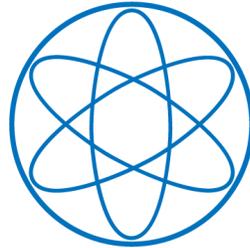


LEHRSTUHL E15
PHYSIK - DEPARTMENT



**Entwicklung von
Kryodetektoren zum Nachweis
kohärenter Neutrinostreuung
an Atomkernen**

Diplomarbeit

ACHIM GÜTLEIN
NOVEMBER 2007



TECHNISCHE UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Zusammenfassung

Die kohärente Neutrinostreuung an Atomkernen wird vom Standardmodell der Teilchenphysik vorhergesagt, wurde allerdings bis jetzt noch nie beobachtet. Die kohärente Neutrinostreuung ist ein neutraler Stromprozess und deshalb unabhängig vom Neutrino flavour. Dabei streut ein niederenergetisches ($E_\nu \lesssim 30$ MeV) Neutrino an einem Atomkern. Bei derartig geringem Impulsübertrag auf den Atomkern wechselwirkt das Neutrino mit allen Nukleonen gleichzeitig. Die einzelnen Beiträge der Nukleonen zum Wirkungsquerschnitt addieren sich deshalb kohärent. Daher ist der Wirkungsquerschnitt für die kohärente Neutrinostreuung deutlich größer als die Wirkungsquerschnitte anderer Neutrinoprozesse, wie zum Beispiel der Neutrinoelektronstreuung.

Um die kohärente Neutrinostreuung nachweisen zu können, müssen kleine Rückstoßenergien ($\lesssim 1$ keV) der Atomkerne gemessen werden. Für einen effizienten Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung wird ein Detektor mit einer Energieschwelle von weniger als 0,5 keV und einer Masse von mehreren hundert Gramm benötigt.

Mit einem Detektor, der diese Voraussetzungen erfüllt, könnte man nicht nur die kohärente Neutrinostreuung zum ersten Mal beobachten, sondern auch das Standardmodell testen. Eine Erweiterung des Standardmodells, die durch die Messung der Zählrate der kohärenten Neutrinostreuung getestet werden kann, ist ein von Null verschiedener Radius der schwachen Ladung des Neutrinos, der den Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung beeinflussen würde. Mit einem Detektor, der eine Energieschwelle von $\sim 0,5$ keV hat, könnte man auch die Existenz eines magnetischen Moments des Neutrinos überprüfen. Die kohärente Neutrinostreuung ist außerdem von großer Bedeutung sowohl für den Ablauf als auch für die Beobachtung von Supernovae vom Typ IIa.

In dieser Diplomarbeit wird die Entwicklung von Kryodetektoren zum Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung beschrieben. Dazu wird zunächst in Kapitel 1 die kohärente Neutrinostreuung genauer erklärt. Auch der vom Standardmodell vorhergesagte Wirkungsquerschnitt wird in diesem Kapitel detailliert behandelt.

In Kapitel 2 werden die erwarteten Zählraten für ein Experiment zum Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung berechnet. Als Neutrinoquellen wurden ein Kernkraftwerk und eine Spallationsneutronenquelle verwendet, da in der Nähe dieser Quellen ein sehr großer Neutrinofluss zu erwarten ist ($10^{13} \frac{\bar{\nu}_e}{\text{cm}^2\text{s}}$ für Reaktor-neutrinos; $10^7 \frac{\nu_\mu}{\text{cm}^2\text{s}}$ für Neutrinos aus einer Spallationsneutronenquelle). Aus den Zählraten werden Rückschlüsse gezogen, ob

Kryodetektoren oder andere Detektoren für die Beobachtung der kohärenten Neutrinostreuung geeignet sind. Bei Kryodetektoren wird die Auswahl des Absorbermaterials genauer diskutiert.

In Kapitel 3 wird die Funktionsweise eines Kryodetektors und seiner Bestandteile beschrieben. Ein Kryodetektor wird bei Temperaturen im mK-Bereich betrieben, da in diesem Bereich seine Wärmekapazität C sehr klein ist ($C \propto T^3$). Eine kleine Energiedeposition im Detektor, wie zum Beispiel die durch kohärente Neutrinostreuung erzeugte Rückstoßenergie ($\lesssim 1$ keV), führt wegen der kleinen Wärmekapazität zu einer relativ großen Temperaturänderung im μ K-Bereich. Diese Temperaturerhöhung wird mit einem Phasenübergangsthermometer (**T**ransition **E**dge **S**ensor, TES) gemessen, dessen Funktionsprinzip ebenfalls in Kapitel 3 beschrieben wird.

In Kapitel 4 wird die Temperaturkalibrierung eines Thermometers, wie es für die Temperaturstabilisierung von Kryodetektoren zum Einsatz kommt, beschrieben. Diese Kalibrierung wurde mit Hilfe der temperaturabhängigen Anisotropie der γ -Strahlung einer ^{60}Co -Quelle durchgeführt.

In Kapitel 5 werden die Messergebnisse von vier Kryodetektoren präsentiert. Bei allen vier Kryodetektoren werden Ge-Einkristalle als Absorber verwendet, die sich allerdings in der Masse unterscheiden. Einer Detektoren besteht aus einem 0,8 g schweren Ge-Absorber, drei weitere weisen einen 3,2 g schweren Ge-Würfel als Absorber auf. Mit dem 0,8 g schweren Detektor wurde eine Energieauflösung von 0,41 keV erreicht, mit einem der 3,2 g schweren Detektoren eine Energieauflösung von 1,05 keV.

In Kapitel 6 werden zunächst die Messergebnisse der vier Detektoren verglichen und diskutiert. Dabei stellt sich heraus, dass die Oberflächenbeschaffenheit (poliert oder rau) der Absorberkristalle keinen Einfluss auf die Energieschwelle der Detektoren hat. Eine Beeinflussung der Energieschwelle durch die Art der thermischen Kopplung zwischen TES und Absorberkristall kann nicht ausgeschlossen werden. Bei einem TES, das direkt auf den Absorberkristall gedampft wird, ist sowohl die Pulsform als auch das Verhalten der athermischen Phononen nahezu identisch wie im Falle eines TES, das auf ein separates Si-Substrat gedampft wird, welches dann auf den Absorberkristall geklebt wird. Allerdings stellt die Klebung einen zusätzlichen thermischen Widerstand dar. Im Anschluss daran werden zukünftige Möglichkeiten beschrieben, die Energieschwelle der Detektoren auch bei größeren Massen zu verkleinern. Dabei wird der mögliche Einsatz von Phononkollektoren und die Neganov-Luke-Verstärkung erläutert. Außerdem werden unterschiedliche Arten von Untergrund, ihre Unterdrückung und ihr Einfluss auf die Sensitivität eines Experiments zum Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung diskutiert. Abschließend werden noch die bereits erwähnten Tests des Standardmodells durch die kohärente Neutrinostreuung erläutert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung in die kohärente Neutrinostreuung	1
2	Berechnung der erwarteten Zählraten	5
2.1	Berechnung der Zählrate aus dem Wirkungsquerschnitt	5
2.2	Neutrinospektrum eines Kernreaktors	8
2.3	Neutrinospektrum der Spallationsneutronenquelle (SNS) . . .	11
2.4	Auswahl des Detektors	14
3	Funktionsprinzip eines Kryodetektors	19
3.1	Wärmekapazität und spezifische Wärme	20
3.2	Phononenpropagation	24
3.3	Phasenübergangsthermometer (Transition Edge Sensor, TES)	27
3.3.1	Supraleitung	29
3.3.2	Herstellung von dünnen Schichten	30
3.3.3	Elektrothermische Rückkopplung	32
4	Thermometerkalibrierung	35
4.1	Anisotropie der γ -Emission einer ^{60}Co -Quelle	36
4.2	Bestimmung des Temperaturfehlers	39
4.3	Messungen zur Thermometerkalibrierung	44
5	Messergebnisse und Auswertung	51
5.1	Detektor 1: 0.8g Ge-Absorber mit aufgeklebtem TES	53
5.1.1	Datenanalyse	55
5.1.2	Bestimmung der Energieauflösung	62
5.1.3	Bestimmung der Energieschwelle	62
5.1.4	Bau einer Aluminium-Fluoreszenzquelle	63
5.2	Detektor 2: 3.2g Ge-Absorber mit rauer Oberfläche und aufgeklebtem TES	65
5.3	Detektor 3: 3.2g Ge-Absorber mit polierter Oberfläche und aufgeklebtem TES	70

5.4	Detektor 4: 3.2g Ge-Absorber mit polierter Oberfläche und direkt auf den Kristall gedampftem TES	71
6	Diskussion der Messergebnisse und zukünftige Pläne	77
6.1	Vergleich der einzelnen Detektoren	77
6.2	Möglichkeiten zur Verbesserung des Kryodetektors und der Untergrundunterdrückung	84
6.2.1	Phononenkollektoren	84
6.2.2	Neganov-Luke-Verstärkung	86
6.2.3	Untergrundunterdrückung	86
6.3	Test des Standardmodells durch kohärente Neutrinostreuung .	90
6.3.1	Effektiver schwacher Ladungsradius des Neutrinos . . .	90
6.3.2	Magnetisches Moment des Neutrinos	91
6.3.3	Supernovaphysik	92
7	Zusammenfassung und Ausblick	95
A	Tabellen mit den Koeffizienten für die Anisotropie	I
B	Messung des ^{60}Co-Spektrums mit einem Photomultiplier	III
	Abbildungsverzeichnis	XI
	Tabellenverzeichnis	XIII
	Literaturverzeichnis	XV

Kapitel 1

Einführung in die kohärente Neutrinostreuung an Atomkernen

Die kohärente elastische Neutrinostreuung[1][2][3] ist ein neutraler Stromprozess der schwachen Wechselwirkung und unabhängig vom Neutrino flavour und damit auch nicht sensitiv auf Neutrinooszillationen. Bei diesem Prozess streut ein Neutrino mit niedriger Energie (einige MeV bis zu ~ 30 MeV) an einem Atomkern mittels Z^0 -Austausch. Das Feynman-Diagramm für die kohärente Neutrinostreuung ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess (Gleichung (1.1)) ist deutlich größer als die Wirkungsquerschnitte für andere Neutrino Prozesse, wie z.B. der elastischen Streuung von Neutrinos an Elektronen[3].

Die kohärente Neutrinostreuung wurde bis jetzt noch nie beobachtet. Um sie nachweisen zu können, benötigt man einen sehr hohen Fluss niederenergetischer Neutrinos und einen sehr empfindlichen Detektor. Der Nachweis ließe Tests des Standardmodells der Teilchenphysik zu und würde darüberhinaus die Suche nach neuer Physik ermöglichen, wie z.B. einem magnetischen Moment[2][4][5] des Neutrinos, oder zusätzlicher neutraler Stromwechselwirkungen, die nicht im Standardmodell enthalten sind[2].

An einem Kernreaktor mit einer thermischen Leistung von ~ 2 GW erwartet man in etwa 20 m Entfernung vom Reaktorkern einen Fluss von $\sim 10^{13} \frac{\bar{\nu}_e}{\text{cm}^2\text{s}}$. Diese Antineutrinos haben Energien bis zu ~ 12 MeV. Da dieser Fluss hinreichend groß ist, wäre es also denkbar ein Experiment an einem Kernreaktor durchzuführen. In Russland und in der Ukraine existieren mehrere Kernkraftwerke mit dieser Leistung und einem Experimentierplatz in ~ 20 m Entfernung vom Reaktorkern[5].

Eine andere mögliche Neutrinoquelle stellt der Zerfall von ruhenden Pio-

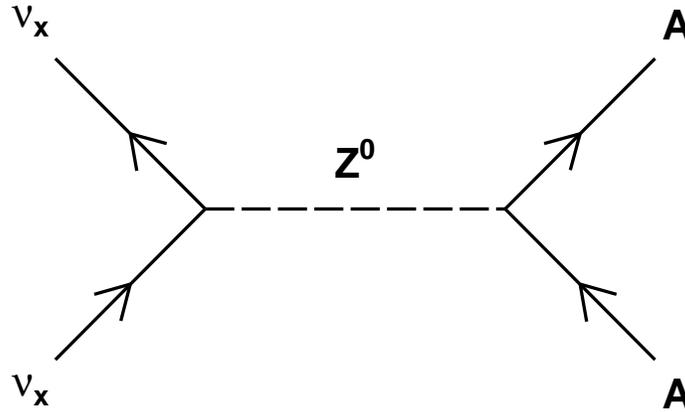


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramm zur kohärenten Streuung von Neutrinos am Atomkern. Diese Streuung ist ein neutraler Stromprozess und deshalb unabhängig vom Neutrino-Flavour. Zwischen dem Neutrino und dem Atomkern wird ein Z^0 -Boson ausgetauscht. Bei der kohärenten Streuung wechselwirkt dieses Z^0 -Boson mit allen Nukleonen des Atomkerns gleichzeitig. Die einzelnen Beiträge der Nukleonen zum Gesamtwirkungsquerschnitt addieren sich somit kohärent auf. Dafür muss für den Z^0 -Impuls Q , bzw. für den bei der Streuung übertragenen Impuls, die Bedingung $Q \lesssim \frac{1}{R_N}$ (1.4) erfüllt sein, wobei R_N der Radius des Atomkerns ist.

nen dar, bei dem monoenergetische Neutrinos mit einer Energie von 29,89 MeV entstehen. Am Oak Ridge National Laboratory wird eine Spallationsquelle für Neutronen (SNS [2][6]) gebaut. Bei dieser Quelle entstehen als Nebenprodukt auch Neutrinos, die beim Zerfall von gestoppten Pionen erzeugt werden. Der Neutrinofluss beträgt hier $\sim 10^7 \frac{\nu_\mu}{\text{cm}^2\text{s}}$ in 20 m Entfernung von der Quelle.

Wirkungsquerschnitt der kohärenten Neutrinostreuung

Aus dem Feynman-Diagramm (Abbildung 1.1) zur kohärenten Neutrinostreuung lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess berechnen. In natürlichen Einheiten¹ ($\hbar = c = 1$) lautet der Wirkungsquerschnitt[1]:

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} [Z(4\sin^2\theta_W - 1) + N]^2 E_\nu^2 (1 + \cos\theta) \sin\theta \left[\frac{1}{\text{MeV}^2} \right]} \quad (1.1)$$

¹Im Folgenden werden natürliche Einheiten verwendet.

wobei θ den Streuwinkel, Z die Protonenzahl, N die Neutronenzahl, G_F die Fermi-Konstante, E_ν die Neutrinoenergie und θ_W den Weinberg-Winkel bezeichnet. Der Streuwinkel wird so gewählt, dass $\theta = 0$ keine Streuung, beziehungsweise Vorwärtsstreuung, und $\theta = \pi$ Rückstreuung bedeutet. Da $\sin^2 \theta_W \approx 0,23$ [7] ist, fällt die Abhängigkeit von der Protonenanzahl Z näherungsweise weg. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} hängt im Wesentlichen quadratisch von der Neutronenanzahl N und der Neutrinoenergie E_ν ab:

$$\sigma_{tot} = \frac{G_F^2}{4\pi} [Z (4 \sin^2 \theta_W - 1) + N]^2 E_\nu^2 \approx \frac{G_F^2}{4\pi} N^2 E_\nu^2 \left[\frac{1}{\text{MeV}^2} \right] \quad (1.2)$$

Das bei der Streuung ausgetauschte virtuelle Z^0 -Boson trägt den Impuls Q , der vom Neutrino auf den Kern übertragen wird, da an beiden Vertizes des Feynman-Diagramms (Abbildung 1.1) der Impuls erhalten sein muss. Das Z^0 wechselwirkt bei der kohärenten Neutrinostreuung mit allen Nukleonen des Atomkerns gleichzeitig, weshalb sich die Beiträge der einzelnen Nukleonen kohärent zum Wirkungsquerschnitt addieren. Die de Broglie-Wellenlänge λ_{Z^0} des virtuellen Z^0 muss in derselben Größenordnung wie der Kernradius R_N sein. Dann kann das Z^0 keine einzelnen Nukleonen im Kern auflösen:

$$\lambda_{Z^0} = \frac{1}{Q} \gtrsim R_N, \quad (1.3)$$

d.h. für den bei der Streuung übertragenen Impuls Q ist folgende Bedingung bei der kohärenten Streuung erfüllt:

$$Q \lesssim \frac{1}{R_N} \quad (1.4)$$

Prinzipiell können Neutrinos mit allen Energien kohärent an einem Atomkern streuen, da die Bedingung (1.4) nur für den übertragenen Impuls gilt und dieser für Vorwärtsstreuung beliebig klein werden kann. Für kleine Streuwinkel ist die Neutrinostreuung also immer kohärent. Um statistisch relevante Aussagen über die kohärente Neutrinostreuung treffen zu können, wird eine große Anzahl von nachgewiesenen kohärenten Streuungen eines Neutrinos an einem Atomkern benötigt. Da bei Neutrinos mit hoher Energie nur die Streuung unter kleinen Winkeln kohärent ist, ist die Anzahl der verwertbaren Ereignisse auf den Bereich kleiner Streuwinkel und damit den Bereich kleiner Rückstoßenergien beschränkt. Für eine hohe Rate kohärenter Neutrinostreuungen werden Neutrinoenergien E_ν benötigt, bei denen der maximale Impulsübertrag $Q = 2E_\nu$ die Bedingung (1.4) erfüllt. Eine obere Grenze für Neutrinoenergien, bei denen auch für den maximalen Impulsübertrag Q die

Bedingung (1.4) erfüllt ist, lässt sich mit der folgenden Näherung für den Kernradius abschätzen, wobei A die Massenzahl des Kerns bezeichnet:

$$R_N \approx 1,4\sqrt[3]{A}[\text{fm}] \quad (1.5)$$

$$\Rightarrow E_\nu^{max} \approx \frac{1}{2R_N} = \frac{197,33}{2,8\sqrt[3]{A}}[\text{MeV}] \quad (1.6)$$

In Tabelle 1.1 sind die oberen Grenzen der Neutrinoenergie E_ν für unterschiedliche Atomkerne zu finden. Es ist dabei allerdings zu beachten, dass die mit (1.6) bestimmten Grenzen nur die Größenordnung angeben, die die Neutrinoenergie E_ν nicht überschreiten sollte.

Atomkern	E_ν^{max}
Nukleon	68,6 MeV
Sauerstoff (^{16}O)	27,2 MeV
Aluminium (^{27}Al)	22,9 MeV
Silizium (^{28}Si)	22,6 MeV
Calcium (^{40}Ca)	20,1 MeV
Germanium (^{74}Ge)	16,3 MeV
Wolfram (^{184}W)	12,1 MeV
Blei (^{208}Pb)	11,6 MeV

Tabelle 1.1: Abschätzung der oberen Grenzen der Neutrinoenergien E_ν , bei denen die Streuung am Atomkern auch für maximalen Impulsübertrag $Q = 2E_\nu$ noch die Bedingung (1.4) erfüllt. Bei diesen Neutrinoenergien ist die de Broglie-Wellenlänge des zwischen Neutrino und Atomkern ausgetauschten Z^0 in derselben Größenordnung wie der Kernradius.

Kapitel 2

Berechnung der erwarteten Zählrate für Reaktorneutrinos und Neutrinos aus dem Pionzerfall

In diesem Kapitel soll die Zählrate, die man bei einem Experiment mit Reaktorneutrinos oder Neutrinos aus dem Pionzerfall erwartet, abgeschätzt werden. Dazu wird zunächst ganz allgemein die Zählrate aus dem Wirkungsquerschnitt berechnet.

2.1 Allgemeine Berechnung der Zählrate aus dem Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt (1.1) bezeichnet die Fläche des Streuzentrums, die auf ein Neutrino mit Energie E_ν wirkt, um es in das Raumwinkelelement $d\Omega$ zu streuen. Um die Anzahl der Neutrinos, die in das Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreut werden, zu berechnen, benötigt man neben dem Wirkungsquerschnitt den Neutrinofluss $\Phi(E_\nu)$, also die Anzahl der Neutrinos, die im Zeitraum dt durch die Fläche dA propagieren. Der Neutrinofluss hängt von der jeweiligen Neutrinoquelle und dem Abstand zur Quelle ($\Phi(E_\nu) \propto \frac{1}{r^2}$) ab.

Für die Rate der in den Raumwinkel Ω gestreuten Neutrinos ergibt sich:

$$\frac{N_{gestreut}(E_\nu, \Omega)}{dt} = \Phi(E_\nu) \cdot \frac{d\sigma(E_\nu, \Omega)}{d\Omega} \quad (2.1)$$

Da der Wirkungsquerschnitt (1.1) für die kohärente Neutrinostreuung un-

abhängig vom Azimutalwinkel φ ist, kann die Abhängigkeit vom Raumwinkel Ω in eine Abhängigkeit vom Polarwinkel θ umgeschrieben werden:

$$\frac{d\sigma(E_\nu, \theta)}{d \cos \theta} = \frac{G_F^2}{8\pi} [Z (4 \sin^2 \theta_W - 1) + N]^2 E_\nu^2 (1 + \cos \theta) \left[\frac{1}{\text{MeV}^2} \right] \quad (2.2)$$

Da im Folgenden nur noch die integrierte Zählrate bzw. nur noch das Spektrum der Rückstoßenergien betrachtet wird, ist es zweckmäßig den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d \cos \theta}$ über $\cos \theta$ zu integrieren, um den totalen Wirkungsquerschnitt zu erhalten:

$$\sigma_{tot}(E_\nu) = \int_{-1}^1 \frac{d\sigma(E_\nu, \theta)}{d \cos \theta} d \cos \theta = \frac{G_F^2}{4\pi} [Z (4 \sin^2 \theta_W - 1) + N]^2 E_\nu^2 \quad (2.3)$$

Damit lässt sich dann die gesamte Rate $R_{gestreut}(E_\nu)$ der Neutrinos mit Energie E_ν , die gestreut werden, bestimmen:

$$R_{gestreut}(E_\nu) = \frac{N_{gestreut}(E_\nu)}{dt} = \Phi(E_\nu) \cdot \sigma_{tot}(E_\nu) \quad (2.4)$$

Um die integrierte Zählrate zu erhalten, muss man $R_{gestreut}(E_\nu)$ noch über alle E_ν integrieren. Dann erhält man die Anzahl der Neutrinos, die an einem Kern im Zeitraum dt gestreut werden. Wenn man diese Anzahl noch mit der Anzahl der Atomkerne im Absorber N_A multipliziert, erhält man die totale Zählrate, also die Rate der im Absorber gestreuten Neutrinos:

$$\boxed{\frac{dN}{dt} = N_A \int_0^\infty \Phi(E_\nu) \sigma_{tot}(E_\nu) dE_\nu} \quad (2.5)$$

Aus Gleichung (2.5) erhält man die totale Zählrate, also die Zählrate integriert über alle Neutrinoenergien und alle Streuwinkel. In einem Experiment, bei dem man die Rückstoßenergie der Atomkerne misst, erhält man allerdings ein Spektrum, das die Zählrate als Funktion der Rückstoßenergie darstellt. Um diese Form der Zählrate zu berechnen, muss man zunächst in Gleichung (2.5) den totalen Wirkungsquerschnitt wieder durch ein Integral über den differentiellen Wirkungsquerschnitt ersetzen:

$$\frac{dN}{dt} = N_A \int_0^\infty dE_\nu \Phi(E_\nu) \int_{-1}^1 d \cos \theta \frac{d\sigma(E_\nu, \theta)}{d \cos \theta} \quad (2.6)$$

Nun wird die Integration über $\cos \theta$ durch eine Integration über die Rückstoßenergie E_{rec} ersetzt. Dazu wird folgende Substitution verwendet:

$$\cos \theta = 1 - \frac{E_{rec} M}{E_\nu^2} \quad (2.7)$$

$$d \cos \theta = -\frac{M}{E_\nu^2} dE_{rec} \quad (2.8)$$

wobei M die Masse des Atomkerns bezeichnet. Damit ergibt sich für die Zählrate folgende Gleichung:

$$\frac{dN}{dt} = N_A \int_0^\infty dE_\nu \Phi(E_\nu) \int_0^{\frac{2E_\nu^2}{M}} dE_{rec} \frac{d\sigma(E_\nu, E_{rec})}{dE_{rec}} \quad (2.9)$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Substitution (2.7) und Gleichung (1.1) für den Wirkungsquerschnitt folgender Zusammenhang[8]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(E_\nu, E_{rec})}{dE_{rec}} &= \frac{G_F^2}{8\pi} [Z (4 \sin^2 \theta_W - 1) + N]^2 \cdot \\ &\cdot M \left(2 - \frac{E_{rec} M}{E_\nu^2} \right) \left[\frac{1}{\text{MeV}^3} \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

In Gleichung (2.9) wird der differentielle Wirkungsquerschnitt über die in

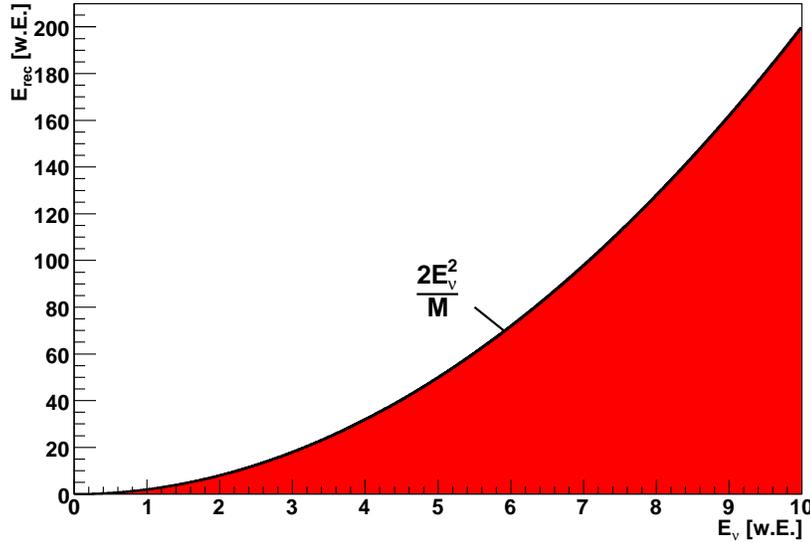


Abbildung 2.1: Veranschaulichung der Integrationsgrenzen von Gleichung (2.9). Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird über die rote Fläche aufintegriert, um die Zählrate zu erhalten.

Abbildung 2.1 rot dargestellte Fläche integriert, um die Zählrate zu berechnen. Um ein Spektrum der Rückstoßenergien zu erhalten, müssen die beiden Integrationen in (2.9) vertauscht werden. Für die Rückstoßenergien E_{rec} in Gleichung (2.9) gilt:

$$E_{rec} \leq \frac{2E_\nu^2}{M} \quad (2.11)$$

Durch diese Bedingung wird die rote Fläche in Abbildung 2.1 zu größeren Rückstoßenergien hin begrenzt und stellt deshalb die obere Integrationsgrenze des Integrals über die Rückstoßenergie E_{rec} in Gleichung (2.9) dar. Aus dieser Bedingung (2.11) für die Rückstoßenergie E_{rec} lässt sich folgende Bedingung für die Neutrinoenergie E_ν berechnen:

$$E_\nu \geq \sqrt{\frac{E_{rec}M}{2}} \quad (2.12)$$

Diese Bedingung begrenzt die rote Fläche in Abbildung 2.1 zu niedrigen Neutrinoenergien E_ν hin.

In Gleichung (2.9) wird zunächst das Integral über die Rückstoßenergie ausgeführt. Wenn nun die Reihenfolge der beiden Integrationen vertauscht wird, dann wird zunächst über die Neutrinoenergie E_ν integriert. Da die rote Fläche in Abbildung 2.1 zu kleinen Neutrinoenergien E_ν hin durch die Bedingung (2.12) begrenzt wird, ist Bedingung (2.12) die untere Integrationsgrenze des Integrals über die Neutrinoenergie E_ν . Es ergibt sich also folgende Gleichung für die Zählrate:

$$\boxed{\frac{dN}{dt} = N_A \int_0^\infty dE_{rec} \int_{\sqrt{\frac{E_{rec}M}{2}}}^\infty dE_\nu \Phi(E_\nu) \frac{d\sigma(E_\nu, E_{rec})}{dE_{rec}}} \quad (2.13)$$

Nach Ausführung der Integration über die Neutrinoenergie E_ν stellt der Integrand in Gleichung (2.13) das Spektrum der Rückstoßenergien E_{rec} dar.

Die einzige noch unbekannte Größe in (2.13) ist der Neutrinofluss $\Phi(E_\nu)$. In den beiden folgenden Abschnitten soll der Neutrinofluss für Reaktor-neutrinos (Abschnitt 2.2) und für Neutrinos aus dem Pionzerfall an einer Spaltungsneutronenquelle (Abschnitt 2.3) berechnet werden.

2.2 Neutrinospektrum eines Kernreaktors

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, benötigt man zur Detektion der kohärenten Neutrinostreuung an Atomkernen einen sehr hohen Neutrinofluss. Ein mögliches Experiment sollte also an einem Ort mit einem großen Neutrinofluss aufgebaut werden. So ein Ort könnte zum Beispiel ein Atomkraftwerk sein. Um die Zählrate für ein Experiment abschätzen zu können, muss man das Antineutrinospektrum des jeweiligen Kernreaktors kennen.

Die Reaktor-neutrinos entstehen bei β -Zerfällen der Spaltprodukte und neutronenaktivierten Edukten der Kernspaltung¹. Bei der Kernspaltung ent-

¹ β -Zerfall eines Kerns mit Protonenzahl Z und Massenzahl A : ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{(Z+1)} Y + e^- + \bar{\nu}_e$

stehen aber viele unterschiedliche Spaltprodukte. Das Reaktor-neutrinospektrum ist deshalb eine Überlagerung vieler unterschiedlicher β -Zerfallsspektren. Die Häufigkeit der unterschiedlichen Spaltprodukte hängt von der Zusammensetzung der Brennstoffe ab, die bei jedem Reaktor leicht unterschiedlich ist. Die Reaktor-neutrinospektren unterscheiden sich für unterschiedliche Reaktoren. Diese Unterschiede sind aber gering.

