi e^+$	1,76E-05	$\rho(770)\nu_\mu$	6,72E-06	$B_s^{*+}e^-$	8,69E-07
$\eta\overline{\nu_e}$	1,98E-05	$K^-\pi\pi e^+$	3,84E-06	$\rho(770)\nu_\tau$	1,34E-05	$B_s^{*-}e^+$	8,69E-07
$\eta\overline{\nu_\mu}$	1,98E-05	$K^+K^-\pi^-\pi e^+$	2,45E-05	$\rho(770)\overline{\nu_e}$	6,72E-06	$B_s^{*+}\mu^-$	8,69E-07
$\eta\overline{\nu_\tau}$	3,96E-05	$K^-K(S)\pi e^+$	2,42E-05	$\rho(770)\overline{\nu_\mu}$	6,72E-06	$B_s^{*-}\mu^+$	8,69E-07
$\eta'(958)\nu_e$	1,70E-05	$K^-K(L)\pi e^+$	1,79E-05	$\rho(770)\overline{\nu_\tau}$	1,34E-05	$B_s^{*+}\tau^-$	1,65E-06
$\eta'(958)\nu_\mu$	1,70E-05	$K(S)\pi^-K(L)e^+$	2,36E-05	$K^*(892)\nu_e$	3,30E-05	$B_s^{*-}\tau^+$	1,65E-06
$\eta'(958)\nu_\tau$	3,39E-05	$K(S)K(S)\pi^-\pi e^+$	1,15E-05	$K^*(892)\nu_\mu$	3,30E-05	tot. Hadronen	2,02E-02
$\eta'(958)\overline{\nu_e}$	1,70E-05	$\pi^-K(L)K(L)e^+$	2,33E-06	$K^*(892)\nu_\tau$	6,60E-05	Insgesamt	3,42E-01
$\eta'(958)\overline{\nu_\mu}$	1,70E-05						

A.4 Beispiel Run.dat

```
(run){
# me generator setup
ME_SIGNAL_GENERATOR Comix;
SCALES VAR{Abs2(p[0]+p[1])};
#HARD_DECAYS=1;
HARD_DECAYS=Off;
INTEGRATOR=Rambo
#DECAY_NEUT_HARD=1;

# model setup
MODEL Seesaw_TypeI_UFO;
STABLE[15]=1;
MASSIVE[15]=1;
MASSIVE[13]=1;
MASSIVE[11]=1;

# LHC beam setup:
BEAM_1 2212; BEAM_ENERGY_1 6500;
BEAM_2 2212; BEAM_ENERGY_2 6500;
}(run)
```

```
(processes){
Process 93 93 -> -11 9900012;
End process;
}(processes)
```

```
(ufo){
block mass
      23      91.1876      # MZ
      6       172       # MT
      25     125.6      # MH
      9900012 1.777     # mN1
      9900014 500.0     # mN2
      9900016 1000.0    # mN3
```

```
block sminputs
      1      127.944      # aEWM1
      2      1.174741e-05 # Gf
      3      0.1184      # aS
```

```
block yukawa
      6      172      # ymt
      15     1.777     # ymtau
```

```
block numixing
      1      0.05477225575 # VeN1
      2      0.0          # VeN2
      3      0.0          # VeN3
      4      0.05477225575 # VmuN1
      5      0.0          # VmuN2
      6      0.0          # VmuN3
      7      0.07745966692 # VtaN1
      8      0.0          # VtaN2
      9      0.0          # VtaN3
```

```
decay 23      2.4952      # WZ
decay 24      2.085       # WW
decay 6       1.50833649  # WT
decay 25     0.00575308848 # WH
decay 9900012 4.32928e-14 # WN1
decay 9900014 1.5        # WN2
decay 9900016 12.3       # WN3
}(ufo)
```

