

Implementierung eines Wirkungsquerschnitts zur Simulation von solaren und Supernova Neutrinos

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

vorgelegt von

Richard Frank Richter
geboren am 26.05.1990 in Köthen

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2013

Eingereicht am 04. Juli 2013

1. Gutachter: Prof. Dr. K. Zuber
2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner

Zusammenfassung

Bisher war die Supernova SN1987A die einzige Supernova deren Neutrinoausbruch auf der Erde nachgewiesen werden konnte. Detektiert wurden dabei elf Neutrinos im Kamiokande, acht im IMB (Irvine Michigan Brookhaven) und fünf im Baksan-Detektor [1]. Bereits aus dieser scheinbar kleinen Anzahl konnten sowohl für die Teilchen- als auch die Astrophysik wichtige Erkenntnisse gewonnen werden. Für die nächste Kernkollaps-Supernova erwartet man mit heutigen Detektoren den Nachweis von einigen Hundert bis Tausend Neutrinos. Damit auch aus diesen Messungen neue Erkenntnisse gewonnen werden können, ist es wichtig bereits im Voraus möglichst viele Informationen über Detektionsmöglichkeiten von Supernova Neutrinos zu erlangen. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher der Aspekt der Detektion von Supernova Neutrinos durch elastische Neutrino-Proton-Streuung näher beleuchtet. Im Zuge dessen wurde ein Algorithmus zur Berechnung von relevanten Größen, wie zum Beispiel dem Wechselwirkungsquerschnitt realisiert, um Supernova-Neutrino-Signale besser vorherzusagen und zu verstehen.

Abstract

The Supernova SN1987A is the only supernova whose neutrino burst was detected on Earth. In total just 24 events were detected, eleven in Kamiokande, eight in IMB (Irvine Michigan Brookhaven) and five in Baksan [1]. Based on these data there was already an important gain of knowledge. For the next core-collapse supernova several thousand detected events are expected. For these measurements it is essential to get as much information about detection possibilities of supernovae as possible in advance. Therefore, as part of this thesis, an algorithm is set up for elastic neutrino-proton scattering to calculate crucial values and study the potential neutrino signal using this detection channel.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	7
Hintergrund	9
1 Supernova-Explosion	9
1.1 Kernkollapssupernovae	9
1.2 Typ Ia Supernovae	10
2 Reaktion und Wirkungsquerschnitt	10
2.1 Elastische Neutrino-Proton-Streuung	10
2.2 Differentieller Wechselwirkungsquerschnitt	11
2.3 Totaler Wechselwirkungsquerschnitt	12
2.4 Weitere kinematische Größen	12
Simulation	15
3 Struktur	15
4 Funktionen	15
Ergebnisse	17
5 Differentieller Wechselwirkungsquerschnitt	17
6 Totaler Wechselwirkungsquerschnitt	21
7 Neutrinospektrum und Anzahl der Ereignisse	22
8 Quenching	26
Zusammenfassung und Ausblick	29

Einleitung

Aufgrund von Staub in der galaktischen Ebene ist es schwierig innerhalb unserer Galaxie Supernovae zu beobachten, die meisten sind optisch überhaupt nicht sichtbar. So wurden in den letzten rund 1000 Jahren nur fünf Supernovae in unsere Milchstraße optisch beobachtet [2]. Bedingt durch den galaktischen Staub wird jedoch eine größere Anzahl vermutet. Diesbezüglich stellen Neutrinos eine interessante Möglichkeit dar, um auch diese zunächst verborgenen Supernovae zu erfassen. Im Gegensatz zu Photonen sind Neutrinos nur schwach wechselwirkende Teilchen und können auch große Mengen von Materie beinahe ungehindert durchdringen. Zum einen sollte es somit möglich sein auch optisch verborgene Supernovae zu erfassen, als auch optisch sichtbare frühzeitig zu detektieren. Letzteres ist durch den Umstand bedingt, dass Neutrinos einige Stunden früher aus einer Supernova entkommen, als die ersten Photonen. Damit Supernovae rechtzeitig als solche erkannt werden, ist es wichtig bereits im Vorfeld möglichst viele Informationen zusammenzutragen. Nur so wird es möglich sein, viele Messdaten zu sammeln, oder sogar eine Supernova optisch mit zu verfolgen. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Algorithmus erstellt, der genutzt werden kann um grundlegende Vorhersagen zu treffen.

Hintergrund

1 Supernova-Explosion

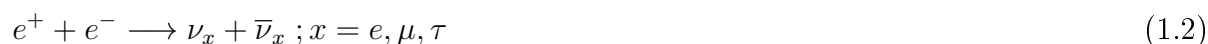
Eine Supernova stellt das Ende der Lebenszeit eines Sterns dar. Man unterscheidet grundlegend zwischen zwei Typen von Supernovae: Typ Ia und Kernkollapssupernovae (Typ Ib, Ic II). Während in allen Typ I Supernovae keine Wasserstoffabsorptionslinien in deren Spektren zu sehen sind, so ist dies in den Typ II jedoch der Fall. Dennoch fasst man die Supernovae gängigerweise nach oben genannter Kombination zusammen, da sich der Explosionsmechanismus vom Typ Ia grundlegend von dem anderen unterscheidet.

1.1 Kernkollapssupernovae

Typischerweise tritt dieser Typ von Supernova bei massereichen Sternen (ab ~ 10 Sonnenmassen M_{\odot}) auf. Dabei wird durch einen Gravitationskollaps des Kerns eine Schockwelle ausgelöst, die die äußeren Sternschichten in einer Explosion wegsprengt. Aufgrund des extrem hohen Drucks werden die Elektronen gemäß der Reaktion



von den Protonen zunehmend eingefangen und es entstehen Neutronen und Elektronen-neutrinos. Dies wird auch als Neutronisation bezeichnet. Die Materie im Inneren des Sternkerns wird kurzzeitig auf eine Dichte komprimiert, welche höher ist als die Materiedichte in einem Atomkern, was bedeutet sie wird praktisch inkompressibel. Die weiterhin einstürzende Materie kann also nur noch zurückprallen. Die nun nach außen laufende Stoßwelle trifft auf die äußeren Materieschichten des Sterns und bringt diese zur Explosion. Die freiwerdende Energie wird im weiteren Verlauf als $E_B = 3 \cdot 10^{53}$ erg angenommen [3,4]. Der Großteil (ca. 99%) dieser Energie wird dabei in Form von Neutrinos abgeführt. Zum einen stammen diese aus der anfänglich erwähnten Neutronisation, zum anderen ergeben sich jedoch die meisten Neutrinos aus thermischer Neutrino-paar-erzeugung, durch die der Kern abgekühlt wird:



Es wird dabei angenommen, dass bei diesem Prozess die Energie gleich auf die drei Neutrino-Flavors verteilt wird und die Energieverteilung jedes einzelnen Neutrino-Flavors dabei ungefähr einer Fermi-Dirac-Verteilung mit Temperaturen von einigen MeV folgt. Die durchschnittliche Energie liegt bei $\bar{E} = 3,15 \cdot T$ und es werden im weiteren Verlauf folgende Neutrino-Temperaturen angenommen: $\nu_e(T = 3,81 \text{ MeV})$, $\bar{\nu}_e(T = 4,77 \text{ MeV})$ und für alle anderen Flavors ($T = 5,71 \text{ MeV}$). Mit diesen Temperaturen ergeben sich als mittlere Energien $\langle E_\nu \rangle_x$ 12, 15 und 18 MeV für ν_e , $\bar{\nu}_e$ und alle anderen Flavors [4].