Aufgrund der geringen Unterschiede in den Reaktor-neutrinospektren reicht es für eine Abschätzung der zu erwartenden Zählrate aus, ein Spektrum mit einer für viele Reaktoren typischen Brennstoffzusammensetzung zu betrachten. Dazu werden im Folgenden die tabellierten Spektren aus [9] verwendet. Diese Neutrinospektren wurden in [9] aus den β -Spektren berechnet. Die β -Spektren entstanden aus einem Vergleich von theoretischen und experimentellen β -Spektren der wichtigsten Reaktor-brennstoffe (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu), die durch Neutronenreaktionen der Brennelemente entstanden sind. In Abbildung 2.2 ist das Reaktor-neutrinospektrum für unterschiedliche Betriebsdauern abgebildet. Für dieses Spektrum wurde folgende Brennstoffzusammensetzung

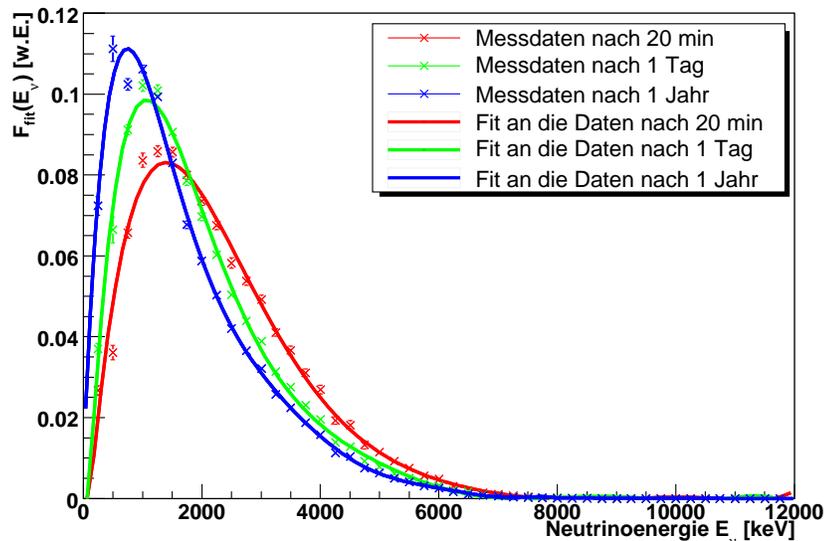


Abbildung 2.2: Normierte Reaktor-neutrinospektren $F_{fit}(E_\nu)$ nach unterschiedlichen Betriebsdauern. Die Spektren wurden so normiert, dass die Summe über alle Datenpunkte eins ergibt. Als Brennstoffzusammensetzung wurde angenommen: 62% ^{235}U , 30% ^{239}Pu , 8% ^{238}U . Die durchgezogenen Kurven stellen Fits an die Datenpunkte dar.

angenommen[9]:

- 62% ^{235}U
- 30% ^{239}Pu
- 8% ^{238}U

Die folgende Funktion wurde mit den a_i als Fitparameter an die Datenpunkte angefitet:

$$F_{fit}(E_\nu) = \begin{cases} \sum_{i=0}^8 a_i E_\nu^i & \text{für } E_\nu < 6800 \text{ keV} \\ e^{a_0 + a_1 E_\nu} & \text{für } 6800 \text{ keV} < E_\nu < 12000 \text{ keV} \end{cases} \quad (2.14)$$

Wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, ändert sich das Reaktor-neutrinospektrum mit der Brenndauer der Brennelemente. Diese Änderung ist aber nur in den ersten Tagen signifikant. Danach bleibt das Neutrinospektrum praktisch unverändert, da sich in den Brennstäben ein radiochemisches Gleichgewicht zwischen Produktion und Zerfall bestimmter Spaltprodukte einstellt. Um also ein Neutrinospektrum zu erhalten, das für einen großen Teil der Brenndauer der Brennstäbe (~ 7 Jahre) repräsentativ ist, wird das Spektrum, das nach 1 Jahr Brenndauer (blaue Datenpunkte bzw. blaue Kurve in Abbildung 2.2) aufgenommen wurde, verwendet.

Mit der Funktion $F_{fit}(E_\nu)$ wird nun der Neutrinofluss $\Phi(E_\nu)$ berechnet. Dazu wird $F_{fit}(E_\nu)$ zunächst so normiert, dass das Integral über $F_{fit}(E_\nu)$ eins ergibt. Für den Neutrinofluss ergibt sich:

$$\Phi(E_\nu) = 10^{13} \frac{1}{\int_0^{12\text{MeV}} dE_\nu F_{fit}(E_\nu)} F_{fit}(E_\nu) \left[\frac{\text{Neutrinos}}{\text{cm}^2\text{s}} \right] \quad (2.15)$$

Für diesen Ausdruck wurde ein Abstand von 20 m zum Reaktorkern eines Atomkraftwerks mit 2 GW thermischer Leistung angenommen. Der Ausdruck für den Neutrinofluss $\Phi(E_\nu)$ wird nun in Gleichung (2.13) eingesetzt, um die erwartete Zählrate für ein Experiment mit Reaktor-neutrinos berechnen zu können. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abbildung 2.3 für unterschiedliche Absorbermaterialien dargestellt. Für diese Berechnung wurden Materialien gewählt, die sich gut für die Herstellung von Kryodetektoren eignen. Der Aufbau und die Funktionsweise von Kryodetektoren wird in Kapitel 3 beschrieben.

Bei niedriger Rückstoßenergie ($E_{rec} \lesssim 0,2 \text{ keV}$) ergeben die Absorbermaterialien Bleiwolframat (PbWO_4) und Calciumwolframat (CaWO_4) die höchste Zählrate. Bei höheren Rückstoßenergien ($E_{rec} \gtrsim 0,8 \text{ keV}$) sind die Zählraten für Saphir (Al_2O_3) und Silizium am größten. Im Energiebereich dazwischen weist Germanium die höchste Zählrate auf. Weitere Einzelheiten werden im Abschnitt 2.4 beschrieben.

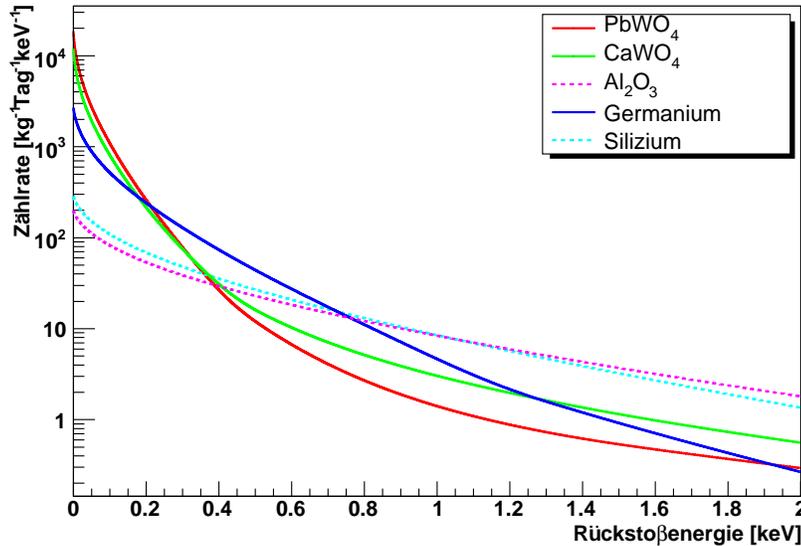


Abbildung 2.3: Berechnete Zählraten für unterschiedliche Materialien bei einem Experiment mit Reaktor-neutrinos in ~ 20 m Abstand vom Reaktorkern eines Atomkraftwerks mit ~ 2 GW thermischer Leistung. Je nach Energieschwelle, die mit dem Detektor zu erreichen ist, sind unterschiedliche Materialien als Absorber am günstigsten (siehe Abschnitt 2.4 und Abbildung 2.6). Die Berechnung der Zählrate wurde für diese Materialien durchgeführt, weil sie für Kryodetektoren günstige Eigenschaften besitzen.

2.3 Neutrinospektrum der Spallationsneutronenquelle (SNS)

Die Wirkungsquerschnitte (1.1) und (1.2) sind proportional zum Quadrat der Neutrinoenergie. Deshalb ist eine Quelle mit hohen Neutrinoenergien, bei denen auch der maximale Impulsübertrag $Q = 2E_\nu$ die Bedingung (1.4) erfüllt, günstig. So eine Quelle ist beispielsweise der Pionzerfall. Hier haben die entstehenden ν_μ eine monoenergetische Energie von 28,89 MeV. Am Oak Ridge National Laboratory entsteht gerade eine Spallationsquelle für Neutronen (**S**pallation **N**eutron **S**ource, SNS [2][6]). Der eigentliche Zweck dieser Quelle ist die Erzeugung von Neutronen durch Stöße hochenergetischer (~ 1 GeV) Protonen mit Quecksilberatomen. Dazu wird ein gepulster Protonenstrahl auf ein Quecksilbertarget gerichtet.

Bei diesen Stößen werden aber auch Pionen (π^0 , π^+ , π^-) erzeugt. Die π^0 zerfallen in allen Kanälen immer ohne Erzeugung von Neutrinos. Die π^- werden durch Stöße mit Atomenkernen und Elektronen so weit abgebremst,

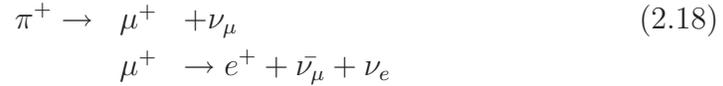
dass sie von Atomkernen eingefangen werden können. Im Atomkern werden die π^- dann absorbiert, indem sie ein Proton in ein Neutron umwandeln:



Die π^+ werden ebenfalls durch Stöße abgebremst. Sie können aber im Gegensatz zu den π^- wegen der Coulomb-Abstoßung der positiv geladenen Atomkerne nicht absorbiert werden. Die π^+ werden somit weiter abgebremst, bis sie schließlich gestoppt werden. Die gestoppten π^+ zerfallen mit $\tau = 2,6 \cdot 10^{-8}$ s dann hauptsächlich in μ^+ :



Der Zerfallskanal in Positronen wäre bei Helizitätserhaltung verboten. Da aber das Positron eine endliche Masse von 511 keV hat, ist die Helizität nicht erhalten und der Zerfall in Positronen kann trotzdem vorkommen, wenn auch stark unterdrückt (Particle Data Group[7] Juli 2004: $\Gamma_{\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e} / \Gamma_{ges} = 1,230 \pm 0,004 \cdot 10^{-4}$). Beim Hauptzerfallskanal der gestoppten π^+ entstehen neben den monoenergetischen ($E_\nu^0 = 29,89$ MeV) ν_μ aus dem Zerfall des μ^+ weitere Neutrinos:



Direkt nach dem Auftreffen des gepulsten Protonenstrahls auf das Quecksilbertarget werden π^+ erzeugt und gestoppt bevor sie zerfallen. Die beim π^+ -Zerfall erzeugten ν_μ werden als nahezu promptes Signal erzeugt. Der π^+ -Zerfall ist ein Zweikörperzerfall, weshalb die produzierten ν_μ monoenergetisch sind:

$$E_\nu^0 = \frac{M_\pi^2 - M_\mu^2}{2M_\pi} = 29,89 \text{ MeV} \quad (2.19)$$

wobei M_π und M_μ die Ruhmassen von π^+ und μ^+ bezeichnen.

Die beiden anderen Neutrinos² ($\bar{\nu}_\mu$ und ν_e) entstehen um die Lebensdauer des Myons ($\tau = 2,2 \mu\text{s}$) verzögert. Da sie in einem Dreikörperzerfall entstehen, weisen sie ein kontinuierliches Spektrum auf, ähnlich wie beim β -Zerfall.

Da die ν_μ mit den $\sim 0,5 \mu\text{s}$ langen Protonenpulsen korreliert sind[2][6], ist es möglich die ν_μ getrennt von den anderen Neutrinos zu detektieren, indem nur die Daten berücksichtigt werden, die während eines Protonenpulses aufgezeichnet wurden.

²Hierbei wird davon ausgegangen, dass es sich bei Neutrinos um Dirac-Teilchen handelt, dass also ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ nicht identisch sind. Da die kohärente Neutrinoausbreitung flavour-unabhängig ist, spielt für die Berechnung der Zählraten nur das Energiespektrum der einzelnen Neutrinos eine Rolle.

Bei der geplanten Spallationsquelle am Oakridge National Laboratory soll der Neutrinofluss pro Neutrino flavour³ in einem Abstand von ~ 20 m von der Quelle $\sim 10^7 \frac{\nu}{\text{cm}^2 \text{s}}$ betragen[2]. Da in diesem Fall nur das prompt Signal der ν_μ betrachtet wird, gilt für den Neutrinofluss $\Phi(E_\nu)$:

$$\Phi(E_\nu) = 10^7 \frac{\nu_\mu}{\text{cm}^2 \text{s}} \cdot \delta(E_\nu^0 - E_\nu) \quad \text{mit } E_\nu^0 = 29,89 \text{ MeV} \quad (2.20)$$

Dieser Ausdruck für den Neutrinofluss wird nun in Gleichung (2.13) für die Zählrate eingesetzt. Damit lässt sich dann für unterschiedliche Absorbermaterialien die Zählrate, die man bei einem Experiment erwartet, berechnen. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

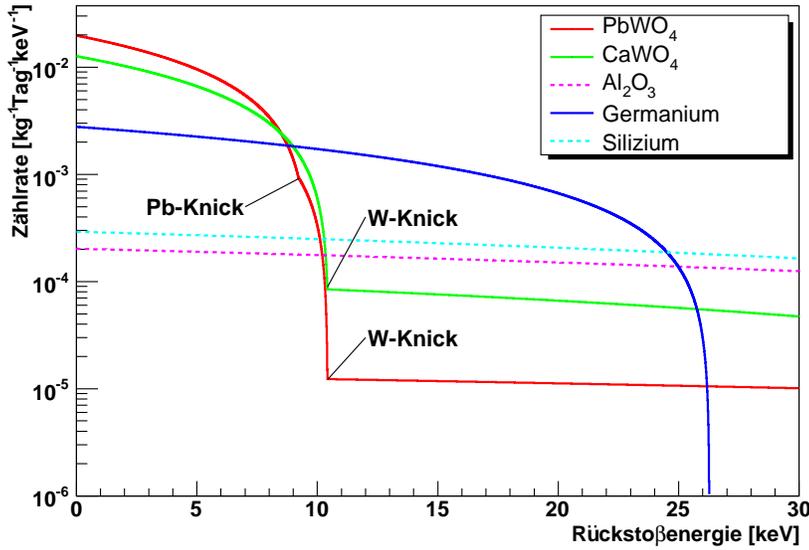


Abbildung 2.4: Berechnete Zählraten als Funktion der Rückstoßenergie E_{rec} für unterschiedliche Materialien an der Spallationsquelle des Oakridge National Laboratory, wobei nur ν_μ berücksichtigt wurden. Die erwarteten Zählraten sind bei dieser Quelle kleiner als bei Reaktor-neutrinos (siehe 2.2). In den Kurven, die die Zählraten von Materialien repräsentieren, die aus mehreren Elementen zusammengesetzt sind, gibt es Knicke. Diese Knicke entstehen bei der maximalen Rückstoßenergie eines der Elemente. Bei höheren Energien tragen dann nur noch die anderen Elemente zur Zählrate bei. In der Abbildung sind allerdings nur die Knicke zu sehen, die durch Blei und Wolfram ausgelöst werden. Die Knicke der anderen Elemente liegen bei höheren Energien (vergleiche Tabelle 2.1).

Unterhalb einer Rückstoßenergie von 9 keV sind die Zählraten von PbWO_4 und CaWO_4 am größten. Bei Rückstoßenergien über 25 keV liefern Al_2O_3

³ $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ und ν_e

und Silizium die höchsten Zählraten. Germanium weist im Energiebereich zwischen 9 keV und 25 keV die größte Zählrate auf. In den Kurven von PbWO_4 und CaWO_4 treten Knicke auf. Diese Knicke sind darauf zurückzuführen, dass bei der Energie an der der Knick liegt, die maximal mögliche Rückstoßenergie E_{rec}^{max} eines der Elemente erreicht ist. Dabei gilt für E_{rec}^{max} :

$$E_{rec}^{max} = \frac{2E_\nu^2}{M} \quad (2.21)$$

wobei M die Masse des jeweiligen Atomkerns ist. In Tabelle 2.1 sind die ma-

Element	E_{rec}^{max} [keV]
Blei	9,16
Wolfram	10,35
Germanium	25,74
Calcium	47,63
Aluminium	70,55
Sauerstoff	119,06

Tabelle 2.1: Maximal mögliche Rückstoßenergie E_{rec}^{max} bei einer Neutrinoenergie $E_\nu = 29,89 \text{ MeV}$ für unterschiedliche Elemente. Bei diesen maximalen Rückstoßenergien entstehen jeweils die Knicke bei den Kurven in Abbildung 2.4.

ximal möglichen Rückstoßenergien für alle in Abbildung 2.4 vorkommenden Elemente abgebildet. Bei mehrelementigen Materialien entsteht ein Knick bei der Energie, an der die maximal mögliche Rückstoßenergie eines der Elemente des Materials erreicht ist, da bei höheren Energien nur noch die anderen Elemente beitragen. In Abbildung 2.4 sind nur die Knicke, die durch Blei und Wolfram verursacht werden zu sehen, da die maximalen Rückstoßenergien der anderen Elemente höher liegen als 30 keV (siehe Tabelle 2.1).

2.4 Auswahl des Detektors zum Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung

In den vorherigen Abschnitten wurden die Zählraten als Funktion der Rückstoßenergie für unterschiedliche Neutrinoquellen berechnet. In den Abbildungen 2.3 und 2.4 sind diese Zählraten für Reaktor-neutrinos ($\Phi_\nu = 10^{13} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$) bzw. Neutrinos aus dem Pionzerfall ($\Phi_\nu = 10^7 \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$) abgebildet. An diesen Abbildungen kann man erkennen, dass die Zählraten für unterschiedliche Materialien stark von der Rückstoßenergie und dem Neutrinofluss abhängen. Um Aussagen über die bevorzugten Materialien bzw. die zu bevorzugende

Neutrinoquelle zu machen, werden die Spektren der Abbildungen 2.3 und 2.4 integriert. Das Ergebnis dieser Integration ist in den Abbildungen 2.5 und 2.6 zu sehen. Hier ist jeweils die totale Zählrate der Ereignisse, deren Rückstoßenergie größer als die Energieschwelle E_{th} des Detektors ist, für verschiedene Materialien und verschiedene Neutrinoquellen gegen die Energieschwelle E_{th} aufgetragen. Abbildung 2.6 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt

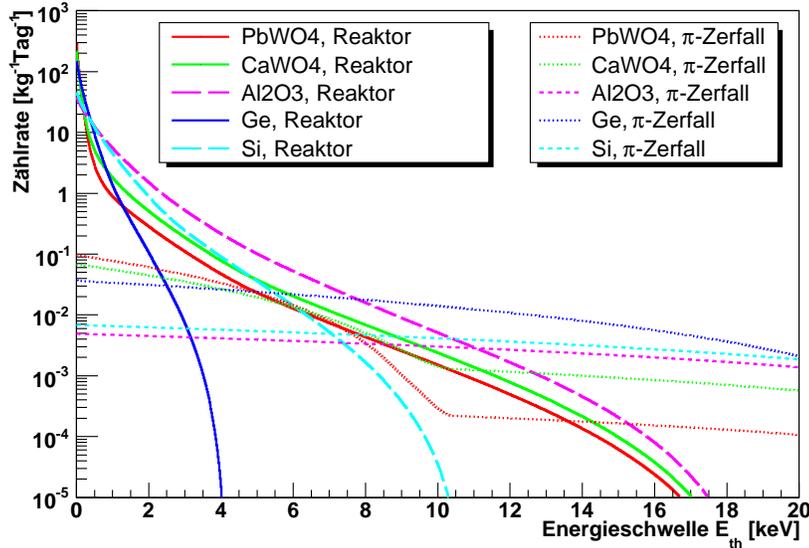


Abbildung 2.5: Integrierte Zählrate in Abhängigkeit von der Energieschwelle. Nur wenn die Energieschwelle über ~ 10 keV liegt, wäre die Zählrate mit ν_μ aus dem π^+ -Zerfall (gestrichelte Kurven) größer als mit Reaktor-neutrinos (durchgezogene Kurven). In dieser Abbildung lassen sich die Knicke bei PbWO_4 und CaWO_4 ebenfalls durch die maximal mögliche Rückstoßenergie eines Elements im jeweiligen Material erklären (siehe Bildunterschrift von Abb. 2.4).

von Abbildung 2.5 für den Energiebereich $0 \leq E_{th} \leq 2$ keV.

Wie in Abbildung 2.5 gut zu erkennen ist, liefert die unter 2.3 beschriebene Spallationsquelle (gestrichelte Kurven in Abb. 2.5) nur dann eine höhere Zählrate als der unter 2.2 beschriebene Reaktor (durchgezogene Kurven in Abb. 2.5), wenn die Energieschwelle des Detektors über $\sim 7-9$ keV liegt. In diesem Bereich ist die Zählrate allerdings sehr klein, weshalb viel größere Targetmassen (einige Tonnen) und viel längere Messzeiten (einige Jahre) benötigt würden. Um kürzere Messzeiten (einige Monate) und kleinere Massen (einige kg) zu realisieren, wird ein Detektor mit einer Energieschwelle von $\lesssim 0.5$ keV benötigt.

Kryodetektoren haben niedrige Energieschwellen und gute Energieauflösungen. Es wurden bereits Kryodetektoren mit einer Energieschwelle von ~ 0.1 keV

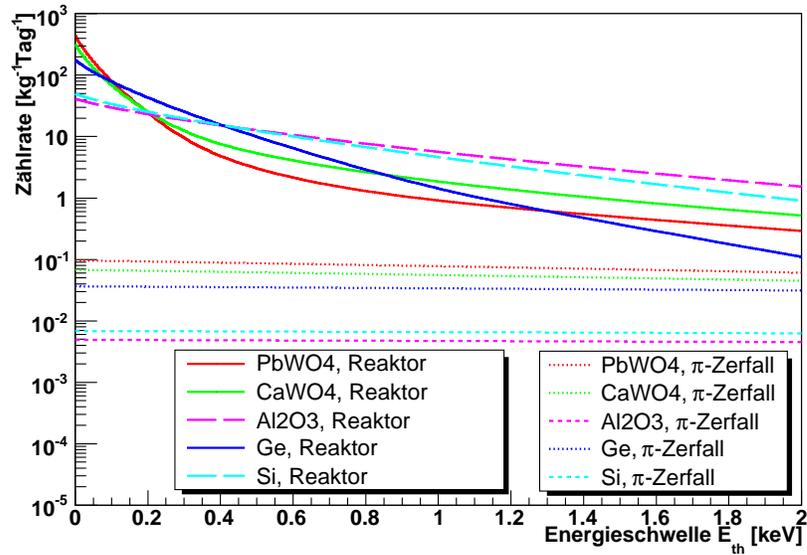


Abbildung 2.6: Integrierte Zählrate in Abhängigkeit von der Energieschwelle (Vergrößerter Ausschnitt von Abbildung 2.5 für $0 \leq E_{th} \leq 2$ keV). Bei Energieschwellen unter ~ 2 keV unterscheidet sich die erwartete Zählrate mit Reaktor-Neutrinos um mehrere Größenordnungen von der Rate mit Neutrinos aus dem π^+ -Zerfall.

[10] und weniger hergestellt, allerdings hatten diese Detektoren nur eine sehr kleine Masse im Bereich von einigen Gramm. Es gibt aber auch Kryodetektoren mit größeren Massen und Energieschwellen von $\lesssim 1$ keV, zum Beispiel für die direkte Suche nach Dunkler Materie[11][12][13]. Es ist also möglich, Kryodetektoren auch für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung zu verwenden. Das Funktionsprinzip eines solchen Kryodetektors wird in Kapitel 3 beschrieben.

Es gibt auch andere Arten von Detektoren, die sich für den Nachweis kohärenter Neutrinostreuung eignen würden. So könnten Flüssiggas-Detektoren[14] oder hochreine Germanium-Halbleiterdetektoren[15] zum Einsatz kommen. Die Energieschwellen von Flüssiggas-Detektoren liegen aber im Bereich von ~ 10 keV, weshalb man für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung eine Absorbermasse von mehreren Tonnen Flüssiggas (Argon, Neon oder Xenon) und Messzeiten von einigen Jahren benötigt. Hochreine Germanium-Halbleiterdetektoren haben zwar Energieschwellen von $\sim 0,5$ keV, dafür ist das Absorbermaterial auf Germanium festgelegt.

Der Vorteil von Kryodetektoren ist neben der niedrigen Energieschwelle die große Anzahl an unterschiedlichen Absorbermaterialien. Prinzipiell kann jedes kristalline Material als Absorber verwendet werden. Wegen der niedrigen Energieschwelle und der daraus resultierenden hohen Zählrate für die

kohärente Neutrinostreuung wären einige hundert Gramm als Absorbermasse für einen Kryodetektor und eine Messzeit von einigen Monaten ausreichend, um die kohärente Neutrinostreuung nachweisen zu können.

Kapitel 3

Funktionsprinzip eines Kryodetektors

Die Grundidee eines Kryodetektors basiert darauf, dass die Wärmekapazität C eines nichtleitenden Festkörpers bei tiefen Temperaturen¹ T sehr klein wird ($C \propto T^3$). Deshalb führt eine kleine Energiedeposition in einem Absorberkristall zu einer messbaren Änderung der Temperatur des Kristalls. Diese Temperaturänderung wird mit einem sogenannten Phasenübergangsthermometer (**T**ransition **E**dge **S**ensor, TES) gemessen. Ein TES besteht aus einem supraleitenden Film, der im Phasenübergang zwischen Supraleitung und Normalleitung stabilisiert wird. Der Widerstandsverlauf ist in diesem Bereich sehr steil, weshalb eine kleine Temperaturänderung eine große Widerstandsänderung nach sich zieht. Das TES ist thermisch an einen Absorberkristall und an ein Kältebad gekoppelt. Dazu wird das TES durch einen Golddraht mit dem Cu-Halter verbunden, an dem der Kryodetektor befestigt ist. In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau eines Kryodetektors zu sehen. Der Cu-Halter dient als Kältebad. Bis auf die Kopplung durch den Golddraht zwischen TES und Cu-Halter ist der Absorberkristall in erster Näherung thermisch isoliert vom Kältebad. Im Absorberkristall deponierte Energie wird in Wärme umgewandelt, die den Kristall nur² durch das TES verlassen kann. Dabei wird das TES erwärmt und damit sein Widerstand erhöht. Diese Erhöhung des Widerstands kann über die beiden Al-Drähte mit einem SQUID³[16] gemessen werden.

¹Temperaturen, die je nach Kryodetektor zwischen 10 mK und 1 K liegen.

²Der Absorberkristall wird im Halter durch Saphirkugeln festgehalten. Durch diese Kugeln kann auch Wärme ins Kältebad abfließen. Die thermische Kopplung über die Saphirkugeln ist aber viel schwächer als die Kopplung zwischen TES und Cu-Halter über den Golddraht.

³Superconducting **Q**Uantum **I**nterference **D**evice [16].

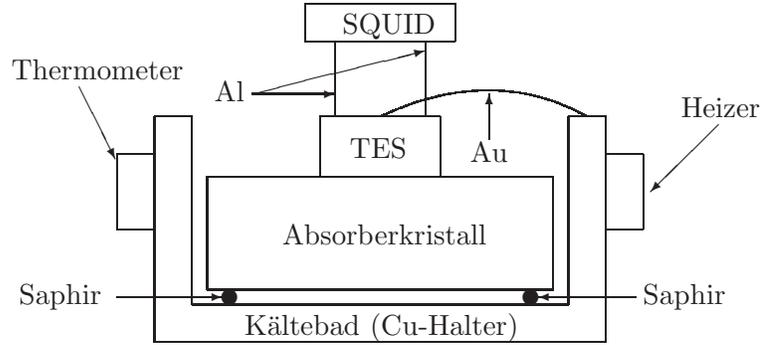


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Kryodetektors: Der Absorberkristall ist mit Saphirkugeln auf dem Cu-Halter befestigt. Die Saphirkugeln koppeln den Absorberkristall schwach an den Cu-Halter und damit an das Kältebad. Auf dem Absorberkristall befindet sich das TES. Das TES ist über einen Golddraht thermisch mit dem Cu-Halter verbunden. Diese Kopplung ist deutlich stärker als die über die Saphirkugeln. Außerdem ist das TES durch zwei Al-Drähte elektrisch mit dem SQUID verbunden. Über diese Verbindung werden die Signale des TES ausgelesen. Mit den am Cu-Halter befestigten Thermometer und Heizer wird die Temperatur des Cu-Halters und damit die Temperatur des Kältebads geregelt.

In diesem Kapitel werden alle Teile eines Kryodetektors und ihre Funktionsprinzipien erklärt. Zunächst wird die Wärmekapazität eines Festkörpers bei tiefen Temperaturen näher behandelt. Im Anschluss daran wird das Phasenübergangsthermometer beschrieben. Die Messung des TES-Widerstands erfolgt mit einem SQUID, dessen Funktionsweise hier nicht näher erklärt werden soll⁴.