A.5 Zusätzliche Darstellungen des Vertexversatzes

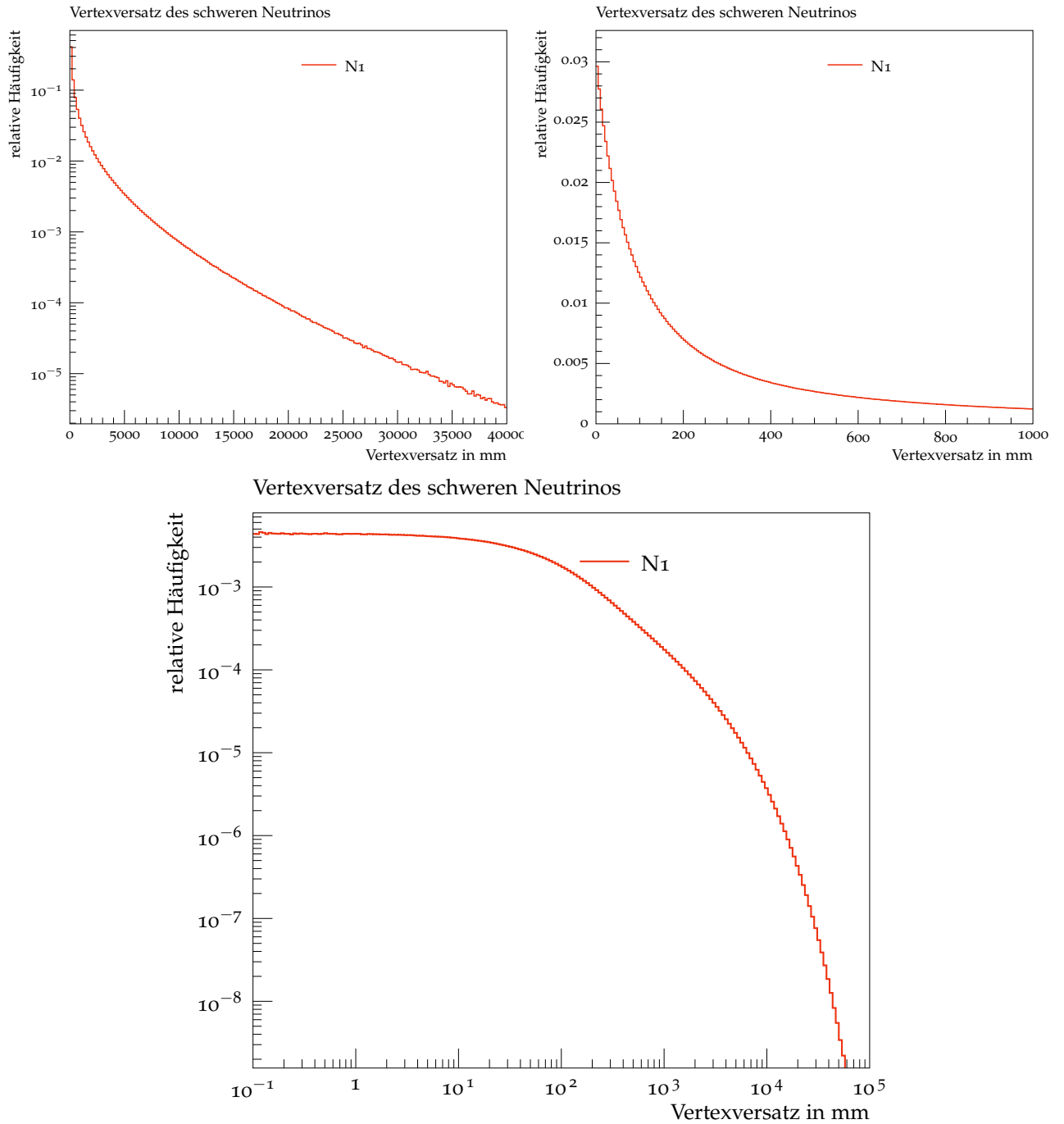


Abbildung A.4: Vertexversatz des schweren Neutrinos der Masse 1,777 GeV, welches, zusammen mit einem Positron, aus einer Proton-Proton-Kollision der Schwerpunktsenergie 13 TeV entstanden ist.