1.2 Typ Ia Supernovae

Masseärmere Sterne enden als weißer Zwerg, in denen keine weitere Kernfusion stattfindet. Diese bestehen zumeist nur noch aus Kohlenstoff und Sauerstoff. Bildet ein weißer Zwerg mit einem Hauptreihenstern nun ein Doppelsternsystem, so kann es passieren, dass dieser von seinem Begleiter Materie akkretiert. Unter dem Gravitationsdruck zieht sich der weiße Zwerg nun immer weiter zusammen. Seine Temperatur steigt damit ebenfalls weiter an, bis nahezu zeitgleich überall im weißen Zwerg Kohlenstoff-Kernfusion einsetzt und der Stern explodiert. Dies wird auch als thermonukleares Brennen bezeichnet. Die dabei freiwerdende Energie liegt typischerweise innerhalb definierter Grenzen, was bedeutet Supernovae vom Typ Ia weisen immer eine ähnliche Helligkeit auf. Sie eignen sich daher in der Astronomie zur Entfernungsbestimmung und werden auch als sogenannte *Standardkerzen* bezeichnet. Jedoch ist dieser Typ Supernova für die weitere Betrachtung eher uninteressant, da der Großteil der freiwerdenden Energie nicht von Neutrinos abtransportiert wird.

2 Reaktion und Wirkungsquerschnitt

2.1 Elastische Neutrino-Proton-Streuung

Diese Reaktion (Abbildung 2.1) kann für jeden Neutrino-Flavor auftreten. Es ist dabei jedoch zu beachten, dass es für die Reaktion keine untere Grenze, also keine Art Energieschwelle gibt. Das bedeutet, dass die kinetische Energie der zurückgestoßenen Protonen beliebig klein sein kann. Dies wird dann zum Problem, sobald die Energie, die im Detektor deponiert wird, so niedrig ist, dass sie die Schwelle des Detektors nicht erreicht. Es kann somit vorkommen, dass einzelne Protonen nicht erfasst werden. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass lediglich das Proton detektiert wird. Es ist somit nicht möglich den Flavor-Zustand des einlaufenden Neutrinos zu bestimmen. Allerdings besteht zwischen der Neutrino-Energie und maximal möglicher Proton-Energie ein direkter Zusammenhang. Damit liefert diese Reaktion wichtige Informationen über die Energieverteilung der einlaufenden Neutrinos.

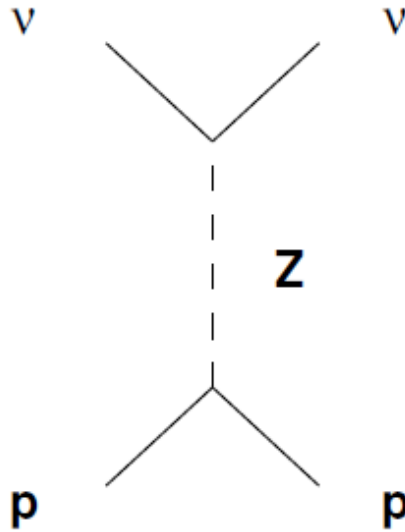


Abbildung 2.1: Elastische Neutrino-Proton-Streuung

2.2 Differentieller Wechselwirkungsquerschnitt

Für Energien in der Größenordnung von einigen zehn MeV kann der differentielle Wechselwirkungsquerschnitt als Funktion der Neutrinoenergie E_ν und der kinetischen Energie des getroffenen Protons T_p wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{d\sigma}{dT_p} = \frac{G_F^2 M_p}{2\pi E_\nu^2} [(c_V + c_A)^2 E_\nu^2 + (c_V - c_A)^2 (E_\nu - T_p)^2 - (c_V^2 - c_A^2) M_p T_p]. \quad (2.3)$$

M_p stellt hierbei die Protonmasse dar und G_F die Fermi-Kopplungskonstante. Die Kopplungskonstanten c_V und c_A zwischen dem Z^0 und dem Proton werden gemäß

$$c_V = \frac{1 - 4 \sin^2 \Theta_W}{2} \quad (2.4)$$

$$c_A = \frac{1.27}{2} \quad (2.5)$$

mit dem Weinbergwinkel Θ_W berechnet. Für ein entsprechendes Antineutrino wird der Faktor

c_A durch $-c_A$ ersetzt. Für eine vorgegebene Neutrinoenergie E_ν befindet sich die Protonenergie T_p in einem Bereich von 0 bis T_p^{max} , wobei letztere Grenze wie folgt berechnet wird:

$$T_p^{max} = \frac{2E_\nu^2}{M_p + 2E_\nu} \quad (2.6)$$

Diese maximale Energie wird dann erreicht, wenn das Neutrino mit seiner ursprünglichen Energie zurück gestoßen wird und das Proton mit der doppelten Neutrinoenergie vorwärts fliegt.

Nimmt man nun an, dass die Protonenergie T_p klein gegenüber E_ν ist, so lässt sich die Formel (2.3) weiter vereinfachen:

$$\frac{d\sigma}{dT_p} = \frac{G_F^2 M_p}{\pi} \left[\left(1 - \frac{M_p T_p}{2E_\nu^2}\right) c_V^2 + \left(1 + \frac{M_p T_p}{2E_\nu^2}\right) c_A^2 \right] \quad (2.7)$$

Zusätzlich kann auch die maximale Protonenergie T_p^{max} durch

$$T_p^{max} \simeq \frac{2E_\nu^2}{M_p} \quad (2.8)$$

angenähert werden. In wie weit beide Approximationen sinnvoll sind, beziehungsweise welche quantitativen Auswirkungen sie haben, wird in einem späteren Kapitel untersucht werden.

2.3 Totaler Wechselwirkungsquerschnitt

Der totale Wechselwirkungsquerschnitt σ kann nun durch Integration der Formel (2.3) erlangt werden, was im Zuge der Simulation auch getan wird. Jedoch wird σ ebenfalls durch folgende Approximation abgeschätzt:

$$\sigma = \frac{G_F^2 E_\nu^2}{\pi} (c_V^2 + 3c_A^2) \quad (2.9)$$

Erneut wird hierfür später ein Vergleich zwischen numerischer Integration und dieser Approximation angestellt.

2.4 Weitere kinematische Größen

Als eventuell interessante Größen können zusätzlich die Winkel des Rückstoß-Protons ϑ_p und des auslaufenden Neutrinos ϑ_ν in Relation zum einlaufenden Neutrino berechnet werden:

$$\cos\vartheta_p = \frac{E_\nu + M_p}{E_\nu} \sqrt{\frac{T_p}{T_p + 2M_p}} \quad (2.10)$$

$$\cos\vartheta_\nu = 1 - \frac{M_p T_p}{E_\nu(E_\nu - T_p)} \quad (2.11)$$

In Szintillator-Detektoren, in denen dieser Detektionskanal vorwiegend Anwendung findet, können die Richtungen der Teilchen jedoch nicht gemessen werden.