3.1 Wärmekapazität und spezifische Wärme

Die Wärmekapazität ist definiert als

$$C \equiv \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (3.1)$$

Dabei ist ΔQ die Wärmemenge, die benötigt wird, um die Temperatur eines Stoffes um ΔT zu ändern. Die Wärmekapazität C_V eines Festkörpers bei konstantem Volumen ergibt sich als Ableitung inneren Energie U des Festkörpers nach der Temperatur T :

$$C_V = \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_V = \sum_{q,r} \frac{\partial}{\partial T} \frac{\hbar \omega_{qr}}{e^{\frac{\hbar \omega_{qr}}{k_B T}} - 1} \quad (3.2)$$

⁴Die Funktionsweise eines SQUIDs kann unter [16] nachgelesen werden.

wobei mit ω_{qr} die Eigenfrequenzen der Gitterschwingungen bezeichnet werden. Eine detaillierte Herleitung dieses Ausdrucks ist in [17] und [18] zu finden. Bei einem Experiment ist es allerdings einfacher, den Druck konstant zu halten und die Wärmekapazität C_P bei konstantem Druck zu messen. Da jedoch $|\frac{C_P - C_V}{C_V}| \ll 1$, wird im Folgenden die Wärmekapazität bei konstantem Volumen C_V verwendet.

Im Ausdruck für die Wärmekapazität (3.2) werden mit ω_{qr} die Eigenfrequenzen der Gitterschwingungen bezeichnet, wobei mit \mathbf{q} der Wellenvektor und mit r die unterschiedlichen Polarisierungen bezeichnet werden. Um die Summation über \mathbf{q} und r ausführen zu können, wird noch die Phononen-Dispersionsrelation, also der Zusammenhang zwischen den Eigenfrequenzen ω_{qr} , und den Wellenvektoren \mathbf{q} und den Polarisierungen r benötigt. In Abbildung 3.2 ist die Dispersionsrelationen für ein eindimensionales 2-atomiges Kristallgitter dargestellt[18].

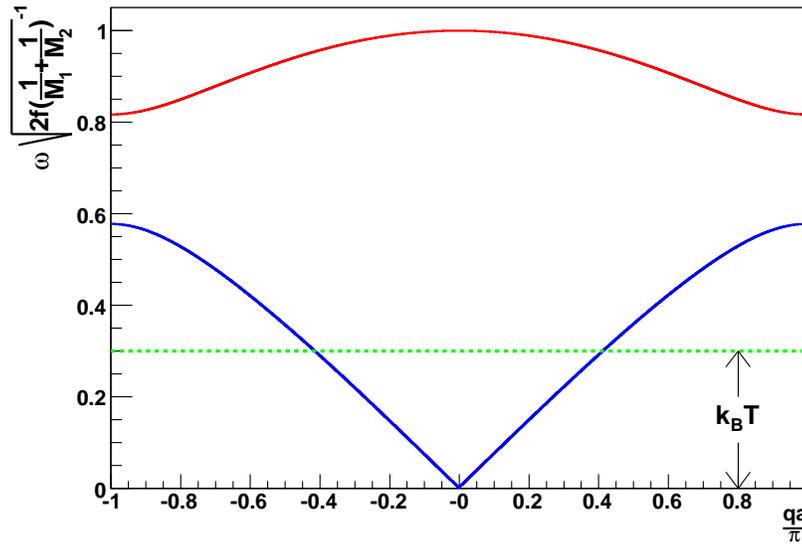


Abbildung 3.2: *Phononen-Dispersionsrelationen eines eindimensionalen 2-atomigen ($M_1 = 2M_2$) Kristallgitters (a ist die Gitterkonstante; M_1, M_2 sind die Massen der beiden Atome; f ist die Kopplungsstärke der einzelnen Oszillatoren). Der optische Zweig ist in rot und der akustische Zweig in blau dargestellt. Die grün-gestrichelte Linie repräsentiert die thermische Energie bei tiefen Temperaturen.*

Die Dispersionsrelation für einen realen 3-dimensionalen Kristall ist allerdings viel komplizierter, so dass die Wärmekapazität nur näherungsweise berechnet werden kann. Bei tiefen Temperaturen bietet sich die Debye-Näherung[17][18] an. Es werden hierbei die beiden folgenden Annahmen ge-

macht:

1. Alle Zweige der Phononendispersionsrelation werden durch 3 Zweige mit einer linearen Dispersionsrelation ($\omega_i = v_i q$; $i = 1, 2, 3$) ersetzt, wobei die v_i die Schallgeschwindigkeiten der drei Zweige sind. Diese Näherung ist bei tiefen Temperaturen gut, da hier, wegen der niedrigen thermischen Energie, nur die niederenergetischen akustischen Phononen angeregt werden können (unterhalb der grün-gestrichelten Linie in Abbildung 3.2). In diesem Energiebereich kann die tatsächliche Dispersionsrelation gut durch eine lineare angenähert werden. Die Summe über alle Zweige der Dispersionsrelation \sum_r in Gleichung (3.2) wird durch eine Summe über die drei linearen Zweige $\sum_{i=1}^3$ ersetzt.
2. Die Summation \sum_q in (3.2) wird durch ein Integral $\int_{1.BZ}$ über die erste Brillouin-Zone ersetzt. Das ist eine gute Näherung, wenn das q-Raum-Volumen eines Zustandes ($\frac{(2\pi)^3}{V} \ll 1$) sehr klein ist. Bei Kristallen mit makroskopischen Ausmaßen ist das immer der Fall. Da in der ersten Näherung eine lineare Dispersionsrelation angenommen wurde, sind die Flächen konstanter Frequenz Kugeloberflächen. Deshalb kann man das Integral über die erste Brillouin-Zone $\int_{1.BZ}$ durch ein Integral über eine Kugel mit Radius q_D ersetzen. Dabei wird q_D gerade so gewählt, dass die Kugel genau N^5 Zustände enthält. Zusammen mit der Summe über die drei Dispersionszweige ergeben sich dann $3N$ Zustände.

Mit diesen beiden Annahmen und den daraus folgenden Näherungen ergibt sich für die Wärmekapazität:

$$C_V = 9V \left(\frac{N}{V}\right) k_B \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^4 e^x dx}{(e^x - 1)^2} \quad (3.3)$$

wobei V das Volumen des Kristalls, k_B die Boltzmann-Konstante und $\Theta_D = \frac{\hbar v_s}{k_B} \left(6\pi^2 \frac{N}{V}\right)^{\frac{1}{3}}$ die sogenannte Debye-Temperatur des Kristalls ist. Mit v_s wird die mittlere Schallgeschwindigkeit, also der Mittelwert der weiter oben erwähnten Geschwindigkeiten v_i , bezeichnet. Außerdem wurde folgende Substitution vorgenommen:

$$x \equiv \frac{\hbar v_s q}{k_B T} \quad (3.4)$$

In Tabelle 3.1 sind die Debye-Temperaturen für unterschiedliche Materialien angegeben. Die spezifische Wärme⁶ in der Debye-Näherung für Germanium ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

⁵Mit N wird die Anzahl der Atome in einem Kristall bezeichnet.

⁶Die spezifische Wärme eines Festkörpers ist der Quotient aus Wärmekapazität C_V und Masse m des Festkörpers ($c_V = \frac{C_V}{m}$).

Material	Debye-Temperatur Θ_D
Aluminium	428 K
Gold	165 K
Silizium	645 K
Kupfer	343 K
Blei	105 K
Wolfram	400 K
Diamant	2230 K
Germanium	374 K

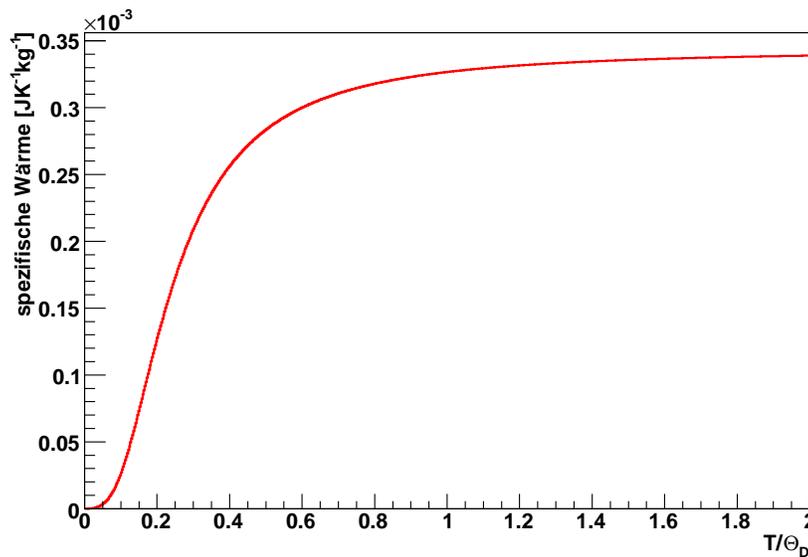
Tabelle 3.1: Debye-Temperaturen Θ_D unterschiedlicher Materialien

Abbildung 3.3: Spezifische Wärme von Germanium in der Debye Näherung

Für tiefe Temperaturen ($T \ll \Theta_D$) und hohe Temperaturen ($T \gg \Theta_D$) kann die Wärmekapazität (3.3) weiter vereinfacht werden. Für tiefe Temperaturen wird die obere Integrationsgrenze (Θ_D/T) durch ∞ ersetzt. Für die Wärmekapazität folgt also

$$C_V = \frac{12\pi^4}{5} N k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \quad (3.5)$$

Für hohe Temperaturen ($T \gg \Theta_D \Rightarrow x \ll 1$) können die beiden folgenden Näherungen gemacht werden

$$e^x \approx 1 \quad (3.6)$$

$$(e^x - 1)^2 \approx x^2 \quad (3.7)$$

Die Wärmekapazität kann also geschrieben werden als:

$$C_V = 3Nk_B \quad (3.8)$$

Sowohl das Verhalten bei tiefen Temperaturen als auch das Verhalten bei hohen Temperaturen stimmt gut mit experimentellen Daten überein. Während sich die Wärmekapazität bei hohen Temperaturen dem klassischen Wert für die Wärmekapazität (Dulong-Petit Gesetz) annähert, fällt sie bei tiefen Temperaturen mit T^3 . Eine kleine Energiedeposition (zum Beispiel die von einem Neutrino auf einen Atomkern übertragene Rückstoßenergie) führt also bei tiefen Temperaturen wegen der kleinen Wärmekapazität ($dU = C_V \cdot dT$) zu einer messbaren Erhöhung der Temperatur.

3.2 Phononenpropagation

In der Festkörperphysik werden die Gitterschwingungen in einem Kristall analog zur elektromagnetischen Strahlung quantisiert. Während bei Photonen, den Quanten der elektromagnetischen Strahlung, sowohl Energie als auch Impuls bei Wechselwirkungen erhalten sind, ist der Impuls der Phononen, den Quanten der Gitterschwingungen, nur bis auf einen reziproken Gittervektor \mathbf{G} erhalten. Phononen werden deswegen als Quasiteilchen bezeichnet. Reziproke Gittervektoren sind alle Vektoren \mathbf{G} für die gilt:

$$e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} = 1 \quad (3.9)$$

wobei der Vektor \mathbf{r} auf die Position eines beliebigen Atoms im Kristallgitter zeigt. Für die Schwingungen $\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ und $\Psi_{\mathbf{k}+n\mathbf{G}}(\mathbf{r})$, deren Wellenvektoren sich nur durch ein ganzzahliges Vielfaches eines reziproken Gittervektors \mathbf{G} unterscheiden, gilt:

$$\Psi_{\mathbf{k}+n\mathbf{G}}(\mathbf{r}) = \Psi_0 e^{i(\mathbf{k}+n\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} = \Psi_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{in\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} = \Psi_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (3.10)$$

Der Impuls \mathbf{k} von Gitterschwingungen ist nach (3.10) nur bis auf ein ganzzahliges Vielfaches eines reziproken Gittervektors \mathbf{G} erhalten, weil sich Gitterschwingungen mit Impuls \mathbf{k} und $\mathbf{k}+\mathbf{G}$ nicht unterscheiden. In Abbildung 3.4 sind zwei derartige Schwingungen dargestellt. Die Atome werden von beiden Schwingungen gleich weit ausgelenkt, weshalb die beiden Schwingungen nicht zu unterscheiden sind.

Wenn ein Neutrino an einem Atomkern streut, wird Rückstoßenergie auf diesen übertragen. Dadurch wird das Atom aus seiner Ruhelage ausgelenkt und es entstehen Gitterschwingungen, Phononen. Die vom Neutrino im Absorberkristall deponierte Energie wird also in Phononen umgewandelt.

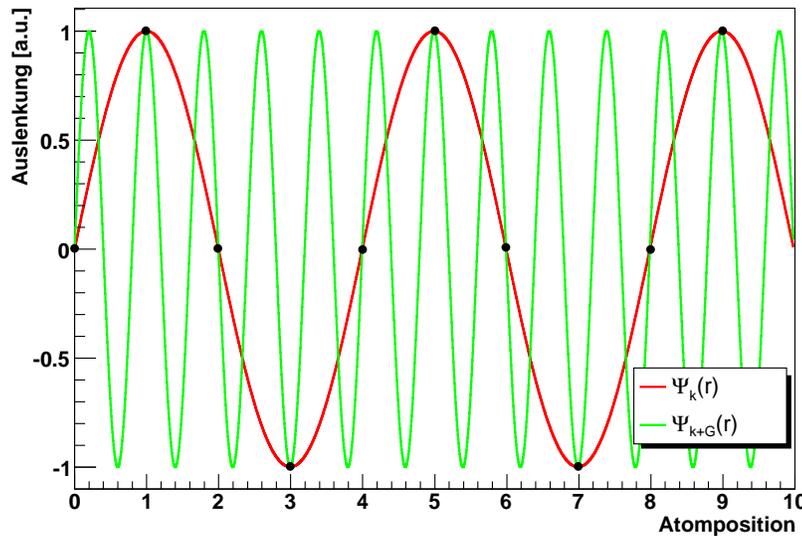


Abbildung 3.4: Gitterschwingungen mit unterschiedlichen Wellenvektoren, die sich nur um das ganzzahlige Vielfache eines reziproken Gittervektors unterscheiden. Die schwarzen Punkte stellen die Atome dar. Bei beiden Schwingungen werden die Atome gleichweit ausgelenkt, deshalb sind die beiden Schwingungen nicht zu unterscheiden.

Zunächst haben die Phononen eine relativ hohe Energie. Diese Phononen zerfallen aber durch Streuung an Elektronen, Kristalldefekten oder anderen Phononen praktisch instantan in Phononen mit niedrigerer Energie und Frequenzen im THz-Bereich. Diese Phononen werden als athermische Phononen bezeichnet. Der Absorberkristall ist also nach wenigen Pikosekunden mit athermischen hochfrequenten Phononen angefüllt. Diese athermischen Phononen können dann durch weitere Streuungen im Absorberkristall in thermische Phononen zerfallen, die bei Temperaturen von einigen mK Frequenzen im GHz-Bereich haben. Dieser Prozess dauert typischerweise, abhängig von der Größe und Beschaffenheit des Absorberkristalls, einige 100 μs bis einige ms. Wenn athermische Phononen allerdings vorher das TES erreichen thermalisieren sie dort schnell und erzeugen so eine direkte Temperaturerhöhung des TES. Damit ergibt sich für die athermischen Phononen eine Lebensdauer τ_n im Absorberkristall, die einige Millisekunden betragen kann. Die im Absorberkristall thermalisierten Phononen besitzen dort eine Lebensdauer τ_t . Diese Abfallszeit τ_t mit der die thermischen Phononen aus dem Absorberkristall herausfließen, wird hauptsächlich durch die thermische Kopplung zwischen dem Absorberkristall und dem TES bestimmt. Der Hauptteil der Wärme und damit der thermischen Phononen fließt durch das TES und den

Golddraht ins Kältebad (Cu-Halter) ab. Ein kleiner Teil der Wärme kann aber auch durch die Saphirkugeln, mit denen der Absorberkristall am Cu-Halter befestigt ist, direkt ins Kältebad abfließen (siehe Abbildung 3.1).

In [19] ist dieses Modell für das TES-Signal beschrieben. Die Pulsform kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$A(t) = \Theta(t) \left(A_n \left(e^{-\frac{t}{\tau_n}} - e^{-\frac{t}{\tau_{in}}} \right) + A_t \left(e^{-\frac{t}{\tau_t}} - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right) \right) \quad (3.11)$$

Dabei sind A_n und A_t die Amplituden des athermischen und thermischen Anteils des Pulses. Die Anstiegszeit τ_{in} der athermischen Komponente wird im Wesentlichen durch die thermische Kopplung zwischen TES und Kältebad bestimmt. Darauf wird in Kapitel 6 näher eingegangen. Die athermische Abfallszeit τ_n ist gleichzeitig die Anstiegszeit für den thermischen Anteil des Pulses, da die thermischen Phononen durch den Zerfall der athermischen Phononen entstehen. Die thermische Abfallszeit τ_t beschreibt, wie schnell Wärme aus dem Absorberkristall abfließen kann und wird entscheidend durch die thermische Kopplung zwischen Absorberkristall und TES bestimmt. In

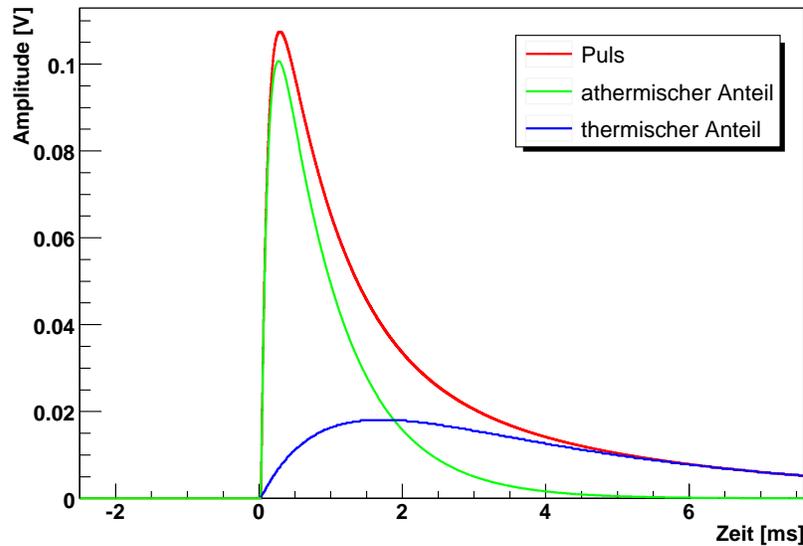


Abbildung 3.5: Puls mit athermischem und thermischem Anteil

Abbildung 3.5 ist ein Puls mit seinem athermischen und thermischen Anteil dargestellt.

Je nach Größe und Beschaffenheit des Kristalls und Kopplung zwischen Kristall und TES ist das Verhältnis zwischen thermischen und athermischen Phononen unterschiedlich. In Abbildung 3.6 sind zwei Pulse mit unterschiedlichen Verhältnissen zwischen thermischen und athermischen Phononen zu

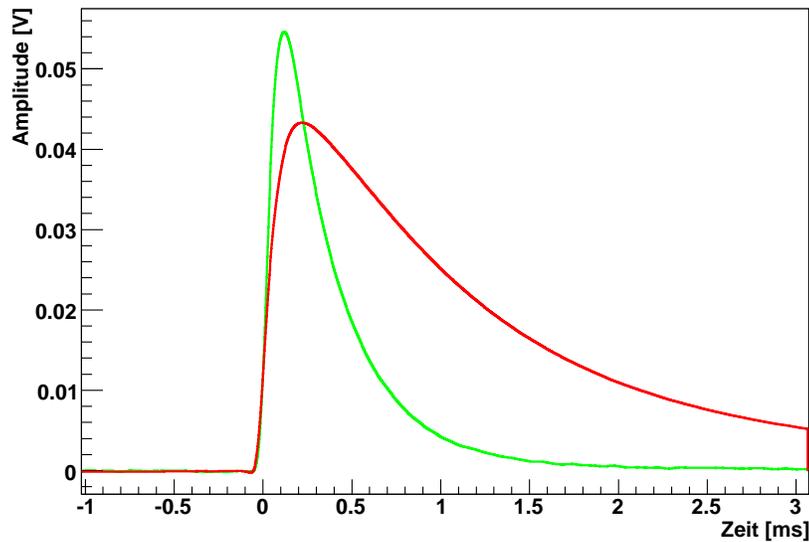


Abbildung 3.6: Pulse mit unterschiedlichen Verhältnissen von thermischen zu athermischen Phononen. Der schnellere grüne Puls hat einen großen Anteil athermischer Phononen, während der langsamere rote Puls durch einen großen Anteil an thermischen Phononen charakterisiert ist.

sehen. Während der rote Puls einen großen Anteil an thermischen Phononen hat, ist der grüne Puls durch einen großen Anteil an athermischen Phononen gekennzeichnet. Deshalb hat der rote Puls eine längere Abfallszeit als der grüne Puls.

3.3 Phasenübergangsthermometer (Transition Edge Sensor, TES)

In diesem Abschnitt soll die Funktionsweise von Phasenübergangsthermometern (Transition Edge Sensor, TES) näher beschrieben werden. Die Grundidee eines TES ist, dass im Phasenübergang zwischen Supraleitung und Normalleitung eine kleine Temperaturänderung eine große Widerstandsänderung nach sich zieht (siehe Abbildung 3.7). Diese Widerstandsänderung kann dann gemessen werden.

Ein Phasenübergangsthermometer ist ein supraleitender Film mit einer kritischen Temperatur T_c im mK-Bereich. Wenn im Absorberkristall Energie deponiert wird, entstehen Phononen (siehe Abschnitt 3.2), die dann das TES erreichen. Während der Absorberkristall thermisch vom Kältebad na-

hezu isoliert⁷ ist, ist das TES mit dem Kältebad durch einen Golddraht verbunden. Deshalb kann Wärme, also Phononen, den Detektor idealerweise nur durch das TES verlassen. Der Widerstandsverlauf ist im Phasenübergang zwischen Supraleitung und Normalleitung sehr steil, weshalb eine kleine Temperaturerhöhung im TES zu einer großen Widerstandsänderung führt (siehe Abbildung 3.7).

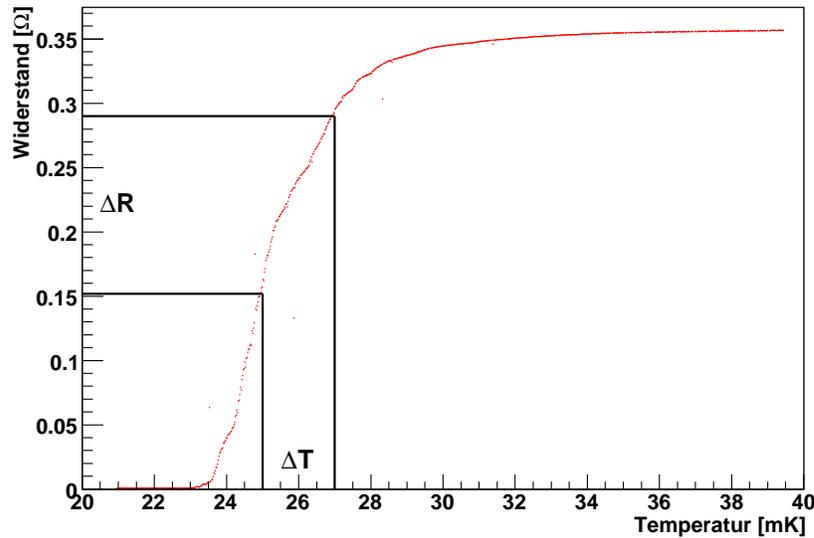


Abbildung 3.7: *Typischer Phasenübergang von Supraleitung zu Normalleitung. Eine kleine Temperaturerhöhung ΔT nahe bei der kritischen Temperatur T_c führt zu einer großen Widerstandsänderung ΔR , die dann gemessen werden kann.*

Diese Widerstandsänderung wird dann mit einem SQUID gemessen, wozu der in Abbildung 3.8 dargestellte Stromkreis verwendet wird. Von Außen wird der Strom I_0 auf den Stromkreis gegeben und verteilt sich dort auf die beiden Zweige mit dem TES-Widerstand R_T und den Referenz-Shunt-Widerstand R_S . Das Verzweungsverhältnis der beiden Ströme I_T und I_S hängt von der Größe des veränderlichen TES-Widerstands R_T ab. Bei einer Änderung von R_T ändert sich der Strom I_T , der durch das TES und die Einkoppelpule fließt. Damit ändert sich auch der von der Einkoppelpule erzeugte magnetische Fluss durch den SQUID. Diese magnetische Flussänderung wird vom SQUID in ein Spannungssignal umgewandelt, das dann als Puls aufgezeichnet wird.

In den folgenden Abschnitten werden die Supraleitung sowie die Herstellung von supraleitenden Filmen kurz erklärt. Außerdem wird die sogenann-

⁷Durch die Saphirkugel (siehe Abbildung 3.1) kann jedoch ein kleiner Teil der Wärme aus dem Absorberkristall direkt in das Kältebad abfließen.

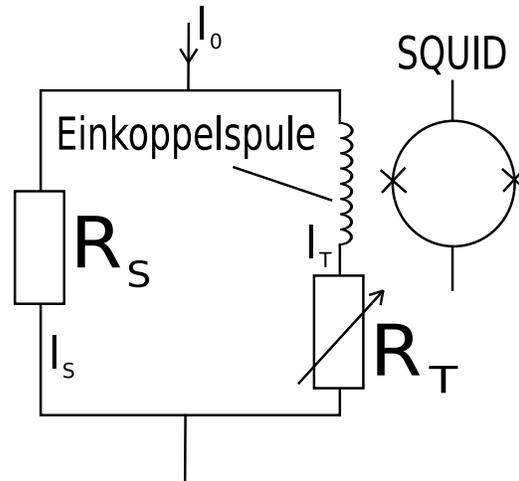


Abbildung 3.8: Stromkreis für die Messung des veränderlichen TES-Widerstands R_T . Der von Außen auf den Stromkreis gegebene Strom I_0 teilt sich auf die beiden Zweige mit dem TES-Widerstand R_T und dem Referenz-Shunt-Widerstand R_S auf. Der durch das TES fließende Strom I_T erzeugt in der Einkoppelspule ein Magnetfeld. Ändert sich nun der Widerstand R_T aufgrund einer Energiedeposition im Absorberkristall, dann ändert sich auch der Stromfluss durch die Einkoppelspule und damit auch der magnetische Fluss durch den SQUID. Die Änderung des magnetischen Flusses wird dann von einem SQUID in ein Spannungssignal umgewandelt.

te elektrothermische Rückkopplung[20] beschrieben. Die elektrothermische Rückkopplung bewirkt in der Regel, dass die Abfallszeiten der Pulse verkürzt werden.

3.3.1 Supraleitung

Wie bereits erwähnt, wird beim TES der Phasenübergang zwischen Supraleitung und Normalleitung ausgenutzt. Die meisten Metalle und einige nicht-metallische Materialien werden supraleitend. In der supraleitenden Phase verschwindet der elektrische Widerstand und die Wärmekapazität fällt ebenfalls auf nahezu Null ab, was bei Phononenkollektoren⁸[21][22] zur Anwendung kommt. Für alle supraleitenden Materialien existiert eine kritische Temperatur T_c , wobei die Materialien unterhalb von T_c supraleitend und oberhalb von T_c normalleitend sind.

Der elektrische Widerstand eines Materials wird durch Streuungen der

⁸eine in Abschnitt 6.2.1 erläuterte Technik, die Nachweiseffizienz für Phononen zu erhöhen

Elektronen an Kristallfehlern, Phononen und anderen Elektronen bedingt. Unterhalb der kritischen Temperatur T_c koppelt sich ein Teil der Elektronen zu sogenannten Cooper-Paaren. Diese Kopplung ist eine Kopplung im Impulsraum. Im Ortsraum können die einzelnen Elektronen der Cooper-Paare also durchaus weit voneinander getrennt sein. Die Cooper-Paare können sich nun ohne an anderen Elektronen, Kristallfehlern oder Phononen zu streuen, durch den Kristall bewegen. Dadurch hat der Kristall keinen elektrischen Widerstand für Cooper-Paare. Im Kristall gibt es zwar auch Elektronen, die nicht mit anderen zu Cooperpaaren koppeln, aber da man sich den Kristall nun als Parallelschaltung eines endlichen und eines verschwindenden Widerstands vorstellen kann, verschwindet auch der Gesamtwiderstand.

Obwohl der Widerstand eigentlich sprunghaft abfallen soll, zeigt ein gemessener Übergang (Abbildung 3.7) typischerweise einen schmalen Bereich, in dem der Widerstand kontinuierlich auf Null abfällt. Dieses Verhalten ist auf Unregelmäßigkeiten im supraleitenden Film zurückzuführen.

3.3.2 Herstellung von dünnen Schichten

Der Hauptbestandteil eines TES ist ein supraleitender Film. In diesem Abschnitt wird erklärt, wie dieser Film hergestellt wird. Es gibt mehrere Methoden dünne Filme herzustellen, hier wird aber nur die Methode vorgestellt, bei der das TES auf ein Substrat oder den Absorberkristall gedampft wird.

Die Phasenübergangsthermometer, die für diese Diplomarbeit angefertigt wurden, bestehen aus einem Ir/Au-Film. Iridium wird unterhalb einer kritischen Temperatur von $T_c = 112,5$ mK[23] supraleitend. Wie in Abschnitt 3.1 erwähnt, ist die Wärmekapazität eines nicht-leitenden Absorberkristalls proportional zu T^3 . Deshalb ist es zweckmäßig, die Betriebstemperatur des Kryodetektors so weit wie möglich zu senken⁹. Dazu kann der Proximity-Effekt[23] ausgenutzt werden. Zum Proximity-Effekt kommt es, wenn ein Supraleiter (z.B. Iridium) in Kontakt mit einem Normalleiter (z.B. Gold) gebracht wird. An der Grenzfläche können dann Cooper-Paare vom Supraleiter in den Normalleiter diffundieren und damit supraleitende Eigenschaften in der Grenzflächenschicht des Normalleiters induzieren. Im Gegenzug wird die kritische Temperatur T_c des Supraleiters durch interne elektrische und magnetische Felder des Normalleiters gesenkt, da durch die elektrischen und magnetischen Felder Cooper-Paare im Supraleiter aufgebrochen werden. Mit den Schichtdicken von Iridium und Gold kann die kritische Temperatur T_c auf die gewünschte Betriebstemperatur (unterhalb von $T_c = 112,5$ mK) des

⁹In der Praxis muss meistens ein Kompromiss zwischen kleiner Wärmekapazität und technischem Aufwand eingegangen werden.