A.6 Zerfallskonstanten

Tabelle A.5: Verwendete Massen und Zerfallskonstanten der Mesonen

Pseudoskalares Meson	Zerfallskonstante (MeV)[20]	Masse (MeV)	Vektor-Meson	Zerfallskonstante (MeV)[20]	Masse (MeV)
$\pi^\pm$	130,7	135	ω	195	782,59
$K^\pm$	159,8	493,7	ϕ	229	1019,456
$D^\pm$	222,6	1869,4	$B^{*\pm}$	177,85[29]	5325,1
$D_s^\pm$	266	1968,3	$B_c^{*\pm}$	311,22[29]	6600
π^0	130	135	J/ψ	459	3096,916
$B^\pm$	189[30]	5279,25	ρ^0	220[30]	775,49
$B_c^\pm$	315[31]	6400	$\rho^\pm$	220	775,8
η	164,7	547,8	$K^{*\pm}$	217	891,66
η'	152,9	957,8	$D^{*\pm}$	310	2010
η_c	335	2979,6	$D_s^{*\pm}$	315	2112,1
$K^{*0}, \bar{K}^{*0}$	217	896,1	$D^{*0}, \bar{D}^{*0}$	310	2006,7

Literatur

- [1] Nobel Media AB 2014. *The 2015 Nobel Prize in Physics - Press Release*. 2015. URL: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2015/press.html (besucht am 07.05.2017).
- [2] G. Arnison u. a. "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ GeV". In: *Physics Letters B* 122.1 (1983), S. 103–116. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>.
- [3] M. Banner u. a. "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider". In: *Physics Letters B* 122.5 (1983), S. 476–485. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>.
- [4] G. Arnison u. a. "Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c² at the CERN SPS Collider". In: *Phys. Lett.* 126B (1983), S. 398–410. DOI: 10.1016/0370-2693(83)90188-0.
- [5] W. Bartel u. a. "Observation of planar three-jet events in e⁺e⁻ annihilation and evidence for gluon bremsstrahlung". In: *Physics Letters B* 91.1 (1980), S. 142–147. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90680-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(80)90680-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269380906802>.
- [6] Ch. Berger u. a. "Evidence for gluon bremsstrahlung in e⁺e⁻ annihilations at high energies". In: *Physics Letters B* 86.3 (1979), S. 418–425. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(79\)90869-4](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(79)90869-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269379908694>.
- [7] D. P. Barber u. a. "Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA". In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (12 Sep. 1979), S. 830–833. DOI: 10.1103/PhysRevLett.43.830. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.830>.

- [8] R. Brandelik u. a. “Evidence for planar events in $e+e^-$ annihilation at high energies”. In: *Physics Letters B* 86.2 (1979), S. 243–249. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(79\)90830-X](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(79)90830-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026937990830X>.
- [9] Georges Aad u. a. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. In: *Phys. Lett.* B716 (2012), S. 1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
- [10] Serguei Chatrchyan u. a. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Phys. Lett.* B716 (2012), S. 30–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
- [11] Katherine Garrett und Gintaras Duda. “Dark Matter: A Primer”. In: *Adv. Astron.* 2011 (2011), S. 968283. DOI: 10.1155/2011/968283. arXiv: 1006.2483 [hep-ph].
- [12] Laurent Canetti, Marco Drewes und Mikhail Shaposhnikov. “Matter and Antimatter in the Universe”. In: *New J. Phys.* 14 (2012), S. 095012. DOI: 10.1088/1367-2630/14/9/095012. arXiv: 1204.4186 [hep-ph].
- [13] M. Agostini u. a. “Results on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment”. In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (12 Sep. 2013), S. 122503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.122503. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.122503>.
- [14] Alexandre Deur, Stanley J. Brodsky und Guy F. de Teramond. “The QCD Running Coupling”. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 90 (2016), S. 1–74. DOI: 10.1016/j.ppnp.2016.04.003. arXiv: 1604.08082 [hep-ph].
- [15] M. Bahr u. a. “Herwig++ Physics and Manual”. In: *Eur. Phys. J.* C58 (2008), S. 639–707. DOI: 10.1140/epjc/s10052-008-0798-9. arXiv: 0803.0883 [hep-ph].
- [16] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna und Peter Z. Skands. “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”. In: *JHEP* 05 (2006), S. 026. DOI: 10.1088/1126-6708/2006/05/026. arXiv: hep-ph/0603175 [hep-ph].
- [17] T. Gleisberg u. a. “Event generation with Sherpa 1.1”. In: *JHEP* 02 (2009), S. 007. DOI: 10.1088/1126-6708/2009/02/007. arXiv: 0811.4622 [hep-ph].
- [18] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013.
- [19] Nathalie Palanque-Delabrouille u. a. “Neutrino masses and cosmology with Lyman-alpha forest power spectrum”. In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2015.11 (2015), S. 011. URL: <http://stacks.iop.org/1475-7516/2015/i=11/a=011>.
- [20] Anupama Atré u. a. “The Search for Heavy Majorana Neutrinos”. In: *JHEP* 05 (2009), S. 030. DOI: 10.1088/1126-6708/2009/05/030. arXiv: 0901.3589 [hep-ph].