Simulation

3 Struktur

Die Klasse *PNES.cxx* wurde unter dem Gesichtspunkt aufgebaut, dass sie mit dem Datenanalyse-Tool *ROOT*¹ verwendet wird, das heißt sie ist nicht eigenständig lauffähig. Bei der Erstellung der Klasse werden benötigte Konstanten und wichtige Parameter mit *Default*-Werten belegt, sodass typische Berechnungen sofort ausgeführt werden können. Zum Zwecke höherer Variabilität, wurde darauf verzichtet ein Hauptprogramm für die Klasse zu schreiben. Innerhalb der *ROOT*-Umgebung kann somit manuell auf jede einzelne bereitgestellte Funktion zugegriffen werden.

Um einige Abläufe jedoch zu vereinfachen, wurden neben den reinen Berechnungsroutinen noch eine Reihe von *Loop*- und *Draw*-Funktionen implementiert. Die *Loop*-Funktionen sammeln für einen vorgegebenen Satz von Werten die entsprechenden Ergebnisse und speichert beides in jeweiligen Arrays. Die *Draw*-Funktionen können dann auf diese Arrays zurückgreifen, um mit *ROOT*-eigenen Mitteln die graphische Umsetzung zu realisieren. Des weiteren steht noch eine einzelne *Print*-Funktion zur Verfügung. Manuell kann diese mit einer Kalkulation verknüpft werden, um einen kompletten Datensatz schnell und einfach über die Konsole auszugeben.

4 Funktionen

Die Klasse *PNES.cxx* stellt einige grundlegende sowie weiterführende Funktionen zur Simulation bereit. Für den differentiellen Wechselwirkungsquerschnitt gibt es zwei Routinen, eine davon für die Approximation. Der totale Wechselwirkungsquerschnitt kann ebenfalls auf zwei Arten berechnet werden, zum einen mit der bereits vorgestellten Näherung (Formel 2.9), zum anderen kann auch mit numerischen Methoden das Integral von Formel (2.3) ausgewertet werden. Die numerische Integration wird dabei von *ROOT* bereitgestellt.

Für alle weiterführenden Größen wurde darauf geachtet, die Funktionen weitestgehend variabel zu halten. So kann zum Beispiel per Eingabe leicht übergeben werden, welche Neutrino-Flavors betrachtet werden sollen. Ebenso kann zwischen verschiedenen Sätzen von Neutrino-

¹Es kam dabei die Version 5.34/09 zum Einsatz

Temperaturen unterschieden werden. Per Hand können auch leicht weitere verschiedene Neutrino-Temperaturen eingefügt werden. Um auch umfangreichere Integrationen durchführen zu können, wurde noch ein weiterer ROOT-eigener Integrator² implementiert. Somit können als Integrationsgrenzen auch die Werte $\pm\infty$ genutzt werden.

²In diesem Fall wurde der eindimensionale Gauß-Integrator `ROOT::Math::IntegrationOneDim::kGAUSS` verwendet

Ergebnisse

5 Differentieller Wechselwirkungsquerschnitt

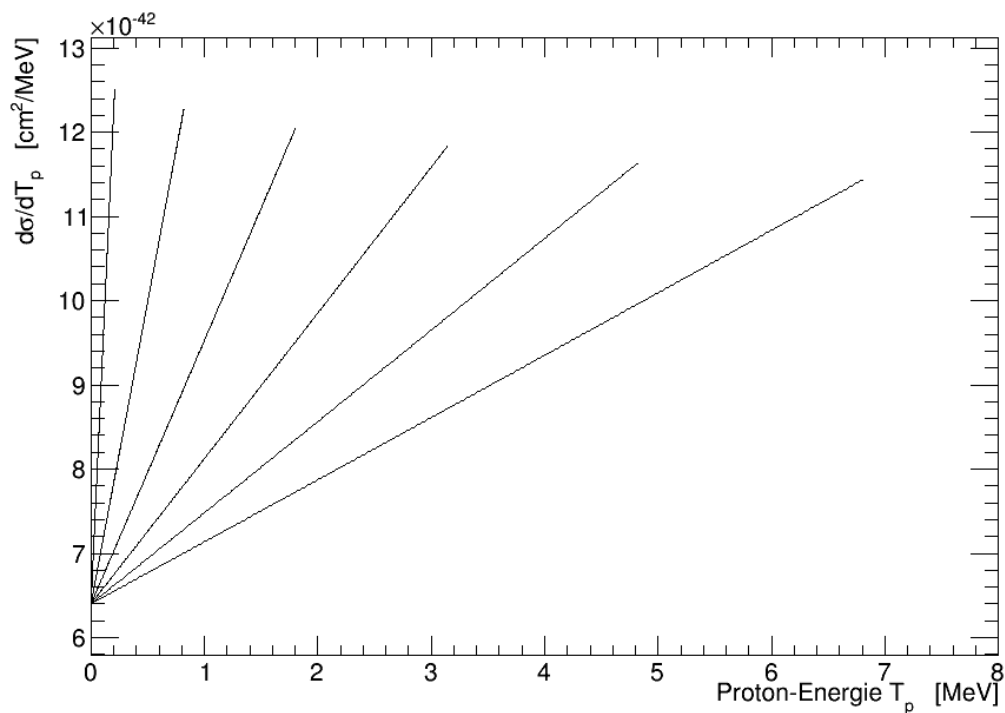


Abbildung 5.2: Differentieller Wechselwirkungsquerschnitt als Funktion der Proton-Energie und Neutrino-Energie als Parameter. Von links nach rechts $E_\nu = 10, 20, 30, 40, 50, 60$ MeV

Für den differentiellen Wechselwirkungsquerschnitt wird je eine Berechnung gemäß Formel (2.3) und (2.7) angefertigt. Verwendet werden dafür Neutrino-Energien im Bereich von 10 - 60 MeV (Abbildung 5.2 und 5.3). Im direkten Vergleich beider Methoden in Abbildung (5.4) sind gerade für höhere Neutrino-Energien deutliche Unterschiede sichtbar, sobald die Proton-Energie ausreichend groß ist. So wird für die exaktere Berechnung mit $E_\nu = 60$ MeV bei einem maximalen Wert von $T_p \simeq 6,80$ MeV ein $\frac{d\sigma}{dT_p}$ von $1,14 \cdot 10^{-42}$ berechnet, während für die Approximation bei einem gleichen Wert von T_p , ein Ergebnis von $1,20 \cdot 10^{-42}$ kalkuliert wird. In diesem äußersten Fall beträgt die Abweichung von einander daher rund 5%. Für kleinere

Neutrino-Energien sinkt dieser Unterschied. So beträgt der Unterschied bei $E_\nu = 20$ MeV nur noch 2%. Für noch kleiner Neutrino-Energien wird die Abweichung bereits so klein, dass in der Abbildung auf eine Darstellung verzichtet wurde.

Noch deutlichere Unterschiede werden jedoch bei der Berechnung des maximal möglichen Wertes für die Proton-Energie sichtbar. In der Approximation wird hier eine Marke von 0,85 MeV ($E_\nu = 20$ MeV) beziehungsweise 7,7 MeV ($E_\nu = 60$ MeV) erreicht, im Vergleich zu 0,81 MeV bzw. 7,67 MeV. Dies entspricht einer Abweichung von 4 – 11%. Gerade bei höheren Neutrino-Energien ist also darauf zu achten, dass mit der Näherung für die maximale Proton-Energie, unter Umständen den Neutrino-Energien falsche Proton-Energien zugeordnet werden.