Kryodetektors eingestellt werden.

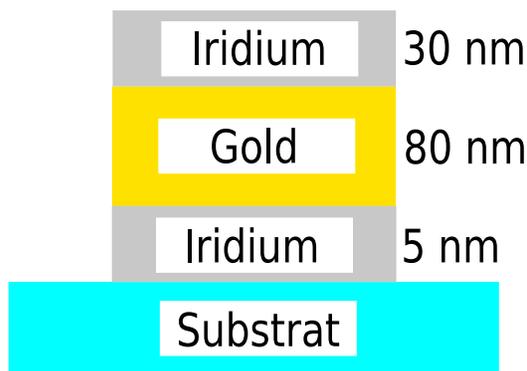


Abbildung 3.9: Aufbau eines Ir/Au Films mit einer kritischen Temperatur T_c von ~ 40 mK. Das Substrat war hierbei entweder aus Silizium oder Germanium.

Der typische Aufbau eines Ir/Au Films ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Die untere Iridiumschicht hat lediglich den Zweck einen Untergrund zu schaffen, auf dem die Goldschicht haftet. Die Schichten werden einzeln bei unterschiedlichen Temperaturen¹⁰ aufgedampft. Um die Substrattemperatur einzustellen, ist das zu bedampfende Substrat mit einem Heizer verbunden, der dann auf die jeweilige Temperatur geregelt wird. Zum Aufdampfen wird ein Elektronenstrahl aus einer Elektronenkanone (e-gun) auf einen Tiegel mit dem jeweiligen Material (Iridium oder Gold) fokussiert. Der Elektronenstrahl heizt das aufzudampfende Material so weit auf, dass es verdampft. Dieser Dampf schlägt sich dann auf dem Substrat nieder. Die Schichtdicke und die Aufdampfrate, also die Rate mit der die Schichtdicke zunimmt, werden mit einem Schwingquarz kontrolliert¹¹. Der gesamte Aufbau mit Elektronenkanone, Substrat, Substratheizer, Tiegel und Schwingquarz befindet sich zur Vermeidung von Verunreinigungen im Ir/Au-Film im Ultrahoch-Vakuum von $\sim 10^{-8}$ mbar.

Um die Produktion von Detektoren zu vereinfachen, wurde eine Schattensmaske (Abbildung 3.10) hergestellt, mit der 8 kleine Substrate ($3 \times 5 \times 0,5$ mm³) gleichzeitig bedampft werden können. Die Substrate mit den aufgedampften Ir/Au-Phasenübergangsthermometern können dann auf unterschiedliche Ab-

¹⁰Für eine kritische Temperatur von $T_c \approx 40$ mK: untere Ir-Schicht: 300°C, Au-Schicht: 200°C, abschließende Ir-Schicht: 30°C

¹¹Dies basiert auf der Messung der Eigenfrequenz des Schwingquarzes. Der Schwingquarz ist so befestigt, dass er etwa genauso wie das Substrat bedampft wird. Dadurch erhöht sich beim Aufdampfen das Gewicht des Schwingquarzes. Damit erniedrigt sich auch seine Eigenfrequenz, die dann gemessen wird, um die Aufdampfrate und die bereits aufgedampfte Schichtdicke zu bestimmen.

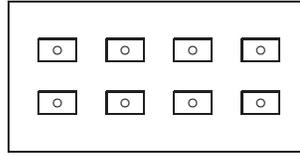


Abbildung 3.10: Schematische Abbildung der Schattenmaske für $3 \times 5 \text{ mm}^2$ Substrate. Die Substrate werden in die Vertiefungen ($3 \times 5 \text{ mm}^2$) gelegt. In den Vertiefungen gibt es ein Loch ($\odot 2 \text{ mm}$) durch das die Substrate von unten bedampft werden.

sorberkristalle aufgeklebt werden. Die Detektorproduktion ist deswegen vereinfacht, da mit nur einem Aufdampfvorgang 8 TES auf einmal hergestellt werden können, und nicht jeder Detektor einzeln bedampft werden muss. Um weitere Prozessschritte, wie Photolithographie, zu vermeiden, wurden die kleinen Substrate mit einer Schattenmaske bedampft.

Die kritische Temperatur T_c der so hergestellten Phasenübergangsthermometer hängt allerdings von der lokalen Position der Substrate in der Schattenmaske ab (siehe auch Kapitel 5). Diese Abhängigkeit kommt dadurch zustande, dass nicht alle Substrate homogen bedampft werden. Der Tiegel mit dem aufzudampfenden Material befindet sich mittig unterhalb der Schattenmaske. Der Abstand zwischen Tiegel und den Substraten ist daher für die Substrate in der Mitte der Schattenmaske kleiner als für die Substrate am Rand der Schattenmaske. Dadurch unterscheiden sich Aufdampfrate und die Schichtdicken der Substrate in der Mitte der Schattenmaske und der Substrate am Rand der Schattenmaske, wodurch unterschiedliche kritische Temperaturen T_c bedingt werden.

3.3.3 Elektrothermische Rückkopplung

Wie weiter oben bereits erwähnt wurde, wird die Temperatur des TES auf die kritische Temperatur T_c des supraleitenden Films stabilisiert. Bei einer Energiedeposition erhöht sich dann die Temperatur des Films, wodurch sich dann auch sein Widerstand erhöht. Diese Widerstandsänderung wird dann gemessen. Erst wenn alle thermischen Phononen den Absorberkristall verlassen haben, kann der Detektor einen neuen Puls fehlerfrei aufzeichnen. Die maximal mögliche Zählrate ist also durch die Abfallszeiten der Pulse bestimmt.

Die Abfallszeiten können allerdings durch eine elektrothermische Rückkopplung[20] verringert werden. In Abbildung 3.8 ist der Stromkreis dar-

gestellt, der für die Messung des TES-Widerstandes benutzt wird. Wie dort bereits eingezeichnet, wird durch das TES ein Biasstrom I_0 geschickt. Für die elektrothermische Rückkopplung wird der Absorberkristall mit seinem Halter und dem TES auf einer Temperatur etwas unterhalb des Übergangs von Supraleitung zu Normalleitung des TES stabilisiert. Der Biasstrom I_0 wird nun so groß gewählt, dass sich der supraleitende Film so weit aufwärmt, bis seine Temperatur im Übergang liegt. Wenn nun ein Phononenpuls das TES erreicht, heizt sich dieses auf. Dadurch steigt sein elektrischer Widerstand an, wodurch der Strom, der durch das TES fließt sinkt. Das TES wird nun weniger stark geheizt und kühlt sich schneller wieder ab. Wohingegen ohne die Anwendung der elektrothermischen Rückkopplung, eine Abkühlung des TES nur durch Relaxation über den Golddraht in das Wärmebad möglich ist.

Kapitel 4

Thermometerkalibrierung

Kryodetektoren werden typischerweise bei Temperaturen von einigen 10 mK betrieben. Solche Temperaturen werden mit Hilfe von Kryostaten erzeugt. Für die Messungen, die in dieser Diplomarbeit vorgestellt werden (siehe Kapitel 5), wurde ein ^3He - ^4He Entmischungskryostat[24] verwendet.

Um die Betriebstemperatur des Kryodetektors einstellen zu können, sind ein Thermometer und ein Heizer direkt mit dem Halter des Kryodetektors verbunden. Der Halter wird durch den Heizer, ein stromdurchflossener Widerstand, so beheizt, dass sich die Temperatur des Halters, die mit dem Thermometer gemessen wird, bei der gewünschten Temperatur stabilisiert. Dazu wird der Widerstand des Thermometers mit einer Messbrücke bestimmt und mit dem Widerstand verglichen, der der gewünschten Temperatur entspricht. Ist der gemessene Widerstand größer als der gewünschte, ist die Temperatur des Halters zu niedrig. In diesem Fall wird die Leistung des Heizers erhöht. Ist der gemessene Widerstand zu klein, wird die Heizleistung verringert.

Um verlässliche Aussagen über den Kryodetektor machen zu können, ist es wichtig, seine Betriebstemperatur gut zu kennen. Dafür ist es unerlässlich, dass das Thermometer, das die Haltertemperatur misst, bei den tiefen Betriebstemperaturen des Kryodetektors gut kalibriert ist. Das Thermometer selbst ist ein Halbleiter, dessen Widerstand mit sinkender Temperatur ansteigt. Da dieses Verhalten nicht linear ist, muss das Thermometer bei tiefen Temperaturen kalibriert werden.

Für die Kalibrierung eines Thermometers wird ein sogenanntes direktes Thermometer verwendet, um die Temperatur zu bestimmen. Bei einem direktem Thermometer ist der Zusammenhang zwischen der Temperatur und einer Messgröße genau bekannt. Eine solche Messgröße ist zum Beispiel das thermische Rauschen eines bekannten Widerstands oder die Anisotropie der γ -Emission einer ^{60}Co -Quelle.

In diesem Kapitel wird die Kalibrierung von Thermometern durch die

Anisotropie der γ -Emission einer ^{60}Co -Quelle beschrieben. Zunächst werden die theoretischen Grundlagen dieser Kalibrierung diskutiert. Im Anschluss daran werden die Messungen zur Thermometerkalibrierung beschrieben.

4.1 Anisotropie der γ -Emission einer ^{60}Co - Quelle

In Abbildung 4.1 ist das Zerfallsschema von ^{60}Co [25] zu sehen. ^{60}Co macht

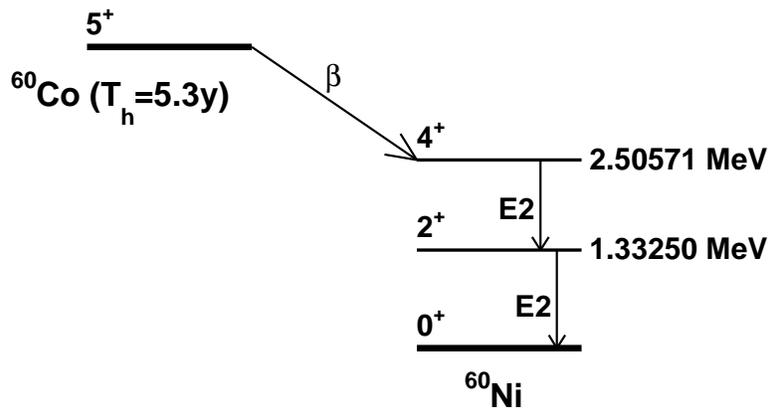


Abbildung 4.1: Zerfallsschema für ^{60}Co [25]. Der β -Strahler ^{60}Co zerfällt in 99,88% der Fälle in den 4^+ -Zustand von ^{60}Ni . Mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 100% zerfällt der 4^+ -Zustand durch Emission von γ -Strahlung mit $1,173\text{ MeV}$ Energie in den 2^+ -Zustand, der dann in den Grundzustand zerfällt. Bei diesen beiden Übergängen wird jeweils Quadrupolstrahlung emittiert.

einen β -Zerfall. In 99,88% der Fälle zerfällt es in den 4^+ -Zustand von ^{60}Ni . Dieser Zustand zerfällt fast immer in einen 2^+ -Zustand, der dann in den Grundzustand zerfällt. Diese beiden Übergänge sind jeweils Quadrupolübergänge. Diese beiden γ -Quanten werden also bezüglich eines Kerns immer anisotrop emittiert. Streng genommen werden die γ -Quanten eigentlich von einem ^{60}Ni -Kern emittiert. Es wird aber angenommen, dass dieser Kern die Polarisation des ^{60}Co -Kerns beibehält, was aufgrund der kurzen Lebensdauern¹ der beiden Übergänge gerechtfertigt ist. Da aber der Kernspin, also die Orientierungsachse der Kerne, bei hohen Temperaturen in eine beliebige Richtung zeigt, werden die γ -Quanten aus einer Quelle bei hohen Temperaturen ($>150\text{ mK}$) isotrop emittiert.

¹ $T_{4^+ \rightarrow 2^+} = 3,3\text{ ps}$; $T_{2^+ \rightarrow 0^+} = 0,73\text{ ps}$

Ab einer Temperatur von ~ 150 mK beginnen sich die ^{60}Co -Kerne in einem Magnetfeld² auszurichten. Damit zeigen bei immer mehr Kernen die Spins in die gleiche Richtung, wodurch auch die Abstrahlung der γ -Quanten immer anisotroper wird. Der Anteil der Kerne, die am Kristallfeld orientiert sind, wird durch den folgenden Ausdruck beschrieben[26]:

$$B_k = (2I + 1)^{\frac{1}{2}} (2k + 1)^{\frac{1}{2}} \sum_{m=-I}^{+I} (-1)^{I-m} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} p(m) \quad (4.1)$$

wobei mit $p(m)$ die Wahrscheinlichkeit bezeichnet wird, dass die Spinquantenzahl eines ^{60}Co Kerns entlang der Orientierungsachse gerade m ist. Desweiteren wird mit I der Kernspin bezeichnet und der zweizeilige Ausdruck zwischen den Klammern ist ein Wigner-3j-Symbol. Der Index k ist der Summationsindex in Gleichung (4.2). Mit Hilfe dieses Ausdrucks für den Anteil der polarisierten Kerne lässt sich nun ein Ausdruck für den Anteil der Intensität der Strahlung finden[26], die in eine bestimmte Richtung emittiert wird:

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k_{max}} B_k U_k F_k P_k(\cos(\theta)) \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet θ den Winkel zwischen der Emissionsrichtung und der Orientierungsachse, also der Achse des Kristallfeldes, entlang welcher die Co-Kerne polarisiert sind. U_k sind Konstanten, die Effekte beschreiben, die auftreten, wenn dem detektierten Übergang bereits andere Übergänge vorausgegangen sind. Dem Übergang vom 2^+ - in den 0^+ -Zustand von ^{60}Ni [26] ist beispielsweise der Übergang vom 4^+ - in den 2^+ -Zustand vorausgegangen. F_k sind die Drehimpulskopplungskoeffizienten der beobachteten Strahlung. Die P_k sind die normierten Legendre-Polynome.

Die Summe in Gleichung (4.2) läuft dabei über alle geraden k von $k = 0$ bis k_{max} , was der kleinere Wert von $2I$ und $2L$ ist, wobei $2L$ die maximale Multipolarität der beobachteten Strahlung ist. Für ^{60}Co gilt $I = 5$ und $L = 2$, da beim Zerfall von ^{60}Co elektrische Quadrupolstrahlung emittiert wird (siehe Abbildung 4.1). Damit läuft die Summe von $k = 0$ bis $k = 4$. Die Werte für die benötigten Koeffizienten $U_k F_k$ sind in Tabelle A.1 im Anhang A, die Werte der benötigten Wigner-3j-Symbole in Tabelle A.2 zu finden.

Für die Wahrscheinlichkeit $p(m)$, dass ein Kern die Spinquantenzahl m

²Als Magnetfeld dient hierbei das Kristallfeld des Co-Einkristalls, in dem die ^{60}Co -Kerne eingebaut sind.

hat, ergibt sich im thermischen Gleichgewicht folgende Boltzmannverteilung:

$$p(m) = \frac{e^{\frac{-E_m}{k_B T}}}{\sum_{m'=-I}^{+I} e^{\frac{-E_{m'}}{k_B T}}} \quad (4.3)$$

Dabei gilt für die Energie E_m , also die zusätzliche Energie eines Zustandes mit Spinquantenzahl m im Magnetfeld,

$$E_m = -mg_N \mu_N H_{hf} = -m \Delta_{hf} \quad (4.4)$$

wobei H_{hf} das Hyperfeinfeld am Ort des Kerns und $\mu_N = \frac{e}{2m_p}$ das Kern-Magneton bezeichnet. Der nukleare g-Faktor beschreibt den Zusammenhang zwischen Drehimpuls und magnetischem Moment des Kerns. Für einen hcp-Co-Kristall ergibt sich $\Delta_{hf} = 0,537$ meV.

Da die Wahrscheinlichkeit $p(m)$ (Gleichung (4.3)) von der Temperatur abhängt, hängt damit auch die Anisotropie der Emission der γ -Quanten von der Temperatur ab. Durch die Messung der Anisotropie kann deshalb auf die Temperatur geschlossen werden. Die Anisotropie wird dabei durch das Verhältnis der Intensitäten in Polarisationsrichtung der ^{60}Co -Quelle bei hoher Temperatur und der zu bestimmenden Temperatur gemessen.

Aus Gleichung (4.2) ergibt sich für den erwarteten Wert der Anisotropie[26]:

$$W(\theta, T) = 1 + B_2(T)U_2F_2P_2(\cos \theta) + B_4(T)U_4F_4P_4(\cos \theta) \quad (4.5)$$

In Abbildung 4.2 ist dieser Ausdruck für die Anisotropie der γ -Strahlung einer ^{60}Co -Quelle unter verschiedenen Winkeln θ abgebildet.

Bei tiefen Temperaturen (< 10 mK) sind zwar alle Co-Kerne polarisiert, aber die Polarisationsrichtung der Co-Kerne kann von der Richtung des internen Magnetfeldes und damit von der erwarteten Richtung abweichen. Für diese Abweichung werden Korrekturfaktoren eingeführt. In diesen Faktoren steckt der Grad ϵ der Abweichung der Polarisation von der Richtung des internen Magnetfeldes. Für die Anisotropie ergibt sich:

$$\begin{aligned} W(\theta, T) = & 1 + (1 - 3\epsilon)B_2(T)U_2F_2P_2(\cos \theta) \\ & + (1 - 10\epsilon)B_4(T)U_4F_4P_4(\cos \theta) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Diese Korrektur ist nur nötig, wenn die Anisotropie genauer als 1% bestimmt werden kann. Bei den Messungen (siehe Anhang B) für die in Abschnitt 4.2 beschriebene Bestimmung des Temperaturfehlers hat sich gezeigt, dass die Anisotropie nicht so genau bestimmt werden kann. Deshalb wird diese Korrektur für die Thermometerkalibrierung vernachlässigt ($\epsilon = 0$).

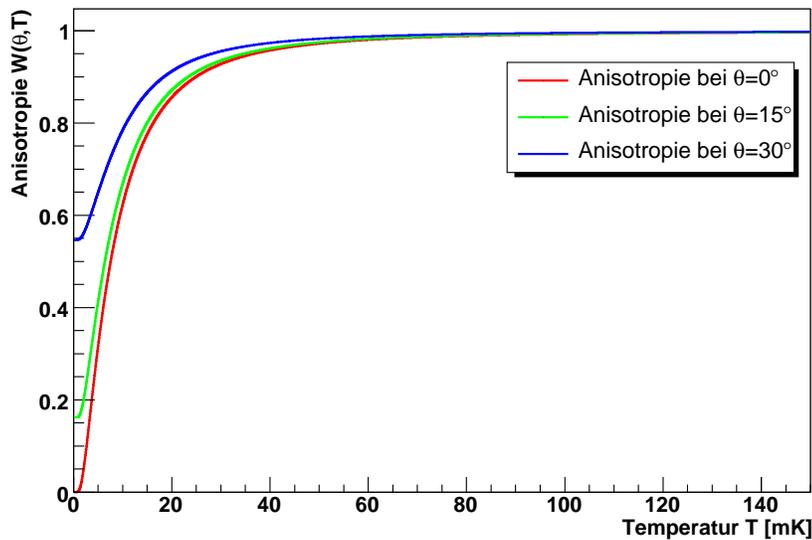


Abbildung 4.2: Anisotropie der γ -Strahlung einer ^{60}Co -Quelle unter verschiedenen Winkeln θ .

Der Detektor, mit dem die γ -Strahlung der ^{60}Co -Quelle detektiert wird, deckt einen endlichen Raumwinkel Ω ab. Die gemessene Anisotropie entspricht also dem Mittelwert der Anisotropie im Raumwinkel Ω . Der Mittelwert der Anisotropie lässt sich berechnen, indem Gleichung (4.5) über den Raumwinkel Ω integriert wird.

$$W = \langle W(T)_{\Omega} \rangle = \frac{\int d\Omega W(\theta, T)}{\int d\Omega} \quad (4.7)$$

Diese Korrektur wird im Gegensatz zur weiter oben beschriebenen Korrektur bei der Durchführung der Thermometerkalibrierung verwendet.

4.2 Bestimmung des Temperaturfehlers

Die von der ^{60}Co -Quelle emittierte γ -Strahlung wird mit einem Detektor nachgewiesen. Für die in Abschnitt 4.3 beschriebene Thermometerkalibrierung wurde dazu ein Ge-Halbleiterdetektor verwendet. Es kann aber auch ein System aus Photomultiplier und NaJ-Kristall als Szintillator zum Einsatz kommen. Im Anhang B ist die Messung des ^{60}Co -Spektrum mit diesem Detektorsystem beschrieben.

Um den Temperaturbereich zu bestimmen, in dem die Thermometerkalibrierung durchgeführt werden kann, ist es wichtig den Temperaturfehler zu

kennen. Der Temperaturfehler ergibt sich aus dem Fehler der gemessenen Anisotropie und wird in diesem Abschnitt bestimmt. Für die Anisotropiefehler werden die in Tabelle 4.1 abgebildeten Messwerte verwendet. Diese Messwerte wurden mit dem Detektorsystem aus Photomultiplier und NaJ-Kristall erstellt, das im Anhang B beschrieben wird.

Bei der Thermometerkalibrierung wird zunächst ein Spektrum bei Raumtemperatur (RT) als Referenzspektrum aufgezeichnet. Dieses Spektrum sollte also möglichst exakt bekannt sein, weshalb eine Messdauer von mindestens einer Stunde vonnöten ist. Danach wird die Temperatur schrittweise gesenkt, wobei bei jedem Schritt ein weiteres Spektrum aufgezeichnet wird. Für diese Spektren soll die Messzeit möglichst kurz sein, um die Gesamtdauer der Thermometerkalibrierung auf ein bis zwei Tage zu beschränken. Die Messzeit soll aber hinreichend lang sein, dass die statistischen Fehler nicht zu groß werden. Um zu entscheiden wie lang die Messzeit sein muss, ist es notwendig den Temperaturfehler in Abhängigkeit vom Fehler in der Anisotropie zu kennen. Die gemessene Anisotropie W_{gem} berechnet sich nach der Formel

$$W_{gem} = \frac{N - N_U}{N_0 - N_U} \quad (4.8)$$

wobei mit N_U die Untergrundzählrate, mit N_0 die Zählrate bei Raumtemperatur und mit N die Zählrate bei der zu bestimmenden Temperatur bezeichnet wird. Um die Zählraten zu bestimmen wurde bei den im Anhang B beschriebenen Testmessungen mit dem Photomultiplier das jeweilige Spektrum von ~ 1040 keV bis ~ 2700 keV integriert und dann durch die Messzeit dividiert. Die untere Grenze des Integrals bleibt dabei für alle Spektren an der gleichen Stelle. Die untere Grenze wurde so gewählt, dass im Integral möglichst wenige Ereignisse, die nicht von ^{60}Co herrühren, mitgezählt werden. Dazu wird die untere Grenze auf das Tal zwischen der niederenergetischen ^{60}Co -Linie (1173.2 keV) und der Comptonkante dieser Linien positioniert. An dieser Position bewirkt die Temperaturinstabilität der Ausgangsamplitude des Photomultipliers (siehe Anhang B) nur einen kleinen Fehler, da sich die Zählrate, aufgrund der kleinen Steigung an dieser Stelle, nur wenig ändert, wenn sich die Linien und die Comptonkante verschieben.

In Tabelle 4.1 sind die so erhaltenen Zählraten für unterschiedliche Messzeiten mit und ohne ^{60}Co -Quelle angegeben. Das Ergebnis der einstündigen Messung würde bei der Thermometerkalibrierung als Referenzwert bei Raumtemperatur dienen. Um zu entscheiden, welche Messzeit bei den tieferen Temperaturen verwendet werden soll, wurden die Temperaturfehler simuliert.

Dazu wurde zunächst die zu bestimmende Temperatur festgelegt. Aus dieser Temperatur wurde mit Gleichung (4.7) die Anisotropie W_{gem} berechnet. Als nächstes wurde mittels Gleichung (4.8) die für diese Temperatur erwartete Zählrate N aus der Anisotropie W_{gem} berechnet. Für die Untergrundzähl-

Spektrum	Ereigniszahl	Messzeit	Zählrate
Untergrund	8753389	24 h	$101,31 \pm 0,03$ Hz
^{60}Co -Spektrum bei RT	458448	1 h	$127,35 \pm 0,19$ Hz
^{60}Co -Spektrum bei RT	76174	10 min	$126,96 \pm 0,46$ Hz
^{60}Co -Spektrum bei RT	38267	5 min	$127,56 \pm 0,65$ Hz

Tabelle 4.1: ^{60}Co -Zählraten für unterschiedliche Messzeiten. Für die Fehler der Zählraten wurden nur statistische Fehler berücksichtigt. Bei der Temperaturkalibrierung soll dann die einstündige Messung als Referenzwert bei Raumtemperatur dienen, während die 5-minütigen bzw. 10-minütigen Messungen dazu dienen, die Anisotropie und daraus die Temperatur zu bestimmen.

rate N_U und die Zählrate N_0 bei Raumtemperatur wurden die jeweiligen Werte aus Tabelle 4.1 verwendet. Im nächsten Schritt wurden tausend normalverteilte Zufallszahlen erzeugt. Für den Mittelwert dieser Normalverteilung wurde die erwartete Zählrate N verwendet. Für die Standardabweichung wurde jeweils \sqrt{N} verwendet. Mit den so erhaltenen Werten wurde mit Gleichung (4.8) die Anisotropie berechnet und die dazugehörige Temperatur aus Gleichung (4.7) bestimmt. Diese Temperaturwerte sind in Abbildung 4.3 in zwei Histogrammen zu sehen. Dabei wurde für das linke Histogramm eine

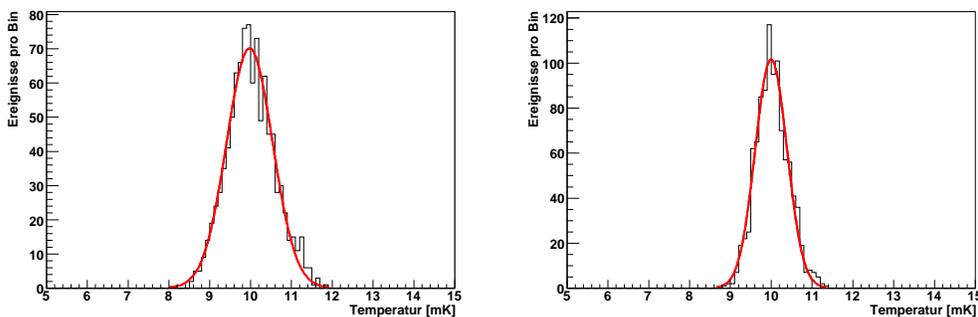


Abbildung 4.3: Simulierte Temperaturwerte für 5-minütige (linkes Histogramm) und 10-minütige (rechtes Histogramm) Messungen des ^{60}Co -Spektrums bei 10 mK. Die rote Linie ist eine an die Histogramme angefittete Gaußfunktion. Die Standardabweichung dieser Gaußfunktion wird als Temperaturfehler ΔT in den Abbildungen 4.4 und 4.5 verwendet. Die Werte der Temperaturfehler sind in Tabelle 4.2 zu finden.

Messzeit von 5 min und für das rechte Histogramm eine Messzeit von 10 min angenommen. An die beiden Histogramme wurde dann eine Gaussfunktion angefittet. Die Standardabweichung σ dieser Gaussfunktion wurde dann als Temperaturfehler ΔT in die Abbildungen 4.4 und 4.5 eingetragen. Die Anisotropiefehler ΔW in den Abbildungen 4.4 und 4.5 wurden mittels Gleichung 4.8 aus den Fehlern der Zählraten in Tabelle 4.1 berechnet. Die berechneten Werte für Temperatur und Anisotropie sind zusammen mit ihren simulierten Fehlern in Tabelle 4.2 abgedruckt.

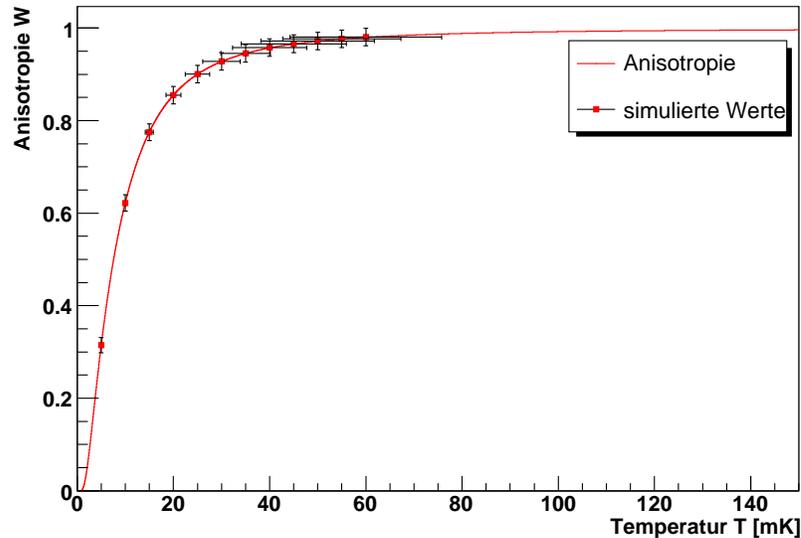


Abbildung 4.4: *Simulation der Anisotropie bei verschiedenen Temperaturen. Die durchgezogene rote Linie stellt die nach Gleichung (4.7) berechnete Anisotropie dar. Bei verschiedenen Temperaturen wurden die Temperaturfehler ΔT und Anisotropiefehler ΔW simuliert (siehe Text). Für die Simulation der Fehler wurden 10-minütige Messungen des ^{60}Co -Spektrums angenommen. Die simulierten Messpunkte werden durch rote Quadrate und ihre Fehler durch schwarzen Linien dargestellt.*

Die Temperaturfehler ΔT sind, bei der oben beschriebenen Messmethode, oberhalb von Temperaturen von ~ 20 mK so groß, dass eine Thermometerkalibrierung praktisch keinen Sinn macht. Das bedeutet, dass die Thermometerkalibrierung nur bei Temperaturen von unter ~ 20 mK durchgeführt werden kann. Die Messzeit für die ^{60}Co -Spektren sollte dabei mindestens 10 min betragen.