-
- [21] Frank Siegert. *Simulation of hadron decays in SHERPA*. Diplomarbeit. 2007.
 - [22] C. Patrignani u. a. “Review of Particle Physics”. In: *Chin. Phys.* C40.10 (2016), S. 100001. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
 - [23] Daniel Alva, Tao Han und Richard Ruiz. “Heavy Majorana neutrinos from $W\gamma$ fusion at hadron colliders”. In: *JHEP* 02 (2015), S. 072. DOI: 10.1007/JHEP02(2015)072. arXiv: 1411.7305 [hep-ph].
 - [24] Celine Degrande u. a. “Fully-Automated Precision Predictions for Heavy Neutrino Production Mechanisms at Hadron Colliders”. In: *Phys. Rev.* D94.5 (2016), S. 053002. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.053002. arXiv: 1602.06957 [hep-ph].
 - [25] Celine Degrande u. a. “UFO - The Universal FeynRules Output”. In: *Comput. Phys. Commun.* 183 (2012), S. 1201–1214. DOI: 10.1016/j.cpc.2012.01.022. arXiv: 1108.2040 [hep-ph].
 - [26] Stefan Höche u. a. “Beyond Standard Model calculations with Sherpa”. In: *Eur. Phys. J.* C75.3 (2015), S. 135. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3338-4. arXiv: 1412.6478 [hep-ph].
 - [27] Tanju Gleisberg und Stefan Höche. “Comix, a new matrix element generator”. In: *JHEP* 12 (2008), S. 039. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/12/039. arXiv: 0808.3674 [hep-ph].
 - [28] Andy Buckley u. a. “Rivet user manual”. In: *Comput. Phys. Commun.* 184 (2013), S. 2803–2819. DOI: 10.1016/j.cpc.2013.05.021. arXiv: 1003.0694 [hep-ph].
 - [29] B. Colquhoun u. a. “B-meson decay constants: a more complete picture from full lattice QCD”. In: *Phys. Rev.* D91.11 (2015), S. 114509. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.114509. arXiv: 1503.05762 [hep-lat].
 - [30] D. Ebert, R.N. Faustov und V.O. Galkin. “Relativistic treatment of the decay constants of light and heavy mesons”. In: *Physics Letters B* 635.2–3 (2006), S. 93–99. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.02.042>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269306002309>.
 - [31] Sameer M. Ikhdaire und Ramazan Sever. “Calculation of the B_c leptonic decay constant using the shifted N-Expansion method”. In: *International Journal of Modern Physics A* 21.32 (2006), S. 6699–6714. DOI: 10.1142/S0217751X06034100.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Jan-Eric Nitschke
Dresden, Mai 2017