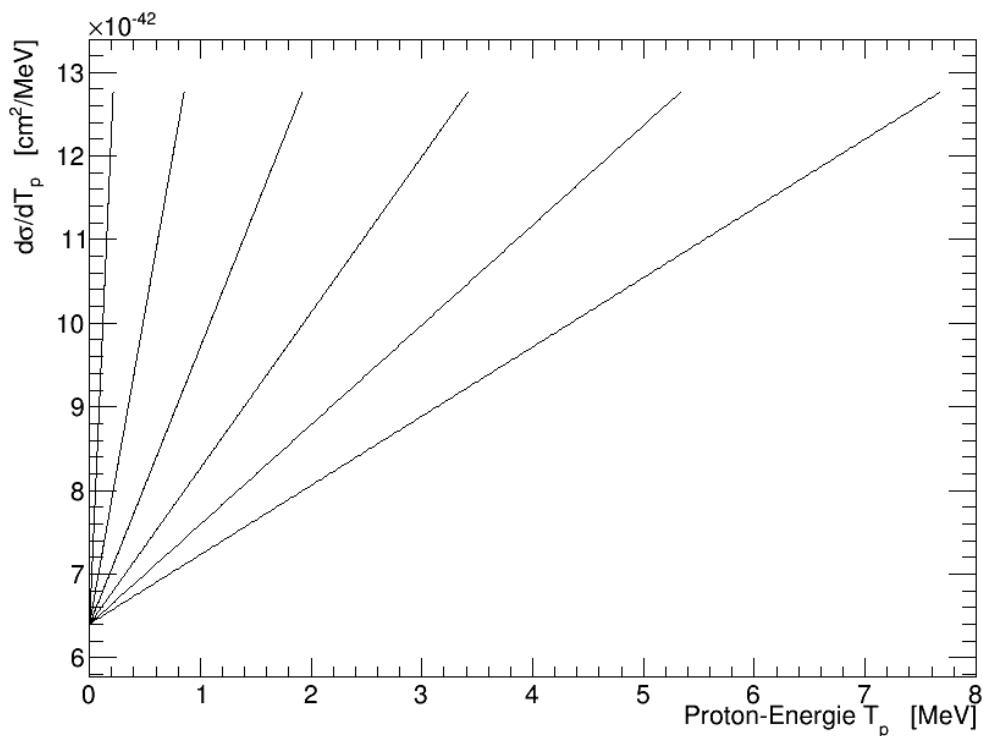


Abbildung 5.3: Approximation des differentiellen Wechselwirkungsquerschnitts als Funktion der Proton-Energie und Neutrino-Energie als Parameter. Von links nach rechts $E_\nu = 10, 20, 30, 40, 50, 60$ MeV

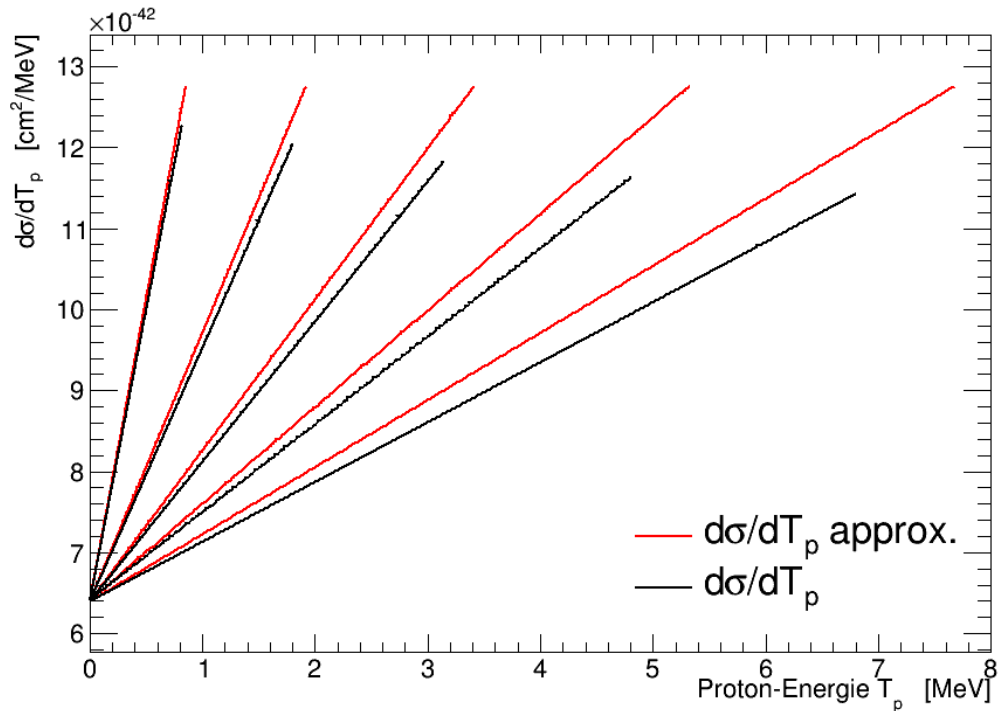


Abbildung 5.4: Vergleich des differentiellen Wechselwirkungsquerschnitts mit Approximation jeweils als Funktion der Proton-Energie und Neutrino-Energie als Parameter. Von links nach rechts $E_\nu = 20, 30, 40, 50, 60$ MeV

6 Totaler Wechselwirkungsquerschnitt

Bei der Betrachtung des totalen Wechselwirkungsquerschnittes (Abbildung 6.5), setzt sich das Verhalten aus dem vorherigen Abschnitt fort. Erneut sind für größere Neutrino-Energien die Unterschiede am größten. Zum Vergleich werden wieder die selben Stützstellen $E_\nu = 20, 60$ MeV gewählt. Die Abweichungen von einander liegen nun in einem Bereich von 7 – 18%. Gerade bei höheren Neutrino-Energien, ist die numerische Integration daher der Approximation vorzuziehen.

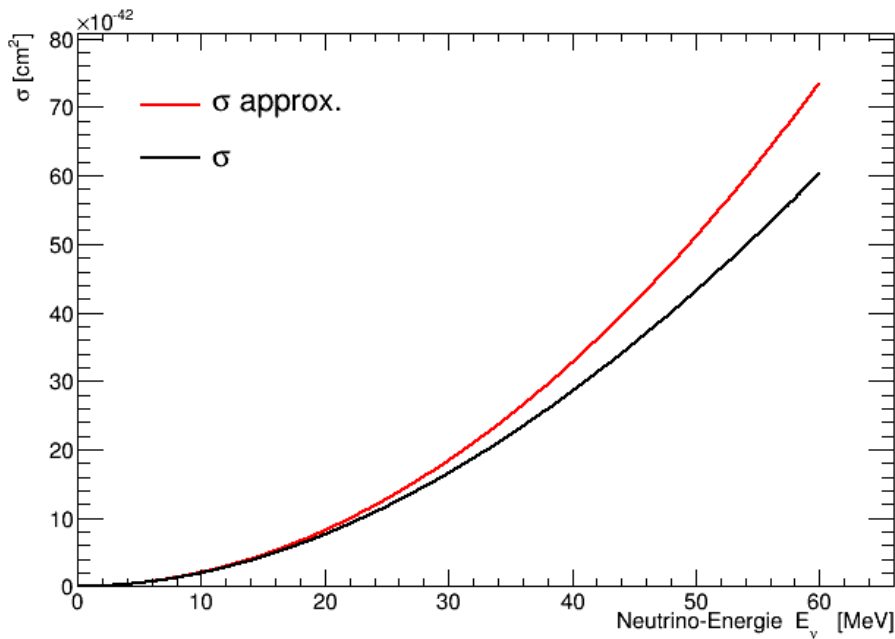


Abbildung 6.5: Totaler Wechselwirkungsquerschnitt als Funktion der Neutrino-Energie. Verglichen wird die numerische Integration mit der Approximation