Mit dem Detektorsystem aus Photomultiplier und NaJ-Kristall als Szintillator lässt sich die Temperaturkalibrierung prinzipiell durchführen. Dieses Detektorsystem hat eine Energieauflösung von $\sim 9\%$ (bei 1332,5 MeV), was

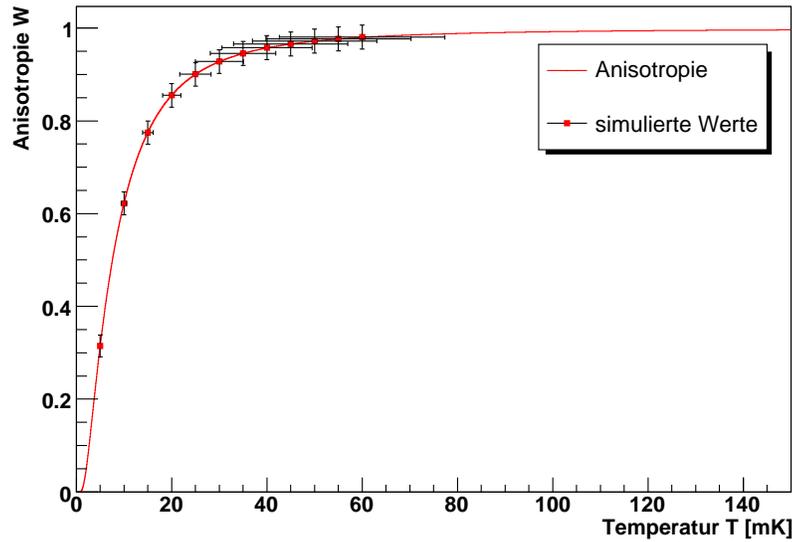


Abbildung 4.5: Diese Abbildung zeigt das gleiche wie Abbildung 4.4, nur dass für die Simulation der Fehler 5-minütige Messungen des ^{60}Co -Spektrums verwendet wurden.

5 min		10 min	
T	W	T	W
$5 \pm 0,27$ mK	$0,31 \pm 0,02$	$5 \pm 0,20$ mK	$0,31 \pm 0,02$
$10 \pm 0,58$ mK	$0,62 \pm 0,02$	$10 \pm 0,40$ mK	$0,62 \pm 0,02$
$15 \pm 1,19$ mK	$0,77 \pm 0,03$	$15 \pm 0,80$ mK	$0,77 \pm 0,02$
$20 \pm 2,05$ mK	$0,86 \pm 0,03$	$20 \pm 1,39$ mK	$0,62 \pm 0,02$
$25 \pm 3,31$ mK	$0,90 \pm 0,03$	$25 \pm 2,52$ mK	$0,90 \pm 0,02$
$30 \pm 4,58$ mK	$0,93 \pm 0,03$	$30 \pm 3,65$ mK	$0,93 \pm 0,02$
$35 \pm 6,92$ mK	$0,95 \pm 0,03$	$35 \pm 5,63$ mK	$0,95 \pm 0,02$
$40 \pm 8,91$ mK	$0,96 \pm 0,03$	$40 \pm 7,16$ mK	$0,96 \pm 0,02$
$45 \pm 10,2$ mK	$0,97 \pm 0,03$	$45 \pm 9,64$ mK	$0,97 \pm 0,02$
$50 \pm 13,1$ mK	$0,97 \pm 0,03$	$50 \pm 10,4$ mK	$0,97 \pm 0,02$
$55 \pm 12,8$ mK	$0,98 \pm 0,03$	$55 \pm 12,5$ mK	$0,98 \pm 0,02$
$60 \pm 18,7$ mK	$0,98 \pm 0,03$	$60 \pm 16,8$ mK	$0,98 \pm 0,02$

Tabelle 4.2: Simulierte Werte für Temperatur und Anisotropie und deren Fehler. Die Simulation dieser Werte und insbesondere die Simulation der Temperaturfehler ist im Text beschrieben.

dazu führt, dass der 2. ^{60}Co -Peak (1332,5 keV) und der ^{40}K -Peak (1460,8 keV) nicht zu trennen sind. Um die dadurch entstehenden systematischen Fehler zu vermeiden und auch wegen der besseren Stabilität des Ausgangssignals bezüglich Umgebungstemperatur- und Luftfeuchtigkeitsschwankungen, ist für die im nächsten Abschnitt beschriebene Thermometerkalibrierung ein Ge-Halbleiterdetektor verwendet worden. Dieser Ge-Halbleiterdetektor (Abbildung 4.6) weist eine Energieauflösung von $\sim 0,15\%$ (bei 1332,5 MeV) auf. Die Peaks von ^{60}Co sind deshalb klar von der natürlichen Radioaktivität zu trennen.

4.3 Messungen zur Thermometerkalibrierung

Wie bereits im vorherigem Abschnitt erwähnt, wurde die Thermometerkalibrierung mit einem Ge-Halbleiterdetektor durchgeführt. In Abbildung 4.6 ist ein Foto dieses Detektors zu sehen.



Abbildung 4.6: Foto des Ge-Halbleiterdetektors, der für die Thermometerkalibrierung verwendet wurde. Der Ge-Kristall (\varnothing 50,5 mm, Läng 49,5 mm) befindet sich in dem silbernen Zylinder auf der linken Seite. Rechts davon ist der Stickstoffdewar zur Kühlung des Ge-Kristalls zu sehen. Dieser Ge-Detektor hat bei 1332,5 keV eine Energieauflösung von $\Delta E_{FWHM} = 1,77$ keV und bei 122 keV eine Auflösung von $\Delta E_{FWHM} = 0,88$ keV.

Zunächst wurde ein Spektrum bei Raumtemperatur aufgezeichnet. Bei

dieser Temperatur ist die γ -Abstrahlung der ^{60}Co -Quelle isotrop. Dieses Spektrum dient als Referenz für die Spektren bei tiefen Temperaturen. Die Messzeit betrug 24 Stunden, um die statistischen Fehler des Referenzspektrums zu minimieren. In Abbildung 4.7 ist dieses Spektrum zu sehen. Die beiden

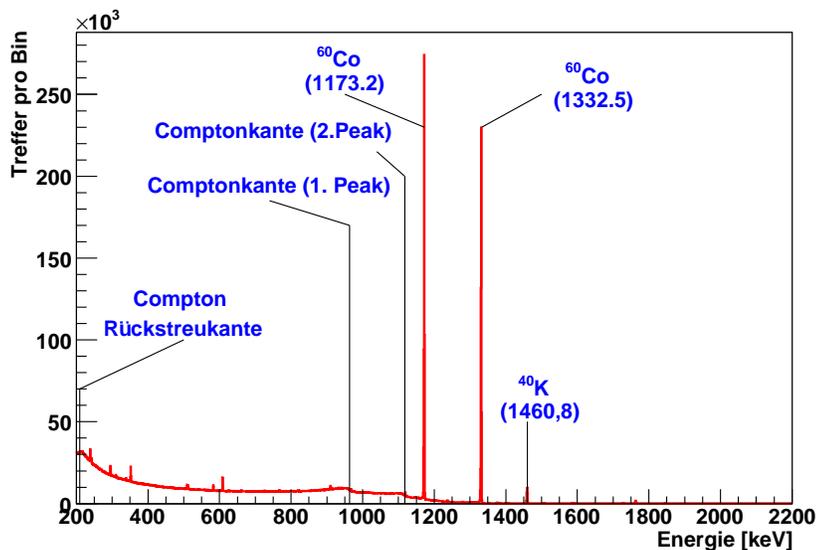


Abbildung 4.7: Referenzspektrum der ^{60}Co -Quelle mit 24 Stunden Messzeit bei Raumtemperatur. Die beiden ^{60}Co -Peaks sind deutlich vom Untergrund, wie z.B. ^{40}K , zu trennen. Die nicht beschrifteten Peaks lassen sich alle durch natürliche Radioaktivität erklären.

^{60}Co -Peaks bei 1173,2 keV und 1332,5 keV lassen sich deutlich von den Peaks der natürlichen Radioaktivität, wie zum Beispiel ^{40}K , trennen.

Mit dem Ge-Detektor muss kein Untergrundspektrum aufgezeichnet werden, um die ^{60}Co -Zählrate zu bestimmen. Beim Photomultiplier mit NaJ-Kristall ist das nötig, da der 2. ^{60}Co -Peak und der ^{40}K -Peak überlappen (vgl. Abbildungen B.3 und B.2 im Anhang B). Bei dem Spektrum mit dem Ge-Detektor wird die ^{60}Co -Zählrate bestimmt, indem aus drei Bins vor bzw. nach dem Peak der Mittelwert bestimmt wird (schwarze Linie in Abbildung 4.8). Durch diese beiden Mittelwerte wird die Untergrundzählrate bestimmt. Die ^{60}Co -Zählrate ergibt sich dann aus der Differenz der Gesamtzählrate und der Untergrundzählrate, also die Summe aller Treffer, die in Abbildung 4.8 über der schwarzen Linie liegen. Mit diesem Verfahren wird die Zählrate für beide ^{60}Co -Peaks bestimmt und anschließend addiert. Um systematische Fehler zu vermeiden, wurden bei allen ^{60}Co Spektren, also bei dem Referenzspektrum bei Raumtemperatur und bei den Spektren bei tiefen Temperaturen, dieselben Grenzen für die Mittelwertbildung und die Summation der Treffer

verwendet.

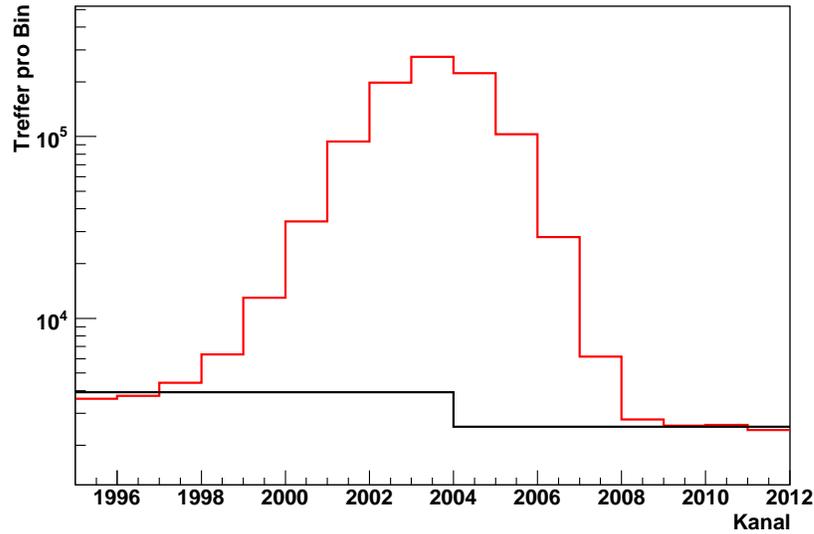


Abbildung 4.8: Das rote Spektrum ist der 1. ^{60}Co -Peak (1173,2 keV). Aus der Fläche dieses Peaks ergibt sich zusammen mit der Fläche des 2. ^{60}Co -Peaks die Intensität der ^{60}Co -Quelle. Zur Untergrundsubtraktion wurde die schwarze Stufenfunktion verwendet. Die Höhe auf der linken Seite ist der Mittelwert der Anzahl der Ereignisse der ersten drei Bins. Die Höhe der schwarzen Stufenfunktion auf der rechten Seite ist der Mittelwert der letzten drei Bins.

Die Anisotropie W wird nach folgendem Ausdruck bestimmt:

$$W = \frac{N}{N_{ref}} \quad (4.9)$$

wobei mit N_{ref} die ^{60}Co -Zählrate im Referenzspektrum und N die Zählrate bei der zu bestimmenden Temperatur ist. Für die ^{60}Co -Spektren bei tiefen Temperaturen wurde jeweils eine Messzeit von 15 min gewählt, um den Anisotropiefehler und damit die Temperaturfehler zu verkleinern. In Abbildung 4.9 ist ein ^{60}Co -Spektrum zu sehen, das bei der tiefsten Temperatur (6,5 mK), die der Kryostat erreicht hat, aufgezeichnet wurde. Im Anschluss an diese Messung wurde der Kryostat schrittweise erwärmt und dann jeweils ein Spektrum und die Widerstände der Thermometer aufgezeichnet. Aus den ^{60}Co -Zählraten wurde dann jeweils die Anisotropie und daraus die Temperatur bestimmt. In Abbildung 4.10 sind die Ergebnisse der 25 Messungen bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Bei den Messpunkten über 20 mK beträgt der Temperaturfehler ~ 1 mK. Deshalb ist es nicht sinnvoll die Kalibrierung bei Temperaturen oberhalb von 30 mK durchzuführen.

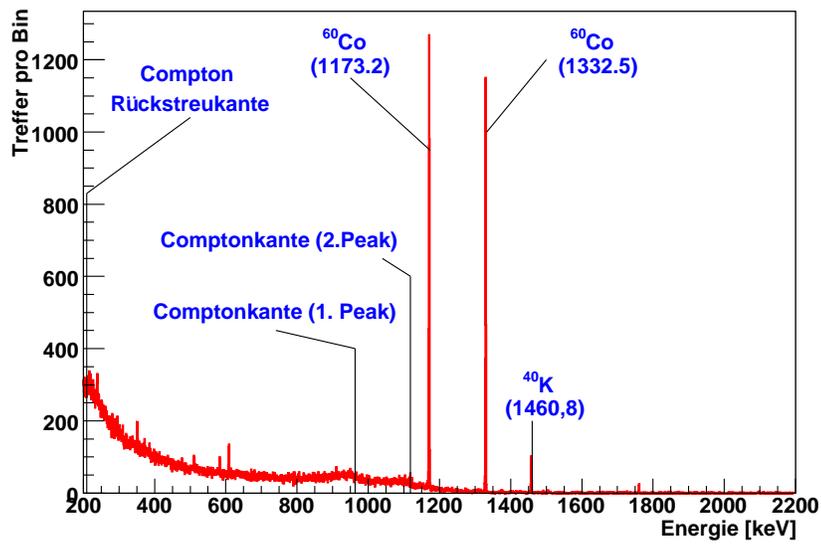


Abbildung 4.9: ^{60}Co -Spektrum bei 6,5 mK. Die Messzeit für dieses Spektrum betrug 15 min. Die Intensität der beiden ^{60}Co -Peaks ist wegen der Anisotropie der ^{60}Co -Quelle reduziert.

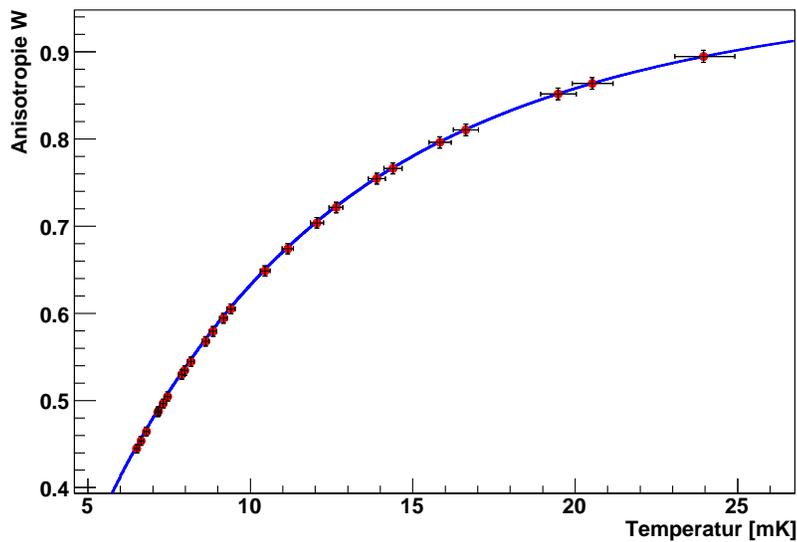


Abbildung 4.10: Gemessene Anisotropien und die daraus bestimmten Temperaturen. Die blaue durchgezogene Kurve ist die berechnete Anisotropie aus Gleichung (4.7). Die roten Punkte sind die gemessenen Anisotropien und die daraus nach (4.7) berechneten Temperaturen. Die Fehlerbalken der Messpunkte sind schwarz.

In Abbildung 4.11 sind die gemessenen Temperaturen gegen die jeweiligen Widerstände des zu kalibrierenden Thermometers aufgetragen. An die

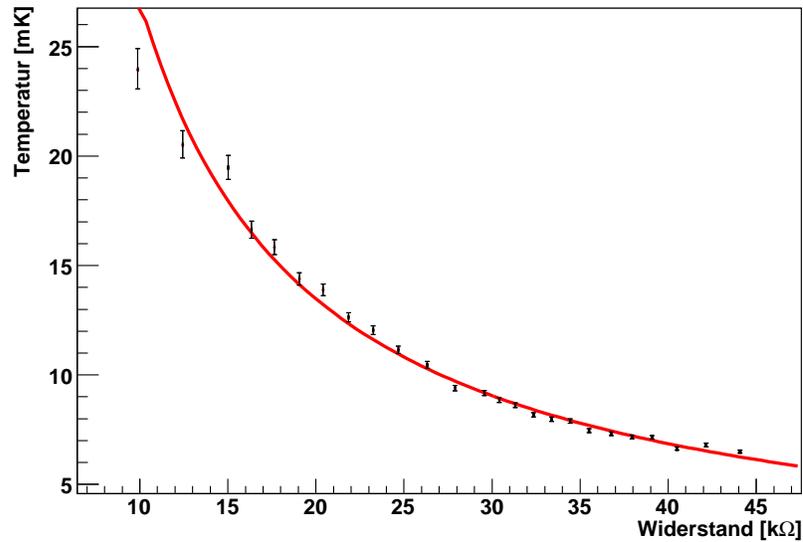


Abbildung 4.11: Die roten Messpunkte repräsentieren die gemessenen Widerstände des Speer-Thermometers[24] und die aus der gemessenen Anisotropie bestimmten Temperaturen, bei denen der jeweilige Widerstand bestimmt wurde. Die rote durchgezogene Kurve ist die an die Daten angefitzte Gleichung (4.10).

se Punkte wurde dann folgende Funktion angefittet (rote Kurve in Abbildung 4.11):

$$T(R) = a_0 e^{a_1 - a_2 \cdot \ln(R) + a_3 \cdot \ln(R)^2} \quad (4.10)$$

Die Werte der Fitparameter a_i sind in Tabelle 4.3 abgebildet.

Fitparameter	Wert
a_0	$13,5744 \pm 0.0368128$
a_1	1.47207 ± 0.00367433
a_2	0.0242958 ± 0.00031288
a_3	3.39497 ± 0.124862

Tabelle 4.3: Werte der Fitparameter a_i in Gleichung (4.10).

Mit Gleichung (4.10) lässt sich aus dem Widerstand des Thermometers die Temperatur berechnen. Als Beispiel sind für zwei Widerstandswerte die dazugehörigen Temperaturen mit ihren Fehlern aufgeführt. Die Temperaturfehler wurden aus den Unsicherheiten der Fitparameter a_i und der Unsicherheit des

Widerstands R bestimmt.

$$T(25 \text{ k}\Omega) = 10,82 \pm 0,77 \text{ mK} \quad (4.11)$$

$$T(13 \text{ k}\Omega) = 20,75 \pm 1,42 \text{ mK} \quad (4.12)$$

Die Temperaturfehler von Gleichung (4.10) liegen bei $\sim 8\%$. Um diesen Fehler zu verringern, müsste man die Messzeiten für die ^{60}Co -Spektren vergrößern und auch bei Temperaturen über 20 mK einige Messpunkte hinzufügen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass man den auf diese Weise kalibrierten Speer-Widerstand[24] für die Temperaturstabilisierung der Kryodetektoren verwenden kann.

Kapitel 5

Messergebnisse und Auswertung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden vier unterschiedliche Kryodetektoren hergestellt. Diese Detektoren unterscheiden sich in Masse, Ausmaßen, Oberflächenbeschaffenheit und im TES-Design. Für alle Detektoren wurde Germanium als Absorbermaterial verwendet. Germanium wurde aufgrund der Ergebnisse der Berechnung der zu erwartenden Zählrate (siehe Kapitel 2) gewählt.

Die Wahl des optimalen Absorbermaterials für einen Kryodetektor hängt in erster Linie von der erreichbaren Energieschwelle ab. Natürlich muss das Material für eine gute Phononenleitfähigkeit kristallin sein (siehe Kapitel 3). Auch die Möglichkeit zur Untergrundunterdrückung mittels des Verhältnisses von Phonon- und Ionisationssignal bei Halbleitern oder Phonon- und Szintillationssignal bei szintillierenden Kristallen ist bei der Materialwahl von großer Bedeutung. Da es bei Halbleitern möglich ist, mittels des Neganov-Luke-Effekts¹[27][28][29] (siehe Abschnitt 6.2.2) das Phononensignal zu verstärken und damit die Energieschwelle zu senken, liegt es nahe, für erste Tests Halbleitermaterialien wie Germanium oder Silizium zu verwenden.

In Abbildung 2.6 (siehe Abschnitt 2.4) kann man erkennen, dass bei Energieschwellen zwischen ~ 0.1 - 0.4 keV Germanium die größte Zählrate liefert. Bei Energieschwellen von über 0.4 keV weisen dann Silizium und Saphir (Al_2O_3) die größte Zählrate auf. Nur bei Energieschwellen von unter 0.1 keV sind Materialien mit schweren Kernen, wie Calciumwolframat (CaWO_4) und Bleiwolframat (PbWO_4) besser. Solch niedrige Energieschwellen von 0.1 keV stellen bei einer Absorbermasse von einigen hundert Gramm eine große tech-

¹Durch Anlegen einer Spannung werden Elektron-Loch-Paare beschleunigt, die durch eine Energiedeposition im Kristall entstanden sind. Diese beschleunigten Ladungen erzeugen dann weitere Phononen, wodurch das Phononensignal verstärkt wird.

nische Herausforderung dar. Da Energieschwellen von 0.4 keV bei diesen Massen leichter zu erreichen sind, wurde für die Kryodetektoren, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, Germanium als Absorbermaterial verwendet.

Detektor	1	2	3	4
Absorber				
Material	Ge	Ge	Ge	Ge
Masse	0,8 g	3,2 g	3,2 g	3,2 g
Maße [mm ³]	~20x20x0,5	~9x9x9	~8x8x9	~8x8x9
Oberfläche	poliert	rau	poliert	poliert
Phasenübergangsthermometer (TES)				
Film	Ir/Au	Ir/Au	Ir/Au	Ir/Au
Flimmaße	∅ 2 mm	∅ 2 mm	∅ 2 mm	∅ 1 mm
T _c	~26 mK	~41 mK	~65 mK	~24 mK
TES-Technik	aufgeklebt	aufgeklebt	aufgeklebt	direkt bedampft
Substrat				
Material	Si	Si	Si	
Maße [mm ³]	3x5x0,5	3x5x0,5	3x5x0,25	

Tabelle 5.1: *Eigenschaften der vier Kryodetektoren, die für diese Diplomarbeit hergestellt wurden. Während bei den Detektoren 1-3 das TES auf ein kleines Si-Substrat gedampft und dann auf den Absorberkristall geklebt wurde, wurde bei Detektor 4 das TES direkt auf den Ge-Absorber gedampft.*

In Tabelle 5.1 sind wesentliche Eigenschaften aller Kryodetektoren, die für diese Diplomarbeit hergestellt wurden, zusammengefasst. Diese Eigenschaften wurden so gewählt, dass sich jeweils zwei Detektoren lediglich in einer Eigenschaft unterscheiden und deshalb dann Aussagen über den Einfluss der jeweiligen Eigenschaft auf die Energieschwelle und die Pulsform des Detektors gewonnen werden können.

In diesem Kapitel werden alle in Tabelle 5.1 aufgeführten Kryodetektoren vorgestellt. Außerdem werden die Ergebnisse der Messungen, die mit diesen Detektoren gemacht wurden, diskutiert. Anhand dieser Ergebnisse werden dann in Kapitel 6 Rückschlüsse auf den Einfluss der in Tabelle 5.1 dargestellten Eigenschaften gezogen.

5.1 Detektor 1: 0.8g Ge-Absorber mit aufgeklebtem TES

Dieser Kryodetektor besteht aus einem Ge-Absorber ($20 \times 20 \times 0,5 \text{ mm}^3$) mit einer Masse von 0,8 g. Das TES besteht aus einem supraleitenden Ir/Au-Film ($\varnothing 2 \text{ mm}$, Schichtdicken: 5 nm Ir, 80 nm Au, 30 nm Ir), der auf ein kleines Si-Substrat ($3 \times 5 \times 0,5 \text{ mm}^3$) aufgedampft wurde. Dazu wurde die in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Technik und die in Abbildung 3.10 dargestellte Schattenmaske verwendet. Die Schattenmaske wurde verwendet, um weitere Prozesse, wie Photolithographie, die dem Ir/Au-Film schaden könnten, zu vermeiden. Das Si-Substrat wurde dann auf den Ge-Absorber geklebt. Die Klebefläche hat einen Durchmesser von etwa 1 bis 2 mm und ist bei allen Detektoren mit aufgeklebtem TES ähnlich. Abbildung 5.1 zeigt ein Foto von

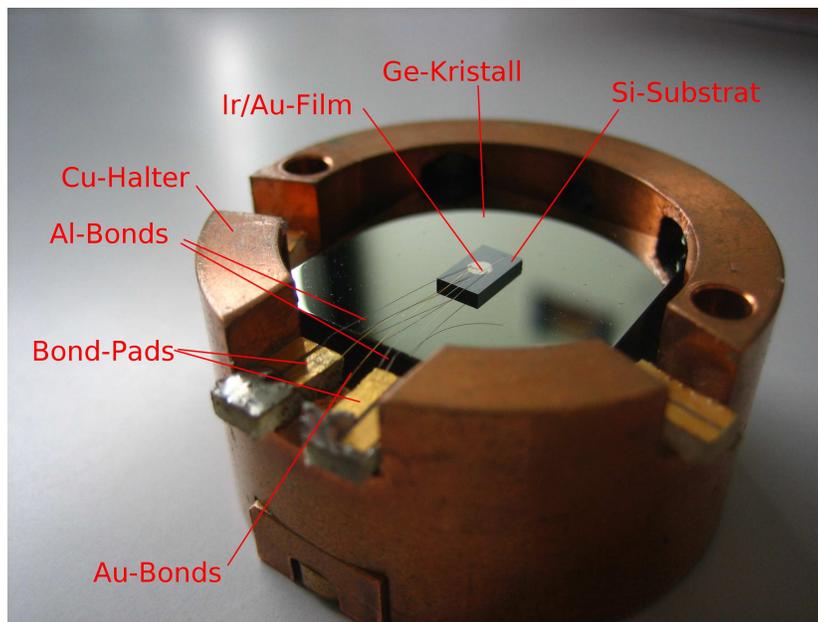


Abbildung 5.1: Foto von Detektor 1: 0,8g Ge Absorber ($20 \times 20 \times 0,5 \text{ mm}^3$) mit aufgeklebtem TES. Das TES besteht hier aus einem Ir/Au-Film, der auf ein Si-Substrat ($3 \times 5 \times 0,5 \text{ mm}^3$) gedampft ist.

diesem Kryodetektor in seinem Kupferhalter. Auf dem Foto sind auch die Drähte zu erkennen, die zur elektrischen und thermischen Kontaktierung des Films dienen. Mit zwei Aluminiumdrähten wird das TES elektrisch mit dem SQUID-Stromkreis (Abbildung 3.8) verbunden. Hierfür wird Aluminium verwendet, weil es unterhalb von $\sim 1,2 \text{ K}$ supraleitend ist und damit den zu messenden TES-Widerstand nicht verfälscht. Für die thermische Kopplung

ans Kältebad wird das TES über einen Golddraht mit dem Halter verbunden. Hierfür wird Gold verwendet, weil es nicht supraleitend wird und deshalb bei den Betriebstemperaturen des TES eine endliche Wärmeleitfähigkeit behält und somit eine Relaxation der Temperatur und des Widerstands des TES ermöglicht.

Um eine thermische Kopplung zwischen dem Absorberkristall und dem Kupferhalter zu vermeiden, oder zumindest zu minimieren, wird der Kristall im Halter auf Saphirkugeln gelagert. Da Saphir nur eine geringe Wärmeleitfähigkeit hat und durch die Kugeln lediglich ein punktförmiger Kontakt zwischen Kristall und Halter entsteht, ist die thermische Kopplung durch die Saphirkugeln im Vergleich zur Kopplung über den Golddraht praktisch zu vernachlässigen. In Abbildung 5.2 ist der Aufbau eines Kryodetektors skizziert. Der hier abgebildete Aufbau ist bei allen in dieser Diplomarbeit behandelten Detektoren faktisch derselbe. Nur bei Detektor 4 (Abschnitt 5.4), bei dem der Film direkt auf den Ge-Absorber gedampft ist, fällt das Si-Substrat weg.