7 Neutrinospektrum und Anzahl der Ereignisse

Wie bereits in Kapitel 1.1 erwähnt, folgt die Energieverteilung der Neutrinos etwa einer Fermi-Dirac-Verteilung. Für die weitere Betrachtung wird jedoch folgende Parametrisierung [4] im Detail gewählt:

$$\frac{dF}{dE_\nu} = \sum_{\alpha} \frac{dF_{\alpha}}{dE_\nu} = \frac{2,35 \cdot 10^{13}}{\text{cm}^2 \text{MeV}} \sum_{\alpha} \frac{E_{B,\alpha}}{d^2} \frac{E_\nu^3}{\langle E_\nu \rangle_{\alpha}^5} \exp\left(-\frac{4E_\nu}{\langle E_\nu \rangle_{\alpha}}\right) \quad (7.12)$$

Bei der Größe $\frac{dF}{dE_\nu}$ handelt es sich um die Neutrino-Fluenz, $\frac{dF_{\alpha}}{dE_\nu}$ stellt somit die Fluenz je Flavor dar. Angenommen wird erneut eine Gesamtenergie der Supernovaexplosion von $E_B = 3 \cdot 10^{53}$ erg, sowie eine Distanz von $d = 10$ kpc [3,4]. Weiterhin gilt die Annahme, dass sich die Energie gleichmäßig auf die drei Neutrino-Flavors verteilt. Die Neutrino-Fluenzen der verschiedenen Flavor werden in Abbildung 7.6 dargestellt.

Um nun das Spektrum der Rückstoß-Protonen (Abbildung 7.7) zu erhalten, werden die Formeln (7.13) und (7.14) verwendet. Man erhält mit N_p als Anzahl der freien Protonen im Szintillator:

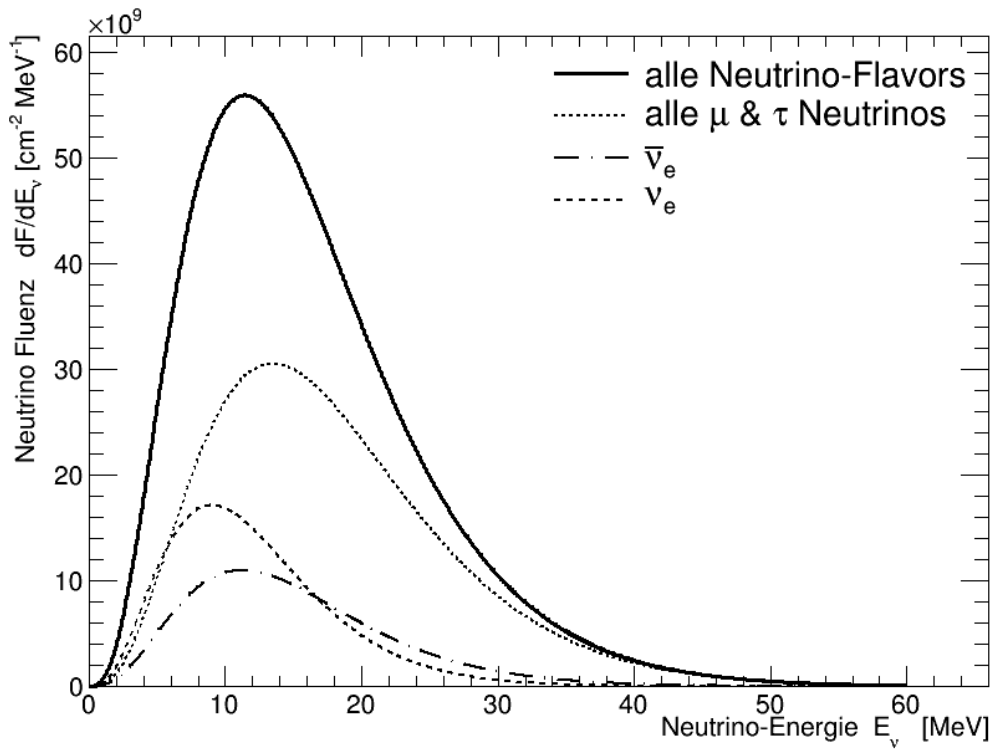


Abbildung 7.6: Neutrino Fluenzen als Funktion der Neutrino-Energie. Angenommen werden folgende Neutrino-Temperaturen: $\nu_e = 3,81$ MeV , $\bar{\nu}_e = 4,77$ MeV , $\nu_x = 5,71$ MeV

$$\frac{dN}{dT_p} = N_p \int_{E_{\nu, \min}}^{\infty} dE_{\nu} \frac{dF}{dE_{\nu}} \frac{d\sigma}{dT_p} \quad (7.13)$$

Berechnet werden die Werte für einen 0,8 kt LAB Detektor (z.B. SNO+) [4]. Für N_p wird ein Wert von $5,9 \cdot 10^{31}$ angenommen [4]. Die minimal benötigte Neutrino-Energie wird wie folgt berechnet:

$$E_{\nu, \min} = \frac{T_p + \sqrt{T_p(T_p + 2M_p)}}{2} \left(\simeq \sqrt{\frac{M_p T_p}{2}} \right) \quad (7.14)$$

Insgesamt erhält man eine Ausbeute von einigen hundert Ereignissen, mit einem Maximum von 432 Ereignissen bei einer Proton-Energie von 0,08 MeV. Erkennbar ist, dass kleine Energien deutlich bevorzugt werden. Es wird weiterhin getestet, ob die Verwendung der Approximation für den differentiellen Wechselwirkungsquerschnitt (Formel 2.7) an diesem Punkt Sinn macht. Die Unterschiede sind minimal, so erhält man für die gleiche Proton-Energie ein Maximum von

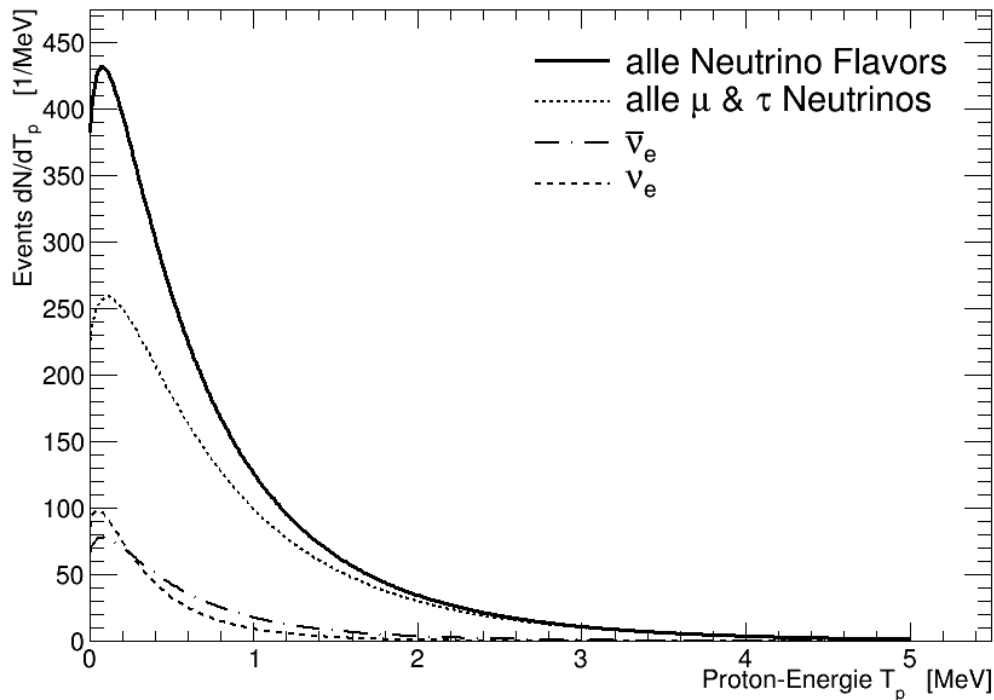


Abbildung 7.7: Spektrum der Rückstoß-Protonen als Funktion der Proton-Energie für einen 0,8 kt LAB Detektor. Zur Berechnung werden die Neutrino-Fluenzen aus Abb. 7.6 verwendet.

434 Events. Die oben angegebene Näherung für die minimale Neutrino-Energie bringt ebenfalls keine signifikante Änderung, die Abweichungen der Ereignisanzahl für die verschiedenen Grenzwerte sind kleiner als 1%.

Zusätzlich wird für diesen Fall noch eine weitere Approximation für den differentiellen Wechselwirkungsquerschnitt ausprobiert. Mit der Annahme von $M_p = 938$ MeV, $c_V = 0,04$ und $c_A = 0,635$ wird für Formel (2.7) folgende Näherung [4,6] angesetzt:

$$\frac{d\sigma}{dT_p} \approx \frac{4,83 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2}{\text{MeV}} \left(1 + 466 \frac{T_p}{E_\nu^2} \right) \quad (7.15)$$

Das neu berechnete Proton-Spektrum wird zusammen mit dem ursprünglichen als Vergleich in Abbildung 7.8 dargestellt. Gerade für kleine Energien ist ein deutlicher Unterschied zu sehen. Die Ausbeute sinkt für die neu vorgestellte Approximation in der Größenordnung von ~ 100 Events. Als Beispiel wird wiederum das Maximum betrachtet, welches für eine Proton-Energie von $\sim 0,08$ MeV erreicht wird. Für diesen Wert steht eine Ausbeute von 432 Ereignisse gegenüber einer von 327 Ereignissen, respektive eine Abweichung von 24%. Der Vergleich mit [4]

zeigt, dass mit diesem Algorithmus unter Verwendung der Approximation (7.15), die gleichen Ergebnisse reproduziert werden können.

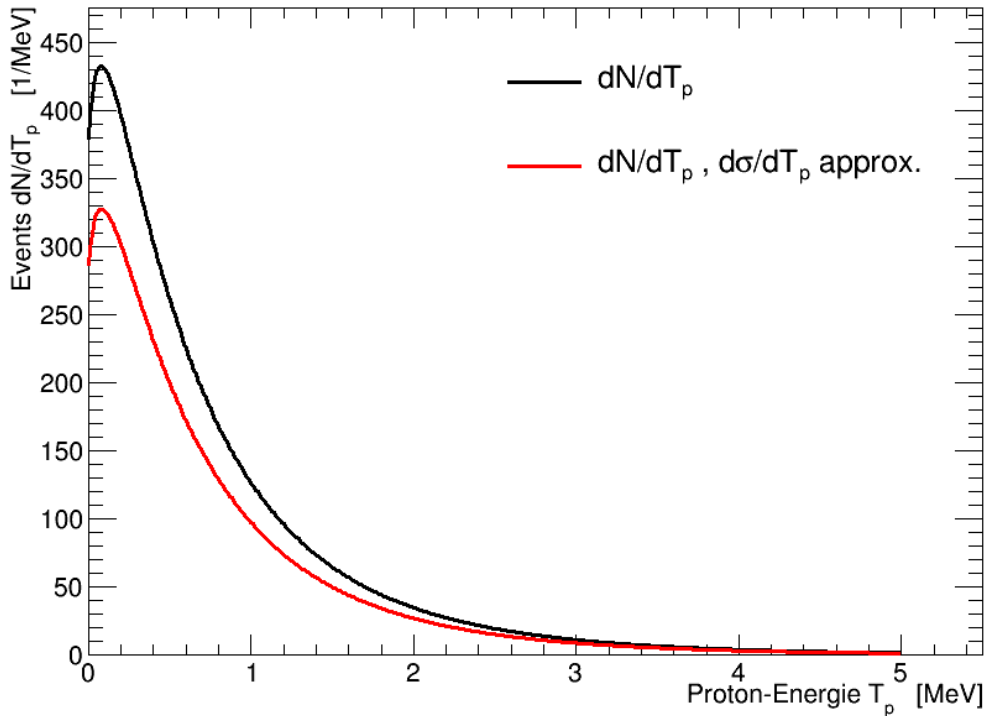


Abbildung 7.8: Vergleich der Spektre der Rückstoß-Protonen als Funktion der Proton-Energie. Es werden Formel (2.3) und (7.15) für die Berechnung $d\sigma/dT_p$ verwendet

Zuletzt werden noch für die gleiche Verteilung andere Neutrino-Temperaturen eingesetzt und ein Vergleich der Gesamtevents angestellt (Abbildung 7.9). Im Gegensatz zu den in Kapitel 1.1 genannten Temperaturen, werden folgende getestet: $\nu_e(T = 3,5 \text{ MeV})$, $\bar{\nu}_e(T = 5,0 \text{ MeV})$ und für alle anderen Flavours ($T = 8,0 \text{ MeV}$) [3]. Damit ergeben sich folgende mittlere Energien je Flavor: $\langle E_\nu \rangle_x$ 11,025 MeV, 15,75 MeV und 25,2 MeV für ν_e , $\bar{\nu}_e$ und alle anderen Flavours.

Im Vergleich wird für das Maximum nun statt 432 Events 365 berechnet, ein Unterschied von immerhin 16%. Ein anderer Satz von Neutrino-Temperaturen zieht damit eine nicht zu vernachlässigende Abweichung der Ereignisanzahl nach sich.