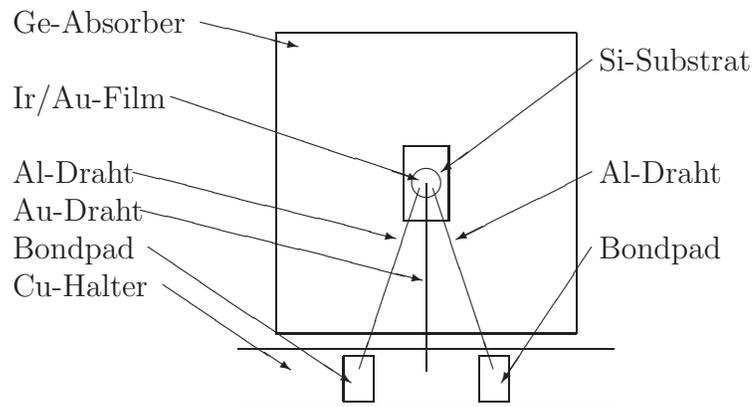


Abbildung 5.2: *Aufbau eines Kryodetektors. Die beiden Al-Drähte dienen der elektrischen Kontaktierung des Ir/Au-Films. Der Au-Draht dient der thermischen Kopplung des Films an den Cu-Halter.*

Mit Detektor 1 wurde zunächst der Phasenübergang zwischen Normalleitung und Supraleitung des Ir/Au-Films aufgezeichnet. Dazu wurde die Temperatur des Detektors schrittweise von ~ 40 mK auf ~ 20 mK gesenkt und danach wieder auf ~ 40 mK erhöht. Bei jeder Temperatur wurde der Widerstand des Ir/Au-Films bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Die kritische Temperatur T_c des TES ist für diesen Detektor ~ 26 mK mit einer Breite von ~ 5 mK. Die Temperatur des Detektors wird, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, im Betrieb auf einen Wert

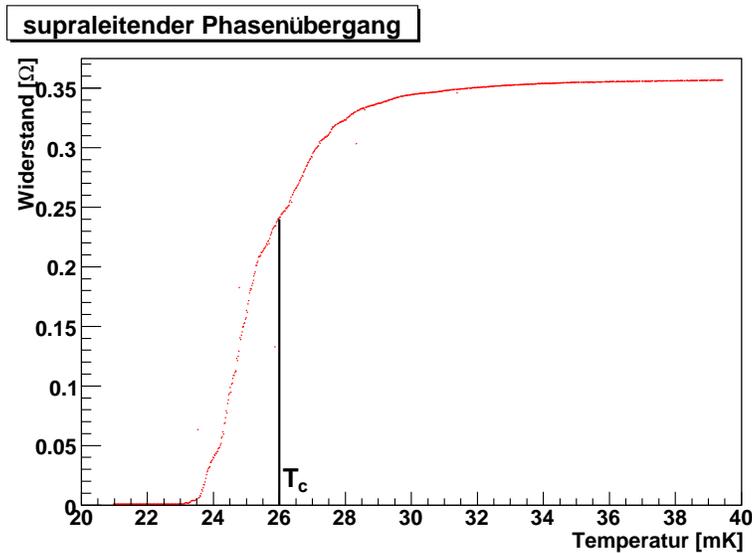


Abbildung 5.3: *Supraleitender Phasenübergang von Detektor 1. Die kritische Temperatur T_c liegt bei ~ 26 mK. Dieser Übergang wurde aufgezeichnet, indem die Temperatur des Detektors zwischen ~ 20 mK und ~ 40 mK schrittweise erhöht wurde. Bei jedem Schritt wurde dann der TES-Widerstand bestimmt.*

eingestellt, der etwas niedriger als die kritische Temperatur ist, um die Totzeit des Detektors durch die elektrothermische Rückkopplung zu verringern.

Als nächstes wurde eine Messung mit einer ^{55}Fe -Quelle durchgeführt, um die Energieauflösung bei 6 keV und die Energieschwelle dieses Detektors zu bestimmen. Dazu wurde die Quelle unterhalb des Detektors so befestigt, dass die Quelle sowohl den Absorberkristall, als auch das Si-Substrat mit dem Ir/Au-Film bestrahlen konnte. Außerdem wurde zwischen Detektor und Quelle noch eine Blende montiert, um eine definierte Trefferfläche zu schaffen. Durch die Blende wird auch die Zählrate verringert, da weniger Röntgenquanten aus der ^{55}Fe -Quelle den Detektor erreichen. Dieser Aufbau ist in Abbildung 5.4 schematisch dargestellt.

Während der Messung mit der ^{55}Fe -Quelle wurden 50000 Pulse aufgezeichnet. Das Ergebnis dieser Messung und insbesondere die Analyse der aufgezeichneten Daten wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

5.1.1 Datenanalyse

In diesem Abschnitt wird die Analyse der Messdaten beschrieben. Da diese Analyse für alle beschriebenen Detektoren sehr ähnlich ist, wird sie nur anhand der im letzten Abschnitt beschriebenen Messung näher erklärt. Bei den

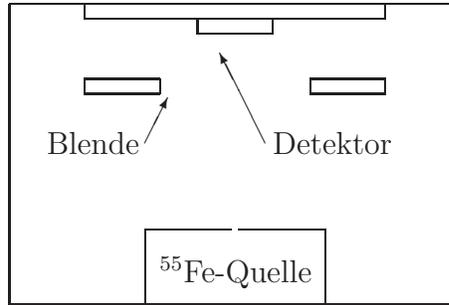


Abbildung 5.4: Position der ^{55}Fe -Quelle für die Messung mit Detektor 1. Die ^{55}Fe -Quelle ist so montiert, dass sowohl der Ge-Absorber, als auch das TES bestrahlt werden. Um eine definierte Trefferfläche zu erzeugen, ist zwischen Detektor und Quelle noch eine Blende angebracht. Durch die Blende wird auch die Zählrate verringert, da weniger Röntgenquanten aus der ^{55}Fe -Quelle den Detektor erreichen können. Der Abstand zwischen ^{55}Fe -Quelle und Blende betrug je nach Experiment zwischen 5 und 10 cm. Der Abstand zwischen Blende und Detektor betrug etwa 0,5 cm.

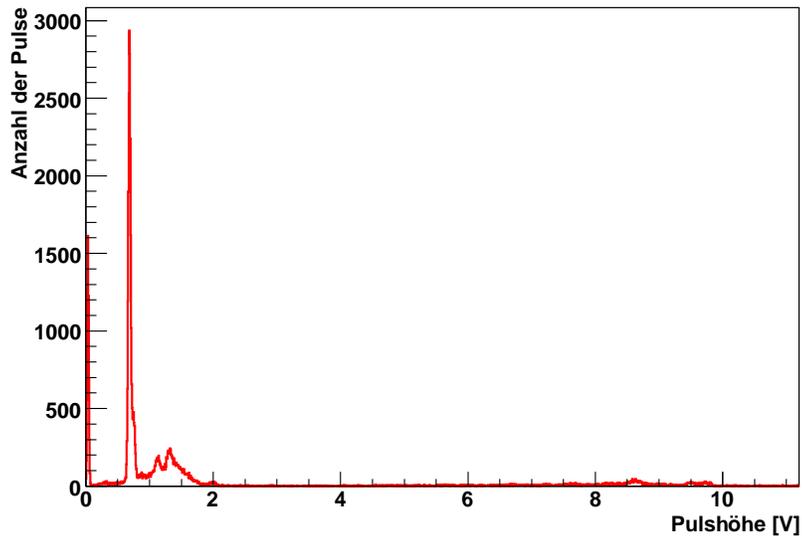
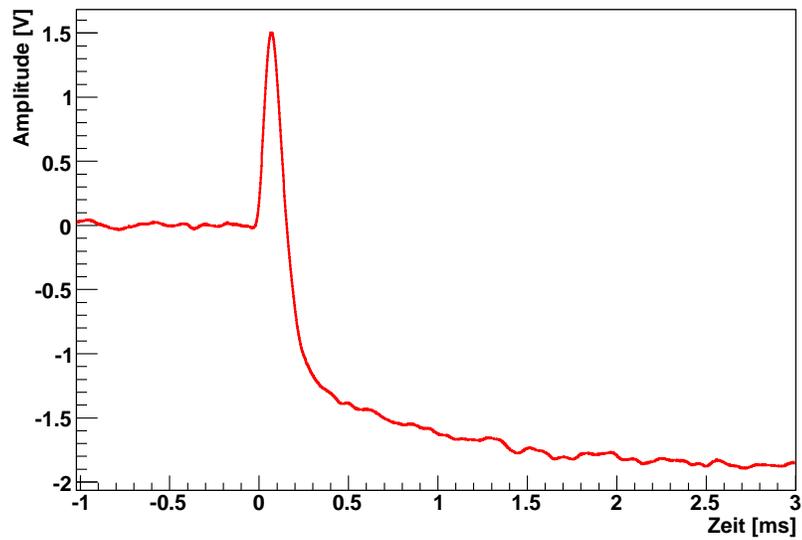
anderen Messungen wird dann nur noch das Ergebnis beschrieben.

Bei der Messung, die in diesem Abschnitt behandelt wird, wurden 50000 Pulse aufgezeichnet. Ein Pulshöhenspektrum mit allen 50000 Pulsen ist in Abbildung 5.5 abgebildet. In diesem Spektrum sind aber noch einige fehlerhafte Pulse enthalten. Fehlerhafte Pulse können zum Beispiel Pulse mit Flussquantenverlusten^{[21][30][31]}, Pulse mit Pile-Up² oder Pulse mit großen Störungen³ sein. Die fehlerhaften Pulse müssen von den guten Pulsen getrennt werden, um ein aussagekräftiges Spektrum zu erhalten.

Zunächst werden die Pulse mit Flussquantenverlusten näher betrachtet. Ein Beispiel für solch einen Puls ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Zu einem Flussquantenverlust kommt es, wenn der Anstieg des Pulses für die SQUID-Elektronik zu schnell ist. Beim Anstieg des Pulses sinkt der Stromfluss durch das TES und damit sinkt auch der magnetische Fluss im SQUID (vergleiche Abbildung 3.8). Wenn der Abfall des magnetischen Flusses zu schnell für die SQUID-Elektronik und den SQUID ist, werden ein oder mehrere Flussquanten verpasst. Dabei ist der Spannungsanstieg des Ausgangssignals der SQUID-Elektronik proportional zu einer bestimmten Menge von Flussquanten, die allerdings nicht der Menge an Flussquanten entspricht, um die sich der magnetische Fluss durch den SQUID tatsächlich geändert hat. Beim lang-

²Unter Pile-Up versteht man, dass mehrere Pulse überlappen.

³z.B. mechanische Schwingungen (Mikrophonie); elektronisches Rauschen; elektrische Schwingungen, die in die Ausleseelektronik eingekoppelt werden.

Abbildung 5.5: *Pulshöhenspektrum der Rohdaten*Abbildung 5.6: *Puls mit Flussquantenverlust*

sameren Spannungsabfall sind SQUID und Elektronik aber schnell genug, um dem tatsächlichen Abfall des magnetischen Flusses zu folgen. Die Baseline⁴ liegt nach dem Puls unterhalb der Baseline vor dem Puls. Die Größe der Differenz zwischen der Baseline nach und vor dem Puls ist dabei proportional zur Anzahl der Flussquanten, die die Elektronik beim schnellen Anstieg des Pulses "verpasst" hat.

Wird die Pulshöhe gegen die Differenz der Baseline nach und vor dem Puls aufgetragen, erhält man Abbildung 5.7. In dieser Abbildung sind ei-

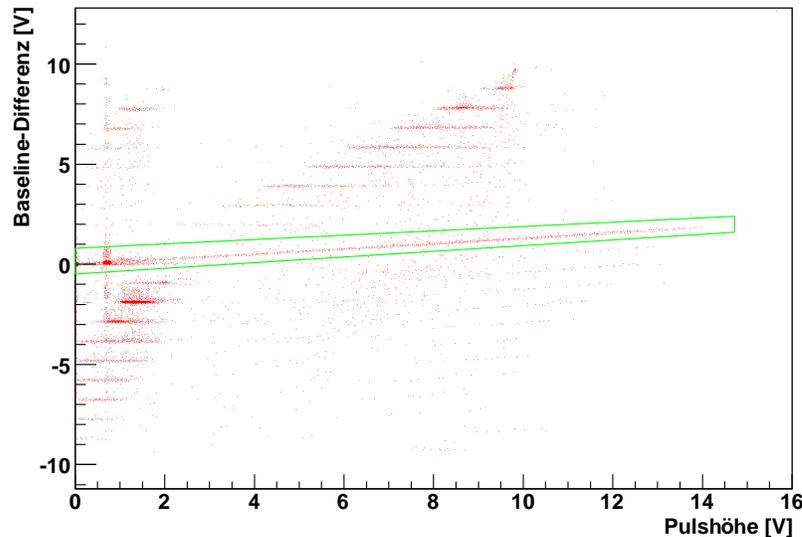


Abbildung 5.7: In diesem Diagramm ist die Baseline-Differenz zwischen der Baseline nach und vor dem Puls gegen die Pulshöhe aufgetragen. Bei den Pulsen im grün umrandeten Bereich kam es zu keinen Flussquantenverlusten. Nur diese Pulse werden für die weitere Datenanalyse verwendet.

nige Geraden zu sehen. Alle Pulse, die dieselbe Anzahl an Flussquantenverlusten haben, liegen auf einer solchen Geraden. Pulse mit einer positiven Baseline-Differenz entstehen, wenn die Pulshöhe über die Maximalsignalhöhe des SQUIDs hinaus ansteigt, worauf hin der SQUID automatisch wieder in seinen Ausgangszustand (Baseline bei ~ 0 V) zurückgesetzt wird.

Im Folgenden werden nur noch die Pulse verwendet, die innerhalb des grün umrandeten Bereichs in Abbildung 5.7 liegen. Bei diesen Pulsen kam es zu keinen Flussquantenverlusten. Es kommen aber immer noch Pulse mit Pile-Up vor, stark verrauschte Pulse, und Pulse, die aus unterschiedlichen Komponenten des Detektors stammen. Pulse, die zu Energiedepositionen

⁴Als Baseline wird das Ausgangsniveau des Spannungssignals des SQUIDs bezeichnet.

im Absorberkristall gehören, haben langsamere Abfallszeiten als Pulse, die bei einer Energiedeposition im TES-Substrat oder im supraleitenden Film entstehen[21][30][31][20][32]. Bei diesen Klassen von Pulsen ist der Zusammenhang zwischen Energiedeposition und daraus resultierender Pulshöhe unterschiedlich, was bedeutet, dass Pulse aus verschiedenen Klassen mit derselben Pulshöhe, nicht durch dieselbe Energiedeposition entstanden sind. Pulse aus verschiedenen Klassen sind also nicht direkt vergleichbar.

Sie sind jedoch durch unterschiedliche Abfallszeiten charakterisierbar. In

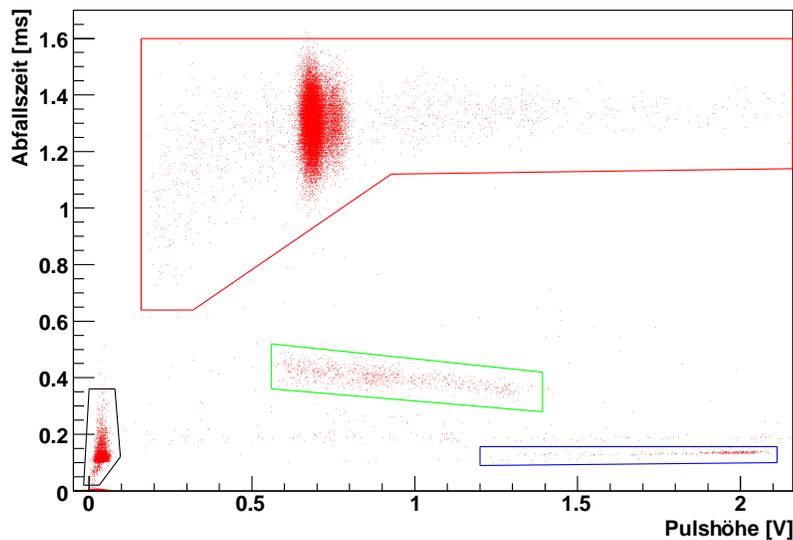


Abbildung 5.8: Pulsabfallszeit als Funktion der Pulshöhe. Die unterschiedlichen Klassen von Pulsen lassen sich deutlich voneinander trennen. Bei den rot umrandeten Pulsen handelt es sich um Absorbertreffer, bei den grün umrandeten um TES-Substrattreffer und bei den blau umrandeten um direkte Filmtreffer. Der schwarz umrandete Bereich wird für die Bestimmung der Energieschwelle benötigt.

Abbildung 5.8 ist die Abfallszeit gegen die Pulshöhe aufgetragen. Als Abfallszeit wurde hierbei die Zeit verwendet nach der der Puls auf $\frac{1}{3}$ seiner Höhe abgefallen ist.

In Abbildung 5.8 lassen sich die unterschiedlichen Klassen von Pulsen klar trennen. Bei der Aufzeichnung der Pulse in Abbildung 5.8 wurde Detektor 1 mit einer ^{55}Fe -Quelle bestrahlt. Bei den rot umrandeten Pulsen handelt es sich um Absorbereffekte, also Pulse, die bei einer Energiedeposition im Absorberkristall entstanden sind. Bei dem blau umrandeten Bereich handelt es sich um Filmeffekte. Bei diesen Pulsen wurde die gesamte Energie des γ -Quants nur im supraleitenden Ir/Au-Film deponiert. Der grün umrandete

Bereich enthält die TES-Substrattreffer. Bei diesen Pulsen wurde die Energie der γ -Quanten im Si-Substrat deponiert, das auf den Absorberkristall geklebt wurde und auf das der Ir/Au-Film gedampft wurde. Die Samples im schwarz umrandeten Bereich werden für die Bestimmung der Energieschwelle benötigt, was erst später in diesem Abschnitt erklärt wird.

Für das Energiespektrum interessieren hauptsächlich die Absorbertreffer⁵. In dieser Klasse von Pulsen sind aber nach wie vor Pulse mit Pile-Up und starkem Rauschen enthalten. Um diese herauszufiltern, wird ein sogenannter Template-Fit durchgeführt. Dazu wird zunächst ein Standardpuls erzeugt, indem aus etwa 500-1000 Pulsen⁶ der Mittelwert gebildet wird. Durch die Mittelwertbildung enthält dieser Standardpuls kaum Störungen. Beim Template-Fit wird dieser Puls an jeden aufgezeichneten Puls im rot umrandeten Bereich der Abbildung 5.8 angepasst. Dabei wird die Pulshöhe und die Position des Standardpulses relativ zum aufgezeichneten Puls solange verändert, bis die mittlere quadratische Abweichung zwischen Standardpuls und aufgezeichnetem Puls minimal wird. In Abbildung 5.9 ist die Pulshöhe

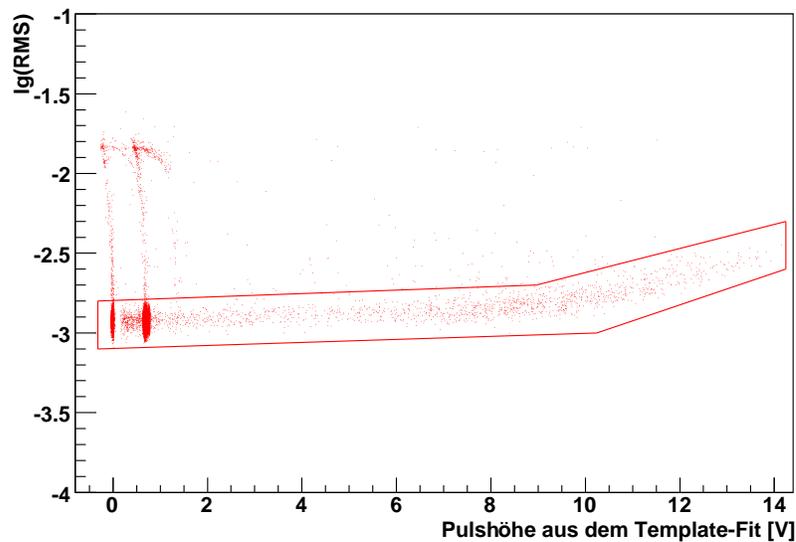


Abbildung 5.9: *Logarithmus der mittleren quadratischen Abweichung zwischen Standardpuls und aufgezeichnetem Puls als Funktion der Pulshöhe aus dem Template-Fit. Bei den Pulsen im rot umrandeten Bereich ist die Abweichung zwischen Standardpuls und aufgezeichnetem Puls klein. Diese Pulse stimmen also gut mit dem Standardpuls überein und werden für das Energiespektrum in Abbildung 5.10 verwendet.*

⁵Pulse im rot umrandeten Bereich der Abbildung 5.8.

⁶Diese Pulse sind frei von Pile-Up und haben alle eine ähnliche Pulshöhe.

des angefitteten Standardpulses gegen den Logarithmus der mittleren quadratischen Abweichung von angefitteten Standardpuls und aufgezeichnetem Puls aufgetragen. Die Pulse im rot umrandeten Bereich stimmen gut mit dem Standardpuls überein und werden deshalb für das Spektrum verwendet. Die Pulse außerhalb des roten Bereichs sind Pulse mit Pile-Up oder großen Störungen und werden nicht für das Spektrum verwendet.

Im letzten Schritt wird nun ein Pulshöhenspektrum der Pulse im rot umrandeten Bereich von Abbildung 5.9 erstellt. In Abbildung 5.10 ist dieses

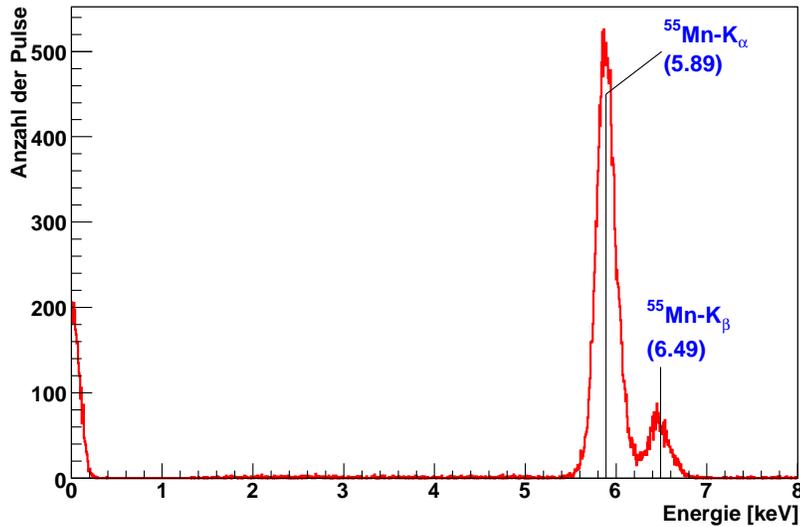


Abbildung 5.10: ^{55}Mn -Röntgenspektrum aufgezeichnet mit Detektor 1. Die Energieauflösung der K_α -Linie beträgt $\Delta E_{FMHM} = 251,0 \pm 0,2$ eV. Die Energieschwelle von Detektor 1 beträgt $E_{th} = 412,1 \pm 2,5$ eV. Die Energieschwelle wurde aus der Breite des Rauschsample-Peaks bei 0 keV berechnet. Die Zählrate betrug bei dieser Messung 8,16 Hz, wobei die Rauschsamples mit einer Rate von 0,5 Hz aufgezeichnet wurden.

Spektrum zu sehen, wobei die Pulshöhe in Energie umgerechnet wurde. Dazu wurde der Pulshöhe, bei der der erste Peak liegt, die Energie der ^{55}Mn - K_α -Linie zugeordnet. In diesem Röntgenspektrum einer ^{55}Fe -Quelle lassen sich die K_α (5,89 keV) und K_β -Linie (6,49 keV) von ^{55}Mn gut trennen. Diese Röntgenlinien entstehen beim Electron-Capture-Zerfall von ^{55}Fe in ^{55}Mn :



mit einem Q-Wert von 0,232 MeV.

5.1.2 Bestimmung der Energieauflösung

Um die Energieauflösung des Detektors zu bestimmen, wurde an die beiden Peaks in Abbildung 5.10 die Summe zweier Gaussfunktionen mit den Fitparametern A_i , μ_i und σ_i angefitet:

$$A_\alpha e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-\mu_\alpha}{\sigma_\alpha}\right)^2} + A_\beta e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-\mu_\beta}{\sigma_\beta}\right)^2} \quad (5.2)$$

wobei die erste Gaussfunktion mit Index $i = \alpha$ die K_α -Linie und die Gaussfunktion mit dem Index $i = \beta$ die K_β -Linie des ^{55}Mn -Röntgenspektrums beschreibt. Als Energieauflösung bei 5,89 keV wird dann die volle Halbwertsbreite der K_α -Linie angegeben:

$$\boxed{\Delta E_{FWHM}(5,89 \text{ keV}) = 2\sqrt{\ln(4)}\sigma_\alpha = 251,0 \pm 0,2 \text{ eV}} \quad (5.3)$$

5.1.3 Bestimmung der Energieschwelle

Die Energieschwelle E_{th} ist diejenige Energie, die mindestens im Detektor deponiert werden muss, damit ein Treffer vom Rauschen getrennt werden kann. Für die Bestimmung der Energieschwelle des Detektors, wurden die Rauschsamples im schwarz umrandeten Bereich in Abbildung 5.8 verwendet. Diese Samples wurden bei der Datenaufnahme zusätzlich zu den Pulsen aufgezeichnet. Dazu wurde alle 2 Sekunden ein Sample, das die Baseline mit Rauschen zeigt, aufgenommen. Diese Rauschsamples wurden ebenfalls ins Spektrum in Abbildung 5.10 integriert. Dort bilden sie einen Peak bei 0 keV. An diesen Peak wird ebenfalls eine Gaussfunktion angefitet. Die 5σ -Breite dieser Gaussfunktion wird dann als Energieschwelle angegeben:

$$\boxed{E_{th} = 412,1 \pm 2,5 \text{ eV}} \quad (5.4)$$

Energieauflösung und Energieschwelle dieses Detektors sind gut genug für den Nachweis kohärenter Neutrinostrahlung. Allerdings ist die Masse des Absorberkristalls mit 0,8 g deutlich zu klein, weshalb in einem ersten Schritt Detektoren mit einer 4-fach größeren Masse getestet wurden. Die Ergebnisse werden in den Abschnitten 5.2, 5.3 und 5.4 dargestellt und in Kapitel 6 diskutiert. Im folgenden Abschnitt 5.1.4 wird zunächst der Bau einer Aluminium-Fluoreszenzquelle beschrieben. Diese Quelle liefert Röntgenquanten mit einer Energie von 1,49 keV (K_α -Linie von Aluminium) und ist für die Untersuchung des Verhaltens eines Detektors bei kleineren Energien von Bedeutung.

5.1.4 Bau einer Aluminium-Fluoreszenzquelle

Um das Verhalten des Detektors bei niedrigeren Energien als 6 keV testen zu können, wird eine Quelle benötigt, die niederenergetische Röntgenlinien erzeugt. Da die Energie der charakteristischen Röntgenstrahlung nach dem Moseleyschen Gesetz proportional zum Quadrat der Kernladungszahl Z ist, bieten sich für eine niederenergetische Röntgenquelle Elemente mit kleinen Kernladungszahlen Z an.

In diesem Abschnitt wird eine Quelle beschrieben, die die charakteristische Röntgenstrahlung von Aluminium (K_{α} -Linie: 1,49 keV) ausstrahlt. Der

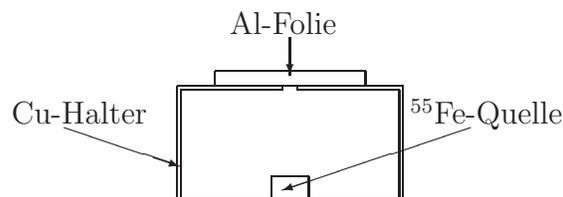


Abbildung 5.11: Aufbau einer Aluminium-Fluoreszenzquelle. In einem Cu-Halter (Höhe: ~ 2 cm, Breite: ~ 2 cm, Länge: ~ 3 cm) befindet sich eine ^{55}Fe -Quelle (Aktivität: $1,64 \cdot 10^5$ Bq). Über ein kleines Loch ($\varnothing \sim 2$ mm) im Cu-Halter ist ein Stück Al-Folie (Dicke: $\sim 0,25$ mm) geklebt. Die 6 keV Röntgenquanten aus der ^{55}Fe -Quelle werden in der Al-Folie gestoppt und schlagen dabei Elektronen aus den Atomhüllen der Al-Atome. Bei der Rekombination dieser Atome entsteht dann die charakteristische Röntgenstrahlung von Aluminium.

Aufbau dieser Quelle ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Eine ^{55}Fe -Quelle (Aktivität: $1,64 \cdot 10^5$ Bq) wird in einen Cu-Halter (Höhe: ~ 2 cm, Breite: ~ 2 cm, Länge: ~ 3 cm) befestigt. Dieser Cu-Halter dient in erster Linie der Montage der Quelle im Kryostaten. In dem Cu-Halter befindet sich ein kleines Loch ($\varnothing \sim 2$ mm), durch das die Röntgenstrahlung den Cu-Halter verlassen kann. Über dieses Loch ist ein Stück Al-Folie (Dicke: $\sim 0,25$ mm) geklebt. Ein Teil der 6 keV Röntgenquanten der ^{55}Fe -Quelle werden in der Al-Folie absorbiert. Dabei werden die Al-Atome ionisiert. Bei der Rekombination der Al-Atome entsteht die charakteristische Röntgenstrahlung von Aluminium (K_{α} -Energie: 1,49 keV).