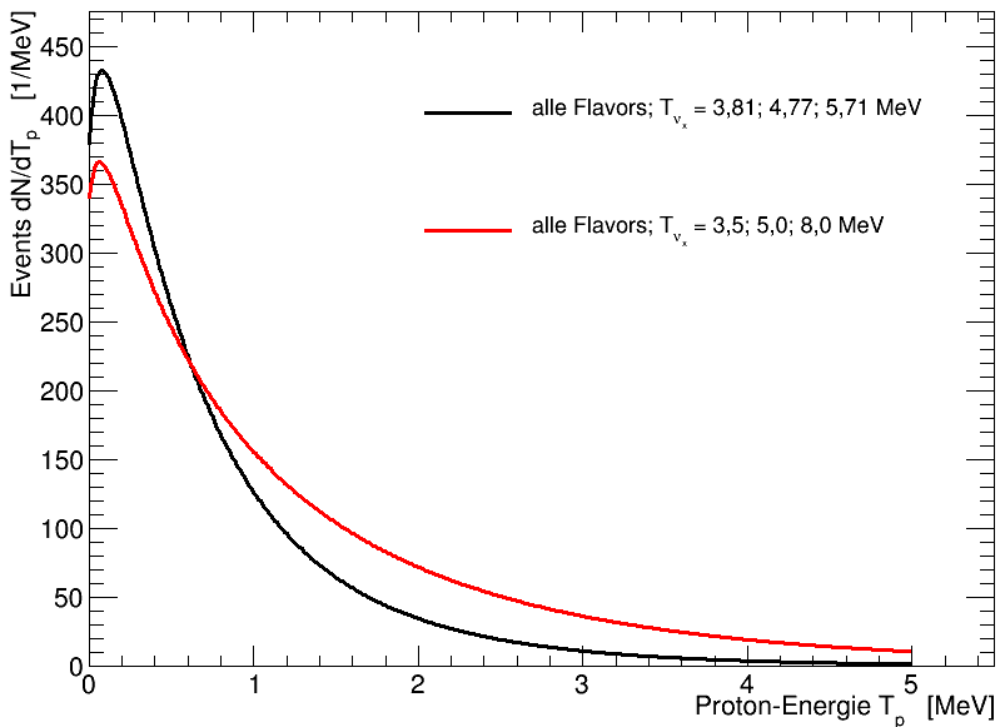


Abbildung 7.9: Vergleich der Spektren der Rückstoß-Protonen als Funktion der Proton-Energie mit unterschiedlichen Neutrino-Temperaturen: $\nu_e = 3,81\text{MeV}$ $\bar{\nu}_e = 4,77\text{MeV}$ $\nu_x = 5,71\text{MeV}$ und $\nu_e = 3,5\text{MeV}$ $\bar{\nu}_e = 5,0\text{MeV}$ $\nu_x = 8,0\text{MeV}$.

8 Quenching

Um nun von dem theoretischen Proton-Spektrum zu einem solchem zu kommen, das man in einem Detektor erwartet muss der Aspekt des *Quenching* beachtet werden. Stark ionisierende Teilchen, wie in diesem Falle die Protonen, verlieren ihre Energie, anders als Elektronen vor allem über Ionisation. Werden Szintillatormoleküle ionisiert, sind sie bei Rekombination zum größten Teil in einem Triplett-Zustand. Nachdem der Übergang in den Grundzustand (Singulett) spinverboten ist, geht er nun mit einiger Zeitverzögerung von statten. Dieses Licht ist also nicht mehr Teil des „schnellen“ Szintillationslichtes und damit in dieser Komponente verloren. Im Vergleich zu Elektronen mit gleicher kinetischer Energie wird also bei stark ionisierenden Teilchen weniger Szintillationslicht erzeugt. Das messbare Lichtsignal lässt sich über Birk's Gesetz berechnen:

$$\frac{dE_{quench}}{dx} = \frac{dE/dx}{1 + k_B(dE/dx)} \quad (8.16)$$

k_B ist dabei ein Materialparameter des verwendeten Szintillators und wird im weiteren Verlauf

als $k_B = 0,0098 \text{ cm/MeV}$ angenommen [4]. Die Größe dE/dx ³ stellt den Energieverlust dar. Der Quenching-Faktor (E_{quench}/T_p) für Protonen kann nun mittels (8.16) erlangt werden.

$$E_{quench}(T_p) = \int_0^{T_p} \frac{dE}{1 + k_B(dE/dx) + C(dE/dx)^2} \quad (8.17)$$

In dieser allgemeinen Variante ist noch ein quadratischer Korrektur-Term enthalten, für die Kalkulationen in diesem Falle wird jedoch $C = 0$ angenommen, da bisher keine Abweichung von 0 gemessen wurde [4]. In Abbildung 8.10 ist nun die reduzierte Energie der Protonen zu sehen.

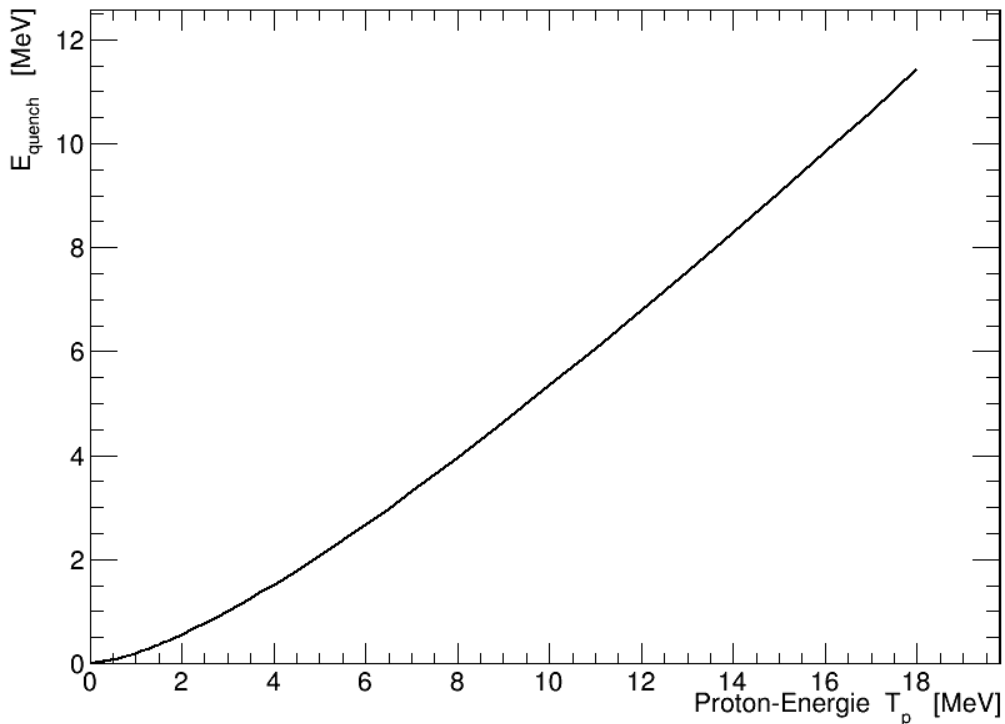


Abbildung 8.10: Reduzierte Energie E_{quench} als Funktion der Proton-Energie für LAB Szintillator

Deutlich zu sehen ist, wie für geringe Proton-Energien das Lichtsignal stark reduziert wird. Erst ab einer Energie von rund 8 MeV wird etwa die Hälfte eines vergleichbaren Lichtsignals, welches von einem Elektron erzeugt wird, erreicht. Der Vergleich mit [4] zeigt, dass unter Verwendung der selben Materialparameter, die gleichen Ergebnisse mit diesem Algorithmus reproduziert werden.