Diese Aluminium-Fluoreszenzquelle erzeugt sowohl die charakteristische Röntgenstrahlung von ^{55}Mn als auch die von Al. Damit kann diese Quelle verwendet werden, um das Verhalten von Detektoren nahe ihrer Energieschwelle zu untersuchen. In Abbildung 5.12 ist ein Spektrum dieser Aluminium-Fluoreszenzquelle zu sehen, das mit Detektor 1 aufgezeichnet wurde. Bei

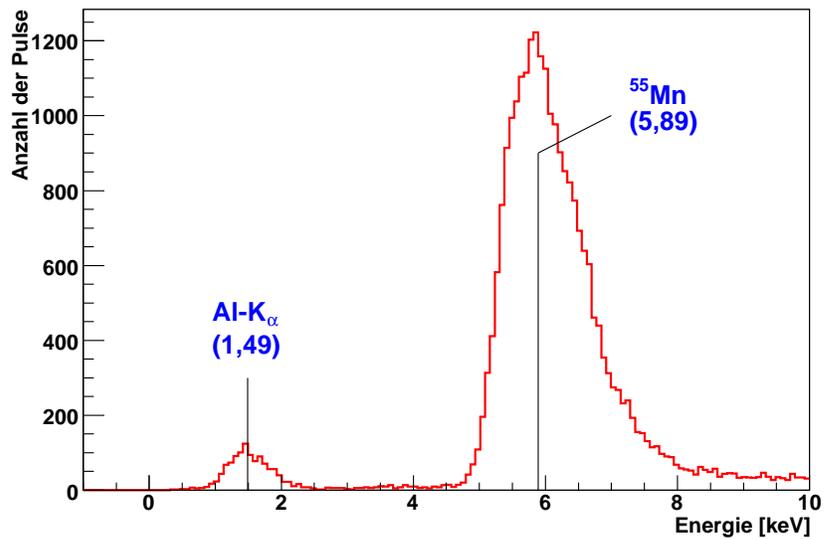


Abbildung 5.12: Dieses Spektrum der Aluminium-Fluoreszenzquelle wurde mit Detektor 1 aufgezeichnet, wobei nur Si-Substrattreffer berücksichtigt wurden. Die beiden K-Linien von ⁵⁵Mn und Al sind deutlich zu erkennen. Die Energieauflösung reicht allerdings nicht aus, um K_α und K_β von ⁵⁵Mn zu trennen. Bei ⁵⁵Mn kommt die Schulter auf der rechten Seite durch die K_β-Linie zu Stande. Die Zählrate betrug bei dieser Messung 6,79 Hz.

diesem Experiment war allerdings infolge elektronischer Probleme die Energieauflösung schlechter als bei der Aufnahme des in Abbildung 5.10 gezeigten Spektrums. Für das Spektrum wurden deshalb nur Si-Substrattreffer berücksichtigt. Trotz der schlechten Energieauflösung sind die K-Linien von Al und ^{55}Mn deutlich getrennt. K_α und K_β von ^{55}Mn können aber nicht aufgelöst werden. Die rechte Schulter im ^{55}Mn -Peak ist der K_β -Linie zuzuordnen. Diese Quelle kann also bei weiteren Detektorentwicklungen zum Testen der Detektoreigenschaften bei niedrigen Energien verwendet werden.

Indem man die Al-Folie durch ein anderes Material ersetzt, kann man auch andere Röntgenlinien erzeugen. Wenn die Al-Folie durch ein Saphir-Substrat ersetzt wird, entsteht neben der Röntgenlinie von Aluminium (K_α : 1,49 keV) auch die Röntgenlinie von Sauerstoff (K_α : 0,53 keV).

5.2 Detektor 2: 3.2g Ge-Absorber mit rauer Oberfläche und aufgeklebtem TES

Der Detektor, der in diesem Kapitel vorgestellt wird, hat einen $9 \times 9 \times 9 \text{ mm}^3$ großen und 3,2 g schweren Ge-Absorberkristall. Der Ge-Kristall hat keine polierten, sondern nur geschliffene und damit raue Oberflächen. Für diesen Detektor wurden, im Gegensatz zu den anderen Detektoren, raue Oberflächen gewählt, um den Einfluss der Oberflächen des Absorberkristalls auf die Energieschwelle und die Pulsform zu studieren.

Auf den Ge-Absorberkristall wurde ein $3 \times 5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ großes Si-Substrat geklebt⁷. Das Si-Substrat wurde vorher mit einem Ir/Au-Film ($\varnothing 2 \text{ mm}$) bedampft. Abbildung 5.13 zeigt ein Foto dieses Detektors. Der schematische Aufbau des Detektors ist identisch zu dem von Detektor 1 (siehe Abbildung 5.2). Auch das TES dieses Detektors hat denselben Aufbau wie das von Detektor 1. Bei beiden Detektoren wurde ein Si-Substrat mit denselben Abmessungen ($3 \times 5 \times 0,5 \text{ mm}^3$) auf den Ge-Absorber aufgeklebt. Wie bei allen anderen Detektoren wurde auch bei diesem der Ir/Au-Film mit denselben Schichtdicken (5 nm Ir, 80 nm Au, 30 nm Ir) hergestellt (siehe Abschnitt 3.3.2). Der Phasenübergang zwischen Normal- und Supraleitung dieses Detektors ist in Abbildung 5.14 zu sehen. Obwohl bei allen in dieser Diplomarbeit vorgestellten Detektoren der Ir/Au-Filme auf dieselbe Weise hergestellt wurden (siehe Abschnitt 3.3.2), unterscheiden sich die kritischen Temperaturen der einzelnen Filme um bis zu $\sim 40 \text{ mK}$. Das liegt an der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Positionsabhängigkeit beim Aufdampfprozess. Das bedeutet, dass die kritische Temperatur des Ir/Au-Films von der Position abhängt, die

⁷Der Durchmesser der Klebefläche beträgt etwa 1 bis 2 mm.

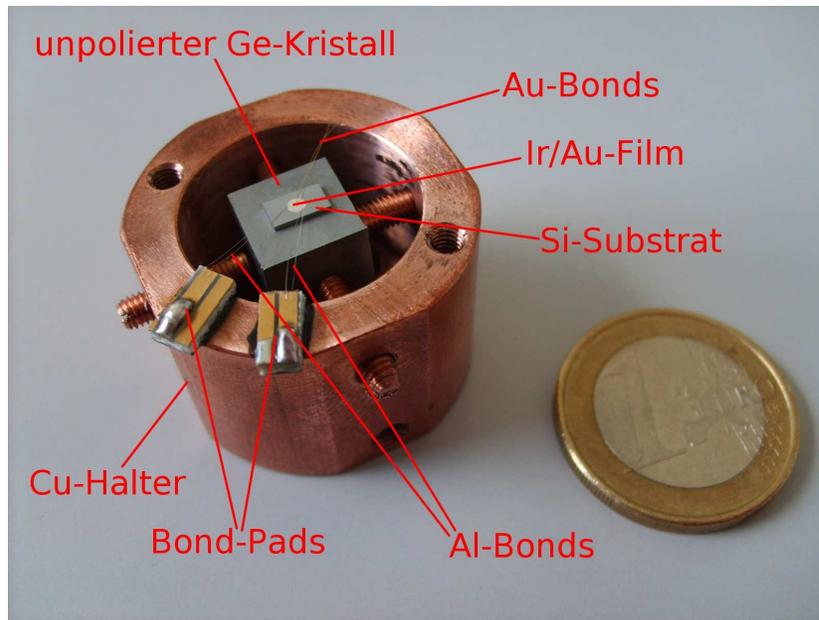


Abbildung 5.13: Foto von Detektor 2. Dieser Detektor hat einen 3,2 g schweren Ge-Kristall als Absorber. Die Oberflächen dieses Absorberkristalls sind nicht poliert. Das TES ist bei diesem Detektor ein Ir/Au-Film (Schichtdicken: 5 nm Ir, 80 nm Au, 30 nm Ir; \varnothing : 2 mm), der auf ein separates Si-Substrat ($3 \times 5 \times 0,5 \text{ mm}^3$) bedampft wurde. Dieses Substrat wurde dann auf den Absorberkristall geklebt.

das Substrat während des Aufdampfprozesses in der Schattenmaske (Abbildung 3.10) hatte.

Mit diesem Detektor wurde das Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle und das Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle aufgezeichnet. Die beiden Quellen wurden so befestigt, dass nur der Absorberkristall von Röntgen- bzw. γ -Quanten aus der ^{55}Fe -Quelle bzw. aus der ^{137}Cs -Quelle getroffen werden konnte. In Abbildung 5.15 ist das ^{55}Mn -Röntgenspektren zu sehen. Die Energieauflösung bei 5,89 keV dieses Detektors ist

$$\Delta E_{FWHM}(5.89 \text{ keV}) = 1,049 \pm 0,001 \text{ keV} \quad (5.5)$$

Mit diesem Detektor lassen sich die K_{α} - und K_{β} -Linie von ^{55}Mn aufgrund der schlechteren Energieauflösung nicht trennen. Die Energieschwelle wurde für diesen Detektor anders als in Abschnitt 5.1 bestimmt. Hier wurde angenommen, dass sich die Energieauflösung unterhalb von 6 keV nicht oder nur geringfügig ändert. Das bedeutet, dass eine Linie bei 0 keV die gleiche Breite hat wie die K-Linie von ^{55}Mn bei 6 keV. Als Energieschwelle wird deshalb

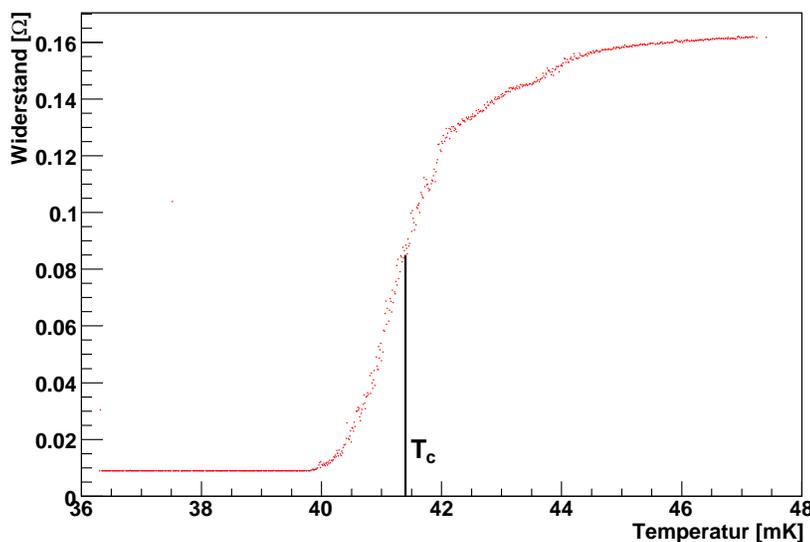


Abbildung 5.14: Phasenübergang zwischen Normal- und Supraleitung von Detektor 2. Die kritische Temperatur liegt hier bei 41,4 mK. Der Widerstand fällt hier im supraleitenden Bereich nicht auf 0 Ω ab, da der tatsächliche Wert des Vergleichswiderstands, gegenüber dem der TES-Widerstand bestimmt wird, leicht unterschiedlich ist, im Vergleich zu dem im Messprogramm verwendeten Wert.

die 5- σ -Breite der K-Linie von ^{55}Mn angeben:

$$E_{th} = 2,228 \pm 0,002 \text{ keV} \quad (5.6)$$

Auch die Energieschwelle E_{th} ist bei diesem Detektor höher als bei dem aus Abschnitt 5.1 und wäre daher für den Nachweis von kohärenter Neutrinostreuung zu hoch. Der aus der Energieauflösung bei 6 keV berechnete Wert für die Energieschwelle stimmt mit dem ersten Peak bei etwa 1 keV in Abbildung 5.15 überein. In diesem Peak befinden sich Ereignisse, bei denen keine Energie im Absorberkristall deponiert wurde, sondern nur eine Spitze im Rauschen zufällig höher als die Triggerschwelle war, weshalb das Ereignis aufgezeichnet wurde. Diese Ereignisse liegen aber zum größten Teil unterhalb der Energieschwelle.

In Abbildung 5.16 ist das mit Detektor 2 aufgezeichnete Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle zu sehen. Der Photopeak bei 661,7 keV und die Comptonkante bei 477,4 keV sind deutlich zu erkennen. Die Energie $E_{Compton}$ der Comptonkante einer γ -Linie mit Energie E_γ berechnet sich als:

$$E_{Compton} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos \pi)} \right) \quad (5.7)$$

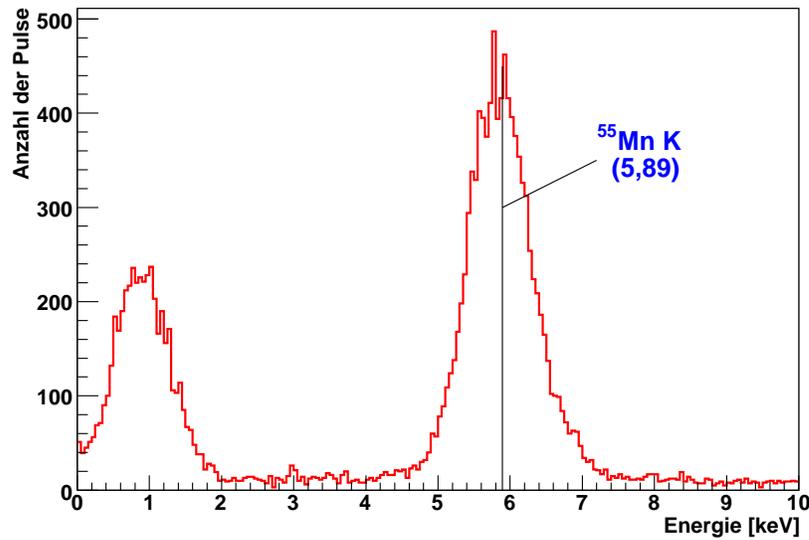


Abbildung 5.15: ^{55}Mn -Röntgenspektrum aufgezeichnet mit Detektor 2. Die Energieauflösung der ^{55}Mn K-Linie ist $\Delta E_{FWHM} = 1,049$ keV, weshalb eine Trennung der K_α - und der K_β -Linie nicht möglich ist. Die Energieschwelle von Detektor 2 beträgt $E_{th} = 2,228$ keV. Der linke Peak bei ~ 1 keV entsteht durch elektrische Störungen. Die Zählrate betrug bei dieser Messung 5,95 Hz.

wobei $m_e = 511$ keV die Ruhemasse des Elektrons ist.

Die Energieauflösung bei 661,7 keV, also die volle Halbwertsbreite des Photopeaks von ^{137}Cs , beträgt für diesen Detektor:

$$\Delta E_{FWHM}(661.7 \text{ keV}) = 47,9 \pm 0,9 \text{ keV} \quad (5.8)$$

Im Energiebereich unterhalb des Photopeaks von ^{137}Cs findet sich ein weiteres Spektrum, das in Abbildung 5.17 zu sehen ist. Dieses Spektrum wird durch Energiedeposition von Myonen aus der kosmischen Strahlung hervorgerufen. Bei Wechselwirkungen im Detektor und in dem den Detektor umgebenden Material werden durch Myonen im Wesentlichen Elektronen erzeugt. Diese Elektronen werden im Material abgebremst und erzeugen Bremsstrahlung[33]. Die Röntgenquanten dieser Bremsstrahlung treffen dann den Absorberkristall und deponieren dort ihre Energie. Das so entstandene Spektrum hat die Form einer Landau-Verteilung[33]. Die Lage des Maximums dieser Landau-Verteilung hängt von den Ausmaßen des Absorberkristalls ab.

Die drei Spektren in den Abbildungen 5.15, 5.16 und 5.17 sind während derselben Messphase aufgezeichnet worden. Der Detektor hat also einen re-

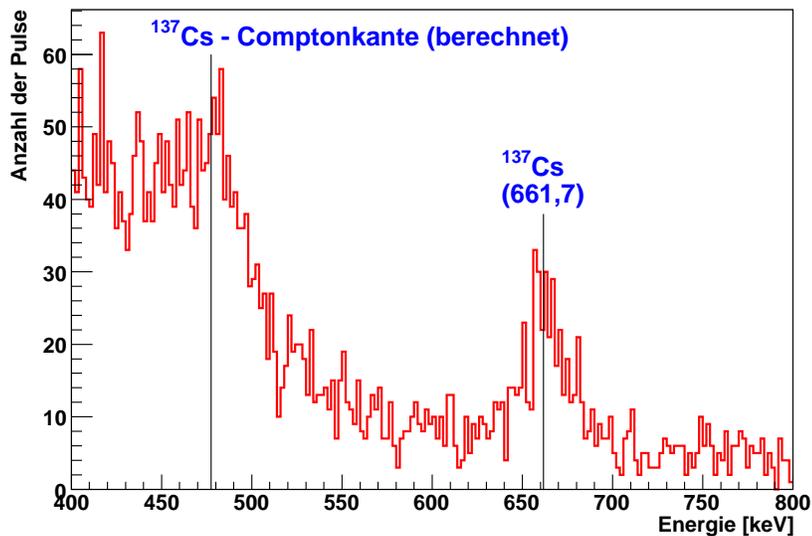


Abbildung 5.16: Mit Detektor 2 aufgezeichnetes ^{137}Cs -Spektrum. Die Energieauflösung des Photopeaks (661,7 keV) von ^{137}Cs beträgt $\Delta E_{FWHM}=47,9$ keV. Der berechnete Wert der Comptonkante (477,4 keV) liegt nur etwa 2% niedriger als im Spektrum sichtbar, d.h. der Detektor verhält sich im Energiebereich bis zu ~ 700 keV nahezu linear.

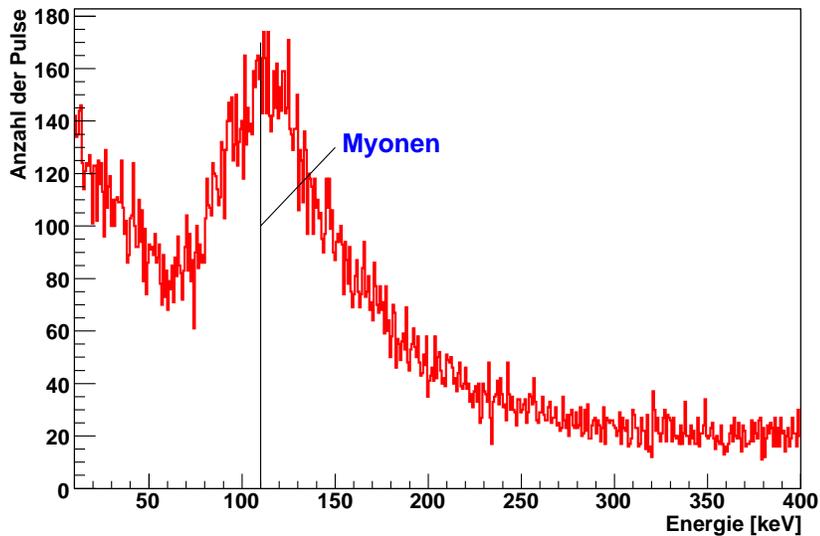


Abbildung 5.17: Mit Detektor 2 aufgezeichnetes Bremsstrahlungsspektrum der durch kosmische Myonen im Detektor und dem umgebenden Material erzeugten Sekundärelektronen. Die Lage des Maximums des Bremsstrahlungsspektrums wird durch die Abmessungen des Detektors bestimmt.

lativ großen dynamischen Bereich⁸ von ~ 2 keV bis ~ 700 keV. Außerdem ist der Detektor in diesem Bereich auch nahezu linear. Wenn die Energieskala durch die Pulshöhe des ^{137}Cs -Photopeaks und den Energienullpunkt festgelegt wird, ergibt sich eine 10%ige Abweichung der Energie der ^{55}Mn -Linie vom tatsächlichen Wert.

5.3 Detektor 3: 3.2g Ge-Absorber mit polierter Oberfläche und aufgeklebtem TES

Bis auf die Oberflächen des Ge-Absorberkristalls, hat dieser Detektor den gleichen Aufbau wie der in Abschnitt 5.2. Während die Oberflächen beim Detektor in 5.2 rau sind, wurden die Oberflächen des Absorberkristalls dieses Detektors poliert. Da aber das TES auf dieselbe Weise produziert wurde wie das der beiden vorherigen Detektoren und ebenfalls auf den Absorberkristall aufgeklebt wurde⁹, lassen sich durch den Vergleich der Ergebnisse dieses Detektors mit den Ergebnissen der anderen Detektoren Rückschlüsse auf den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit auf die Energieschwelle ziehen (siehe Kapitel 6).

Abbildung 5.18 zeigt ein Foto dieses Detektors. Der schematische Aufbau des Detektors und auch der des Ir/Au-Films sind ebenfalls identisch zu den beiden letzten Detektoren. Der Phasenübergang von Supraleitung zu Normalleitung des TES ist in Abbildung 5.19 zu sehen. Dieser Übergang ist allerdings deutlich breiter als die Übergänge der anderen Detektoren. Außerdem gibt es im Übergang mehrere Stufen. Die Stufen werden durch Inhomogenitäten verursacht, d.h. bei Abkühlung des Films sind einige Bereiche bereits supraleitend und andere nicht.

Auch mit diesem Detektor wurde das Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle und ein Myonenspektrum aufgezeichnet. Leider war bei dieser Messung nur das in Abbildung 5.20 gezeigte Myonenspektrum verwendbar. Die ^{55}Mn K-Linie ließ sich nicht ausreichend vom Rauschen trennen, da die Energieschwelle bei ~ 10 keV lag. Dieser Detektor kann nur bei großen Energien ($\gtrsim 20$ keV) verwendet werden und wäre damit unbrauchbar für den Nachweis kohärenter Neutrinostreuung. Die schlechte Energieauflösung lässt sich durch elektrische Störungen bei der Messung und den breiten Phasenübergang erklären.

Außerdem kann nur das Myonenspektrum mit den Myonenspektren der anderen Detektoren verglichen werden. Um den Einfluss von Oberflächenei-

⁸Unter dem dynamischen Bereich versteht man den Energiebereich, in dem der Detektor mit denselben Einstellungen (Betriebstemperatur, Biasstrom I_0) messen kann.

⁹Der Durchmesser der Klebefläche ist auch bei diesem Detektor etwa 1 bis 2 mm. Das Substrat ist jedoch nur 0,25

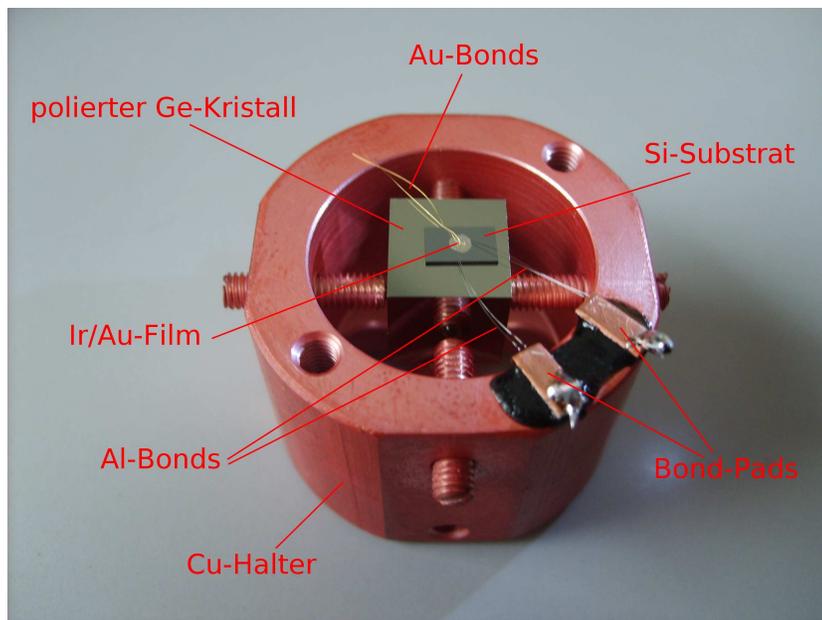


Abbildung 5.18: Foto von Detektor 3 mit einem 3,2 g schweren Ge-Absorberkristall. Die Oberflächen dieses Kristalls sind poliert. Das TES ist bei diesem Detektor ein Ir/Au-Film (Schichtdicken: 5 nm Ir, 80 nm Au, 30 nm Ir; \odot : 2 mm) der auf ein separates Si-Substrat ($3 \times 5 \times 0,25 \text{ mm}^3$) gedampft wurde. Dieses Si-Substrat wurde dann auf den Absorberkristall geklebt.

genschaften auf die Eigenschaften des Detektors zu untersuchen, eignet sich dieser Detektor auch nur bei Energien über 20 keV.

5.4 Detektor 4: 3.2g Ge-Absorber mit polierter Oberfläche und direkt auf den Kristall gedampftem TES

Für diesen Detektor wurde ein fast identischer Ge-Absorberkristall wie für Detektor 3 (Abschnitt 5.3) verwendet. Bei diesem Detektor wurde jedoch der Ir/Au-Film direkt auf den Absorberkristall aufgedampft.

In Abbildung 5.21 ist ein Foto dieses Detektors zu sehen. Der schematische Aufbau dieses Detektors unterscheidet sich von den bisher beschriebenen Detektoren dadurch, dass der Ir/Au-Film direkt auf den Absorberkristall aufgedampft wurde und nicht auf ein getrenntes Si-Substrat, das dann auf den Ge-Absorberkristall geklebt wurde.

In Kapitel 6 werden die Ergebnisse dieses Detektors mit den Ergebnissen

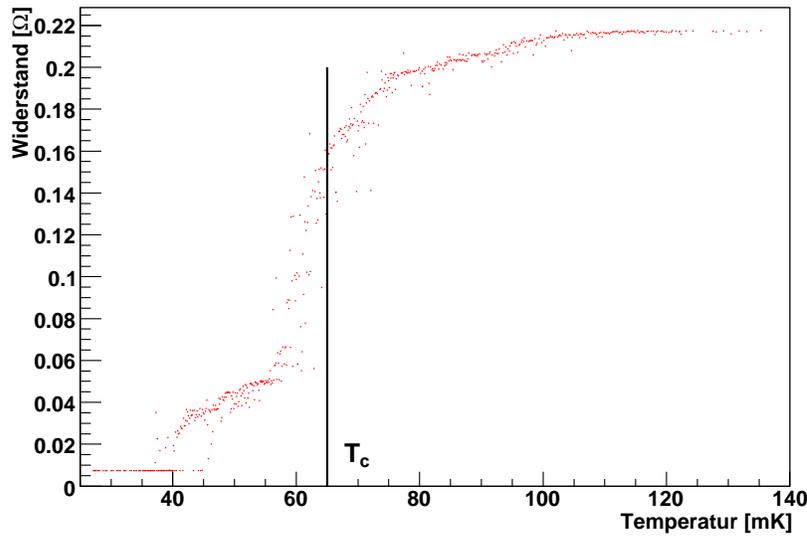


Abbildung 5.19: Phasenübergang von Supraleitung zu Normalleitung von Detektor 3. Die kritische Temperatur beträgt ~ 65 mK. Der Phasenübergang hat eine Breite von ~ 40 mK. Außerdem befinden sich im Übergang 2 Stufen, die dadurch zu Stande kommen, dass einige Bereiche des Films bereits supraleitend, andere jedoch noch normalleitend sind.

der drei anderen Detektoren verglichen. Durch diesen Vergleich der Ergebnisse dieses Detektors mit denen von Detektor 2 (Abschnitt 5.2) und Detektor 3 (Abschnitt 5.3) lassen sich Rückschlüsse auf den Einfluss der Klebung auf die Energieschwelle ziehen.

In Abbildung 5.22 ist der Phasenübergang von Supraleitung zu Normalleitung, der mit Detektor 4 und dem direkt aufgedampftem TES aufgezeichnet wurde, zu sehen. Dieser Übergang hat eine ähnliche Breite wie die Übergänge von Detektor 1 und Detektor 2 und ist bei weitem nicht so breit wie der Übergang von Detektor 3.

Mit diesem Detektor wurde das Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle und ein Myonenspektrum aufgenommen. Außerdem wurde alle 2 Sekunden ein Rauschsample aufgezeichnet, um, wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, die Energieschwelle zu bestimmen. In Abbildung 5.23 ist das ^{55}Mn -Röntgenspektrum zu sehen. Aus der Breite der ^{55}Mn K-Linie bei 5,89 keV lässt sich die Energieauflösung dieses Detektors bestimmen:

$$\Delta E_{FWHM}(5,89 \text{ keV}) = 1,318 \pm 0,001 \text{ keV} \quad (5.9)$$

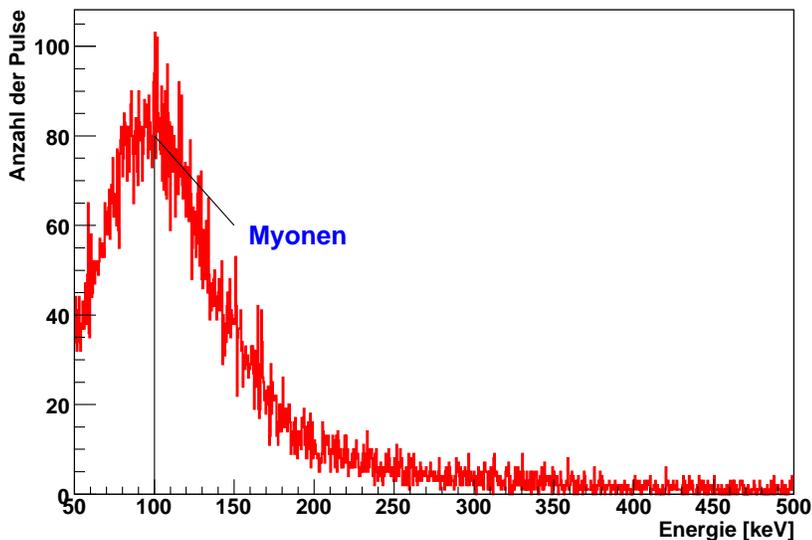


Abbildung 5.20: Mit Detektor 3 aufgezeichnetes Bremsstrahlungsspektrum der durch kosmische Myonen erzeugten Sekundärteilchen. Da die Abmessungen dieses Absorberkristalls ähnlich zu denen von Detektor 2 sind, liegt auch das Maximum des Spektrums nahezu an der gleichen Stelle (vgl. Abbildung 5.17). Bei dieser Messung betrug die Zählrate 2,11 Hz.