³Die Werte wurden mit SRIM berechnet [6]

An dieser Stelle müsste nun weiterführend das Spektrum der Rückstoß-Protonen angepasst werden, um das zu erwartende messbare Spektrum zu erhalten. Gemäß dem nicht linearen Verhalten von E_{quench} , würden x- und y- Achse neu skaliert. Es wäre dabei zu erwarten, dass vor allem für niedrige Energien der Rückstoß-Protonen, das Lichtsignal am stärksten reduziert wird. Je nach Detektor oder verwendetem Szintillator wäre noch zu beachten, dass es einen Schwellenwert zur Detektion geben kann. Für den hier betrachteten LAB Szintillator wird zum Beispiel ein Wert von 200 keV angenommen [4].

Zusammenfassung und Ausblick

In der Simulation wurden verschiedene relevante Größen für die elastische Neutrino-Proton-Streuung berechnet. Ziel war nicht nur die reine Bereitstellung dieser Werte, sondern auch die Probe ob verschiedene Approximationen hinreichend genaue Ergebnisse liefern. Bei der Berechnung der grundlegenden Größen wurden vor allem für hohe Neutrino-Energien signifikante Abweichungen festgestellt. Im Gegensatz dazu bieten die Näherungen für kleiner Neutrino-Energien durchaus gute Ergebnisse. Für alle weiteren Kalkulationen wie Neutrino-Fluenzen oder Proton-Spektrum sind für die zweite vorgestellte Approximation ebenfalls merkbare Unterschiede ersichtlich. Sofern die Näherung hinreichend genaue Ergebnisse liefert, entscheidet höchstens die Leistungsfähigkeit der Simulation. Allerdings treten bei den verwendeten Datenmengen keinerlei Leistungsvorteile durch die Approximationen auf. Die Rechenzeit ist bei beiden Methoden so gut wie gleich. Sofern ein Vergleich der Ergebnisse mit [4] möglich war, konnte gezeigt werden, dass mit diesem bereitgestelltem Algorithmus, die entsprechenden Ergebnisse reproduziert werden konnten.

Neben den in Kapitel 8 bereits genannten Aspekten könnten im Anschluss nun noch weitere Analysen für andere Größen angestellt werden. Zum Beispiel wird meistens eine hypothetische Supernova in der Umgebung des galaktische Zentrums ($d = 8$ kpc) angenommen. Eine Variation der Distanz in der Simulation könnte so auch Ergebnisse für andere Supernovae liefern. Da es mittels der Neutrinos möglich ist, regelrecht nach Supernovae im optischen Bereich zu suchen, wären korrekte Werte für verschiedene Entfernung dabei hilfreich. Häufig werden auch verschiedene Neutrino-Temperaturen angenommen. Bereits für die zwei hier vorgestellten Sätze von Neutrino-Temperaturen, waren deutliche Unterschiede in den Proton-Spektren zu sehen. Eine weiterführende Untersuchung dieses Aspektes wäre also ebenso in Betracht zu ziehen. Zuletzt könnten alle Berechnungen für verschiedene Detektoren durchgeführt werden, da der Effekt des Quenchings für jeden Detektor und Szintillator unterschiedlich ins Gewicht fällt. Somit könnte für jeden Detektor untersucht werden, wie viele Ereignisse zu erwarten wären und wie viele Ereignisse durch Quenching und Schwelle verloren gehen. Sobald eine neue Supernova beobachtet und detektiert wurde, könnte schlussendlich die Simulation angepasst werden, um noch bessere Vorhersagen zu treffen.

A Literaturverzeichnis

[1] E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko, V. N. Zakidyshev, G. D. Korotkii, N. A. Metlinskii, V. Ya. Poddubny'i, A. Yu. Reutov, A. E. Chudakov, and A. F. Yanin: Upper bound on the collapse rate of massive stars in the Milky Way given by neutrino observations with the Baksan underground telescope. Online im Internet: URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_077_03_0339.pdf (Stand 01.07.2013)

[2] HISTORICAL GALACTIC SUPERNOVAE. Online im Internet: URL: <http://www.spaceacademy.net.au/watch/snova/galactic.htm> (Stand 01.07.2013)

[3] J.F.Beacom, W.M.Farr, P.Vogel: Detection of Supernova Neutrinos by Neutrino-Proton Elastic Scattering. Physical Review D 66, 033001 (20. May 2002)

[4] B.von Krosigk, L.Neumann, R.Nolte, S.Röttger, K.Zuber: Measurment of the proton light response of various LAB based scintillators and its implication for supernova neutrino detection via neutrion-proton scattering. Eur. Phys. J. C(2013)73:2390

[5] Reconstruction of Supernova Neutrino Spectra Online im Internet: URL: <http://public.lanl.gov/friedland/info11/info11talks/DasguptaNU-INF011.pdf> (Stand: 29.06.2013)

[6] SRIM URL: <http://www.srim.org/>

B PNES.cxx Quellcode (Auszüge)

Beispiel: Ablauf für die Funktion *DrawdsigmatT*

```
void PNES::DrawdsigmatT(double Enu, Option_t *drawopt){

    // Get the arrays
    vector<double> x,y;
    this->SampledsigmatT(Enu, x,y);

    TGraph *gtmp = new TGraph(x.size(),&x[0],&y[0]);
    gtmp->GetXaxis()->SetLimits(0,8);
    gtmp->GetYaxis()->SetLimits(5.5,13);
    gtmp->GetHistogram()->SetTitle("Proton-Energie T_{p} [MeV]");
    gtmp->GetHistogram()->SetYTitle("d#sigma/dT_{p} [cm^{2}/MeV]");
    gtmp->Draw(drawopt);

}

void PNES::SampledsigmatT(double Enu,
                          vector<double> &x, vector<double> &y) {

    int i;

    int datapoints = 500;

    double Emax = 2*Enu*Enu/(mp+2*Enu) ;
    double Emin = 0.0;

    double xwidth = Emax - Emin;
    double xstep = xwidth/datapoints;

    // clear the vectors
    x.clear();
```

```

y.clear();
for(i=0;i<=datapoints;i++){
    x.push_back(Emin + i * xstep);
    y.push_back(dsigmadT(Enu,x[i]));
}

}

double PNES::dsigmadT(double Enu, double Tp){
    // Default units :
    // Energy: MeV

    double Tpmax = 2*Enu*Enu/(mp+2*Enu) ;

    if (Tp < 0.0 || Tp > Tpmax) {
        return 0.0;
    }
    else{

        if (Tp == 0.0) {
            printf("Tp = 0 can not use, will set Tp = 1eV\n");
            Tp = 1e-6;
        }

        double dSdT = (Gf*Gf*mp*hbar*c2)/(2*Pi*Enu*Enu) *
            ((cv+ca)*(cv+ca)*Enu*Enu + (cv-ca)*(cv-ca)*
            (Enu-Tp)*(Enu-Tp) - (cv*cv - ca*ca)*mp*Tp);

        return dSdT;
    }

}

```


C Danksagung

Ich möchte mich bei einigen Personen bedanken. Zunächst bei Prof. Kai Zuber für die Möglichkeit, diese Arbeit am IKTP der TU Dresden anzufertigen. Des Weiterem danke ich dem IKTP für das angenehme Arbeitsklima. Ein spezieller Dank geht an Belina von Krosigk und Nuno Fiuza de Barros für die tolle Betreuung während der letzten 12 Wochen und ihre stets zeitnahe Hilfestellung.

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.

Richard Frank Richter
Dresden, Juli 2013