Aus der Breite des Peaks¹⁰ bei 0 keV kann die Energieschwelle bestimmt werden:

$$\boxed{E_{th} = 1,050 \pm 0,001 \text{ keV}} \quad (5.10)$$

Der kleine Peak in der Abstiegsflanke dieses Peaks ist durch eine niederfrequente Störung bedingt. Um die Pulshöhe der Rauschsamples zu bestimmen wird auch hier der in Abschnitt 5.1.1 beschriebene Template-Fit durchgeführt. Dabei wird derselbe Standardpuls verwendet wie für die normalen aufgezeichneten Pulse. In einigen Rauschsamples befindet sich ein Maximum oder ein Minimum einer niederfrequenten Störung. Beim Template-Fit wird dann dieses Maximum bzw. Minimum wie ein Puls behandelt. Deshalb wird sowohl in der Anstiegs-¹¹, als auch in der Abfallsflanke des Peaks der Rauschsamples jeweils ein zusätzlicher Peak erzeugt.

In Abbildung 5.24 ist ein Myonenspektrum zu sehen, das mit diesem Detektor aufgenommen wurde. Die Lage dieses Spektrums stimmt mit der Lage der Myonenspektren, die mit Detektor 2 und Detektor 3 aufgezeichnet wur-

¹⁰Dieser Peak wird durch die Rauschsamples erzeugt.

¹¹Die Anstiegsflanke liegt bei negativen Pulshöhen bzw. negativen Energien und ist nicht in Abbildung 5.23 zu sehen.

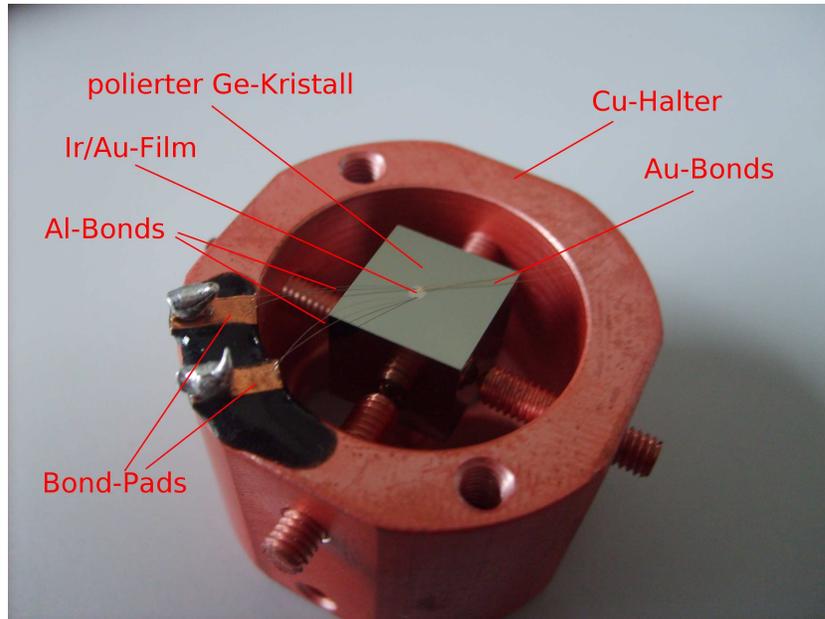


Abbildung 5.21: Foto von Detektor 4, der einen 3,2 g schweren Ge-Absorberkristall mit polierten Oberflächen hat. Das TES ist bei diesem Detektor ein Ir/Au-Film (Schichtdicken: 5 nm Ir, 80 nm Au, 30 nm Ir; \varnothing : 1 mm), der im Gegensatz zu den Detektoren 1, 2 und 3, direkt auf den Absorberkristall gedampft wurde.

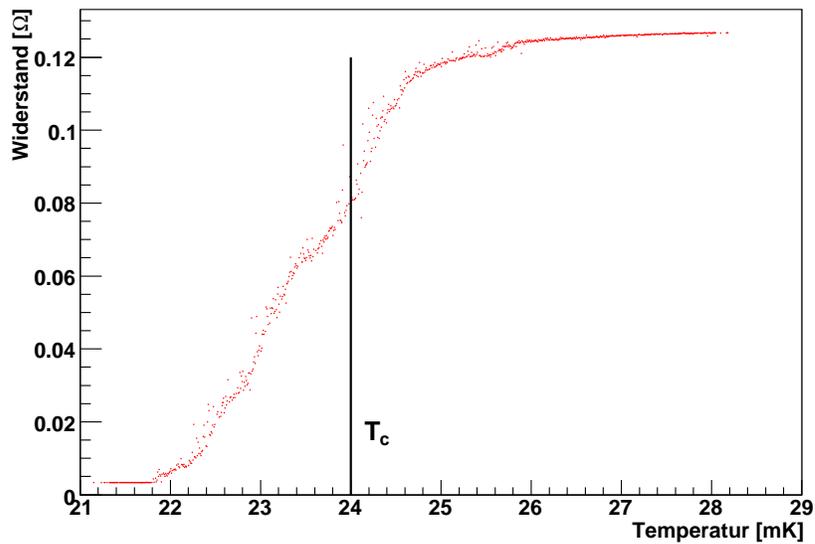


Abbildung 5.22: Phasenübergang von Detektor 4. Die kritische Temperatur T_c beträgt ~ 24 mK und die Breite des Übergangs beträgt ~ 4 mK.

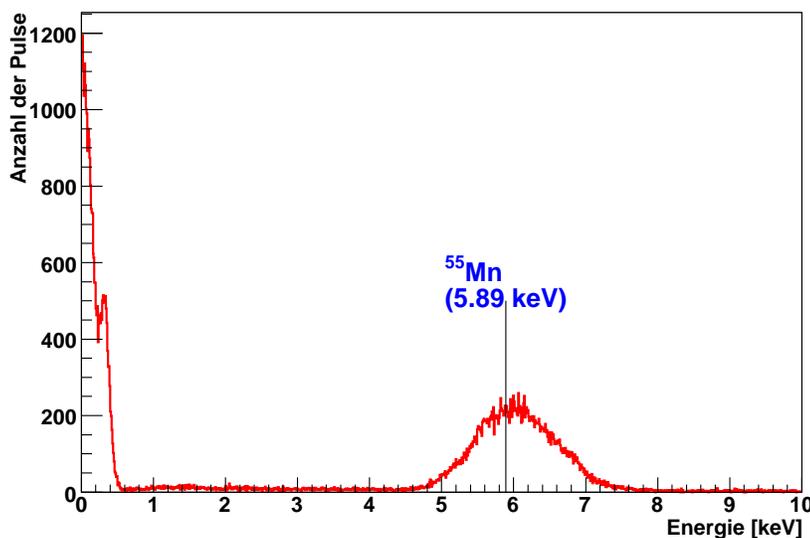


Abbildung 5.23: ^{55}Mn -Spektrum aufgezeichnet mit Detektor 4. Die Energieauflösung von $\Delta E_{FWHM}=1,32$ keV reicht nicht aus, um die K_α und K_β -Linien von ^{55}Mn zu trennen. Der Peak in der Abstiegsflanke der Rauschsamples lässt sich durch niederfrequente Störungen erklären (siehe Text). Bei dieser Messung betrug die Zählrate 2,45 Hz, wobei die Rauschsamples mit einer Rate von 0,5 Hz aufgezeichnet wurden.

den, überein. Das war auch zu erwarten, da die Absorberkristalle von diesen drei Detektoren fast die gleichen Abmessungen haben und damit durch Myonen induzierte Ereignisse die gleiche Energie im Absorberkristall deponiert wurde.

Dieser Detektor könnte, aufgrund seiner relativ niedrigen Energieschwelle, marginal für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung verwendet werden. Da seine Masse mit 3,2 g aber noch immer relativ klein ist, würde die Messzeit mehrere Jahre betragen.

Im Kapitel 6 werden die Ergebnisse der vier Detektoren, die in diesem Kapitel vorgestellt wurden, miteinander verglichen und diskutiert. Aus diesem Vergleich werden Rückschlüsse auf den zukünftigen Aufbau der Detektoren und mögliche Weiterentwicklungen gezogen.

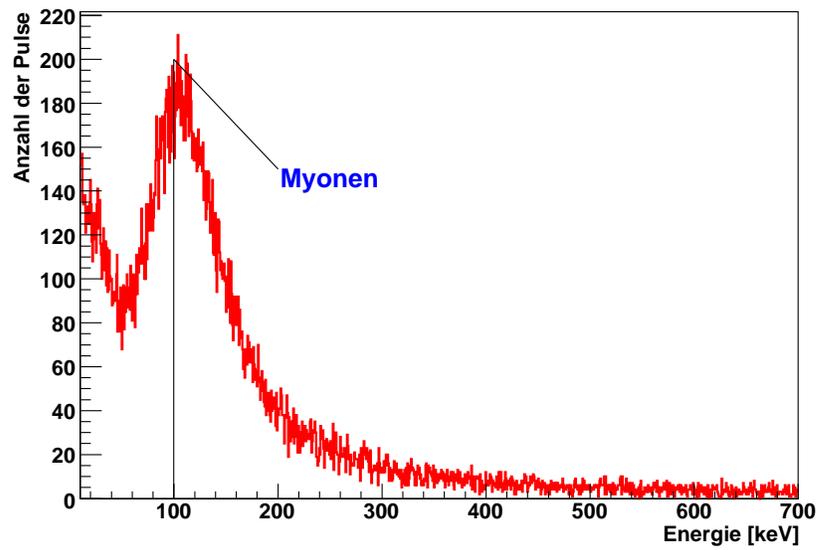


Abbildung 5.24: Mit Detektor 4 aufgezeichnetes Bremsstrahlungsspektrum der von Myonen erzeugten Sekundärelektronen. Das Maximum des Spektrums liegt bei 100 keV.

Kapitel 6

Diskussion der Messergebnisse und zukünftige Pläne zur Weiterentwicklung der Detektoren

Für diese Diplomarbeit wurden vier Kryodetektoren hergestellt, die in Kapitel 5 vorgestellt wurden. Während in Kapitel 5 nur die Ergebnisse der einzelnen Messungen mit diesen Detektoren präsentiert wurden, werden im Abschnitt 6.1 die Ergebnisse der Messungen miteinander verglichen und diskutiert.

In Abschnitt 6.2 werden zukünftige Pläne und Möglichkeiten zur Weiterentwicklung der Detektoren vorgestellt. Im Abschnitt 6.3 werden dann noch verschiedene Tests des Standardmodells durch die kohärente Neutrinostreuung beschrieben.

6.1 Diskussion und Vergleich der Ergebnisse der einzelnen Detektoren

In Kapitel 2 wurden die erwarteten Zählraten der kohärenten Neutrinostreuung für unterschiedliche Absorbermaterialien und für unterschiedliche Neutrinoquellen berechnet. Bei dieser Berechnung hat sich gezeigt, dass die Zählraten im Energiebereich oberhalb 1 keV so klein werden, dass für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung an Reaktoren mit realistischen $\bar{\nu}$ -Flüssen Absorbermassen von bis zu einer Tonne und Messzeiten von einigen Jahren erforderlich wären. Um die technischen Probleme, die so große Absorbermassen und auch derartig lange Messzeiten mit sich bringen, zu ver-

meiden, sollten Kryodetektoren, die für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung entwickelt werden, eine Energieschwelle von unter 0,5 keV haben.

Detektor	1	2	3	4
Masse [g]	0,8 g	3,2 g	3,2 g	3,2 g
Oberfläche	poliert	rau	poliert	poliert
TES	geklebt	geklebt	geklebt	aufgedampft
ΔE_{FWHM} [keV]	0,251	1.049	–	1,318
E_{th} [keV]	0,412	2.228	~ 10	1,050
$N_{Reaktor}$ [Tag $^{-1}$]	$1,137 \cdot 10^{-2}$	$1,938 \cdot 10^{-4}$	0	$3,759 \cdot 10^{-3}$
N_{Pion} [Tag $^{-1}$]	$2,831 \cdot 10^{-5}$	$9,786 \cdot 10^{-5}$	$4,479 \cdot 10^{-5}$	$1,077 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.1: Absorbermasse, Oberflächenbeschaffenheit, Art des TES, Energieauflösung ΔE_{FWHM} (bei 5,89 keV), Energieschwelle E_{th} , erwartete Zählrate $N_{Reaktor}$ für Reaktorneutrinos und erwartete Zählrate N_{Pion} für Neutrinos aus dem Pionzerfall der vier Detektoren, die in dieser Diplomarbeit vorgestellt werden. Die Zählrate $N_{Reaktor}$ für Reaktorneutrinos ist bei Detektor 3 Null, da die maximale Rückstoßenergie von Germanium bei ~ 4 keV (siehe Abbildung 2.5) liegt und damit unter der Energieschwelle von Detektor 3.

In Tabelle 6.1 sind die Energieschwellen und die Energieauflösungen der vier Detektoren zusammengefasst. Außerdem sind die erwarteten Zählraten für Reaktorneutrinos und für Neutrinos aus dem Pionzerfall aufgeführt. Für Detektor 1 ist wegen einer niedrigen Energieschwelle die größte Zählrate zu erwarten. Diese ist allerdings für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung noch immer zu niedrig¹. Um die kohärente Neutrinostreuung mit einer Messzeit von einigen Monaten nachweisen zu können, wird ein Detektor mit einer Masse von ~ 1 kg und niedriger Energieschwelle ($\lesssim 0,5$ keV) benötigt. Dabei ist eine niedrige Energieschwelle das entscheidendere Kriterium.

Um den Einfluss einer größeren Absorbermasse auf die Energieschwelle zu testen, wurden drei Detektoren mit einer vier Mal größeren Absorbermasse (3,2 g) hergestellt. Bei diesen drei schwereren Detektoren hat Detektor 4 mit einem direkt auf den Absorberkristall gedampften TES und polierten Oberflächen die niedrigste Energieschwelle. Die Energieschwelle von Detektor 3 ist deutlich höher als die der Detektoren 2 und 4, da bei der Messung mit Detektor 3 elektrische Störungen aufgetreten sind. Die Ursache für die höhere Energieschwelle von Detektor 2 im Vergleich zu Detektor 4 könnten entweder die rauen Oberflächen, die Klebung zwischen Absorberkristall und

¹Für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung mit diesem Detektor müsste die Messzeit, je nach Untergrund, mehrere Jahre bis Jahrzehnte betragen.

Si-Substrat, auf das das TES gedampft wurde oder die beobachteten elektrischen Störungen (siehe Abschnitt 5.2). Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts stellt sich heraus, dass die rauen Oberflächen keinen Einfluss auf die Energieschwelle haben können.

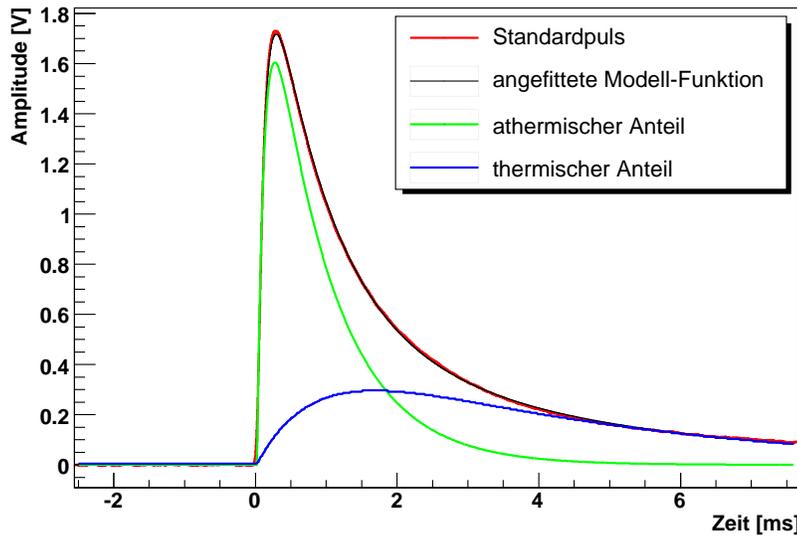


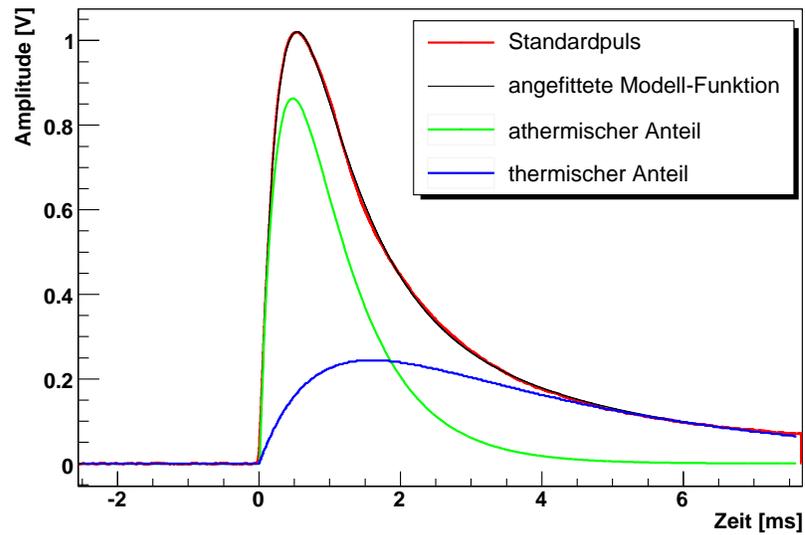
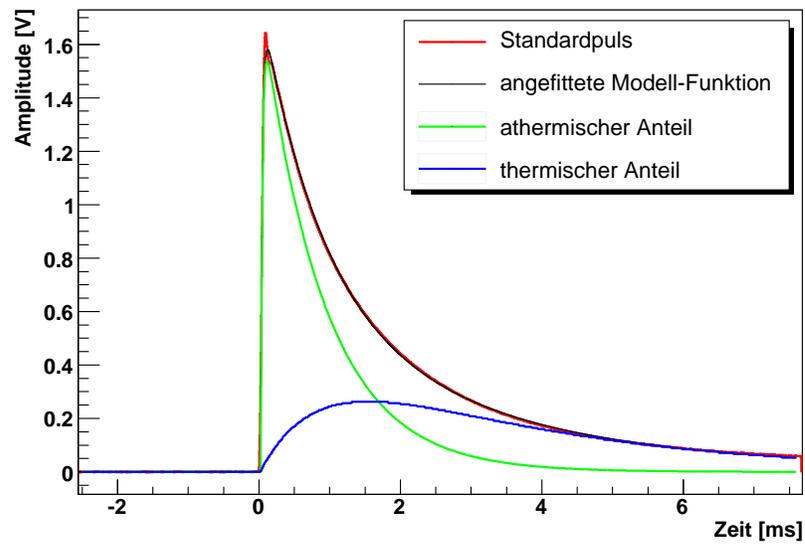
Abbildung 6.1: *Standardpuls von Detektor 2*

Neben der Energieschwelle lassen sich auch die Pulsformen der einzelnen Detektoren vergleichen. Damit lassen sich Aussagen über den Einfluss der Eigenschaften des Absorberkristalls und auch der unterschiedlichen Arten von TESs treffen. In den Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3 sind die Standardpulse der Detektoren 2, 3 und 4 dargestellt. An die Standardpulse (die roten Pulse in den Abbildungen) wurde jeweils folgende Modell-Funktion (siehe Abschnitt 3.2) angefittet[19]:

$$A(t) = \Theta(t - t_0) \left(A_n \left(e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{in}}} \right) + A_t \left(e^{-\frac{t-t_0}{\tau_t}} - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} \right) \right) \quad (6.1)$$

Wobei $\Theta(t)$ die Heaviside-Funktion, A_n die athermische Amplitude, A_t die thermische Amplitude, τ_{in} die Anstiegszeit, τ_n die athermische Abfallszeit, τ_t die thermische Abfallszeit und t_0 die Anfangszeit des Pulses ist. Die Werte der Fitparameter sind in Tabelle 6.2 aufgeführt.

Die thermischen bzw. athermischen Anteile ergeben sich jeweils als der Quotient aus dem Integral über den thermischen bzw. athermischen Puls und

Abbildung 6.2: *Standardpuls von Detektor 3*Abbildung 6.3: *Standardpuls von Detektor 4*

	Detektor2	Detektor3	Detektor4
τ_{in} [ms]	0,100±0,0004	0,293±0,0015	0,026±0,0002
τ_n [ms]	0,879±0,005	0,825±0,007	0,880±0,008
τ_t [ms]	3,907±0,033	3,848±0,030	3,056±0,032
A_n [V]	2,405±0,005	2,381±0,021	1,760±0,002
A_t [V]	0,568±0,007	0,461±0,005	0,601±0,011
t_0 [µs]	25,95±0,4	7,53±0,5	22,35±0,29
Thermischer Anteil Q_n	43,53%	48,15%	43,62%
Athermischer Anteil Q_t	56,47%	51,85%	56,38%

Tabelle 6.2: Werte der Fitparameter für die Standardpulse der Detektoren 2, 3 und 4. Der thermische bzw. athermische Anteil wurde jeweils aus den Verhältnissen der Integrale über die einzelnen Anteile und das Integral über den Gesamtpuls berechnet.

dem Integral über den Gesamtpuls:

$$Q_n = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt A_n \left(e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{in}}} \right)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt A(t)} \quad (6.2)$$

$$Q_t = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt A_t \left(e^{-\frac{t-t_0}{\tau_t}} - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}} \right)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt A(t)} \quad (6.3)$$

Die Anstiegszeit τ_{in} des athermischen Anteils wird durch die thermische Relaxationszeit des TES bestimmt. Dies ist damit zu erklären, dass athermische Phononen, die das TES erreichen, dort praktisch instantan thermalisieren und als thermische Phononen über die thermische Kopplung (Golddraht) in das Kältebad abfließen. Für die Anstiegszeit τ_{in} gilt unter der Annahme, dass die Wärmekapazität C_{TES} des TES viel kleiner ist als die Wärmekapazität $C_{Absorber}$ des Absorbers ($C_{TES} \ll C_{Absorber}$) näherungsweise[19][32]:

$$\tau_{in} \approx \frac{C_{TES}}{G_{TES-Absorber} + G_{TES-Bad}} \quad (6.4)$$

wobei mit $G_{TES-Bad}$ die thermische Kopplung² zwischen TES und Kältebad und mit $G_{TES-Absorber}$ die thermische Kopplung zwischen TES und dem Absorberkristall bezeichnet wird. Die Kopplung $G_{TES-Absorber}$ ist viel kleiner als $G_{TES-Bad}$, da es sehr unwahrscheinlich ist, dass Wärme vom TES in den Absorberkristall fließt[19][32]. Die Anstiegszeit τ_{in} wird also im Wesentlichen

²Die thermische Kopplung $G_{TES-Bad}$ wird mittels eines Golddrahts zwischen TES und Cu-Halter realisiert.

von der Wärmekapazität C_{TES} des TES und von der thermischen Kopplung $G_{TES-Bad}$ zwischen dem TES und dem Kältebad bestimmt.

Da der Durchmesser des Ir/Au-Films von Detektor 4 mit 1 mm nur halb so groß ist, wie der der Filme der anderen Detektoren, ist seine Wärmekapazität kleiner als bei den anderen Detektoren. Deshalb ist auch die Anstiegszeit τ_{in} bei Detektor 4 kürzer als bei Detektor 2 und 3.

Die athermische Abfallszeit τ_n in Gleichung (6.1) ist die Lebensdauer der athermischen Phononen im Absorberkristall. Die athermische Abfallszeit τ_n hängt einerseits von der Thermalisierung im Absorberkristall ab und andererseits von der Sammeleffizienz und Thermalisierung im TES. Die Sammelzeit im TES hängt im Wesentlichen von der Kontaktfläche³ zwischen TES und Absorberkristall ab[32]. Da die Werte von τ_n bei allen drei Detektoren sehr ähnlich sind, kann gefolgert werden, dass weder die Oberflächenbeschaffenheit des Absorberkristalls noch die Art der Kopplung des TES an den Absorberkristall einen Einfluss auf die Propagation und Thermalisierung athermischer Phononen hat. Daraus kann geschlossen werden, dass die athermischen Phononen die Klebung praktisch ungehindert passieren können[32]. Die Klebung hat also fast keinen Einfluss auf die athermischen Phononen.

Die thermische Abfallszeit τ_t aus Gleichung (6.1) ist ein Maß für die Geschwindigkeit mit der Wärme, also thermische Phononen, aus dem Detektor ins TES fließt. Bei allen drei Detektoren ist τ_t relativ lang, was bedeutet, dass die thermische Kopplung zwischen Absorberkristall und TES bei diesen drei Detektoren schwach ist. Das kann dadurch erklärt werden, dass die Kontaktfläche zwischen Absorberkristall und TES bei allen drei Detektoren nur einen kleinen Bereich⁴ der Kristalloberfläche ausmacht. Da die thermische Abfallszeit bei Detektor 4 etwas schneller ist als bei den beiden anderen Detektoren, muss die thermische Kopplung zwischen TES und Absorberkristall etwas besser sein, wenn das TES direkt auf den Absorberkristall aufgedampft wird, als im Fall eines TES, das auf ein zusätzliches Substrat gedampft wird und anschließend auf den Absorberkristall geklebt wird. Die Klebung stellt daher einen zusätzlichen thermischen Widerstand dar[32].

Die Pulsformen der drei Detektoren unterscheiden sich also kaum. Der Anteil der thermischen bzw. athermischen Phononen am Gesamtpuls ist bei allen drei Detektoren ungefähr gleich. Die beiden einzigen kleinen Unterschiede in der Anstiegszeit τ_{in} und in der thermischen Abfallszeit τ_t wurden bereits erklärt. Weder die Oberflächenbeschaffenheit noch die Klebung haben

³Bei direkt aufgedampftem TES die TES-Fläche; bei aufgeklebtem TES die Klebefläche.

⁴Bei Detektor 2 und Detektor 3 ist dieser Bereich gegeben durch den Klebepunkt mit einem Durchmesser von jeweils 1 bis 2 mm; bei Detektor 4 durch den Ir/Au-Film mit einem Durchmesser von 1 mm.

also einen Einfluss auf die Pulsform.

Obwohl der Absorberkristall von Detektor 2 raue Oberflächen und die beiden anderen Detektoren polierte Oberflächen haben, sind die Anteile der thermischen und athermischen Phononen am Gesamtpuls fast identisch. Die Oberflächenbeschaffenheit könnte einen Einfluss auf die Energieschwelle haben, falls athermische Phononen an rauen Oberflächen in thermische Phononen zerfallen. Die Pulshöhe wird im Wesentlichen durch die Anzahl der athermischen Phononen bestimmt, die im TES thermalisieren. Wenn nun viele athermische Phononen an den rauen Oberflächen zerfallen würden, dann wäre die Pulshöhe niedriger, wodurch auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis schlechter wäre. Das würde zu einer höheren Energieschwelle führen. Da aber die Anteile an thermischen und athermischen Phononen bei allen drei Detektoren identisch sind, zerfallen athermische Phononen an rauen und polierten Oberflächen etwa mit derselben Häufigkeit. Dieses Ergebnis wird dadurch bestärkt, dass die typische Wellenlänge⁵ der athermischen Phononen im Nanometerbereich ist, während die mit bloßen Augen gerade noch wahrnehmbaren Oberflächenunebenheiten des rauen Absorberkristalls im Mikrometerbereich liegen. Die Phononen sind aufgrund ihrer kurzen Wellenlänge nicht sensitiv auf die raue Oberfläche. Dass die Lebensdauern der athermischen Phononen, also die athermischen Abfallszeiten τ_n bei allen drei Detektoren ebenfalls gleich sind, spricht auch dafür, dass die athermischen Phononen an rauen Oberflächen nicht häufiger zerfallen als an polierten Oberflächen. Auf die thermischen Phononen, also die Wärme, im Absorberkristall hat die Oberflächenbeschaffenheit auch keinen Einfluss. Thermische Phononen können zwar an den Oberflächen zerfallen, dieser Prozess ist aber im Gleichgewicht mit Drei-Phononenprozessen[18], bei denen aus zwei Phononen ein Phonon mit höherer Energie wird. Das thermische Spektrum der thermischen Phononen und ihre Anzahl wird durch die Oberflächenbeschaffenheit also nicht beeinflusst. Die Oberflächenbeschaffenheit hat also keinen Einfluss auf die Energieschwelle.

Da die Oberflächenbeschaffenheit des Absorberkristalls keinen Einfluss auf thermische oder athermische Phononen hat, wird die höhere Energieschwelle von Detektor 2 verglichen mit Detektor 4 entweder durch die Klebung oder durch die bereits erwähnten elektrischen Störungen verursacht. Die Klebung hat allerdings keinen Einfluss auf die Pulsform, da bei allen drei Detektoren die Anteile von thermischen und athermischen Phononen fast identisch sind und auch die thermischen und athermischen Abfallszeiten vergleichbar sind.

Zusammenfassend lassen sich die folgenden Ergebnisse, die in diesem Ab-

⁵Schallgeschwindigkeit: $\sim 3000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$; Frequenz: $\sim 0,5 \text{ THz}$

schnitt diskutiert wurden, festhalten:

1. Die Oberflächenbeschaffenheit des Absorberkristalls hat keinen Einfluss auf die Pulsform und auch nicht auf die Energieschwelle des Detektors. Das ist gerade bei der Herstellung von größeren Absorberkristallen ein Vorteil, da aufwendige Polierprozesse wegfallen.
2. Die thermische Kopplung zwischen TES und Absorberkristall ist besser, wenn das TES direkt auf den Absorberkristall gedampft wird und nicht auf ein zusätzliches Substrat, das dann auf den Absorber geklebt wird. Das bedeutet, dass die Klebung einen zusätzlichen thermischen Widerstand darstellt[32].
3. Da die Kontaktflächen zwischen TES und Absorberkristall und die athermischen Abfallszeiten bei allen drei Detektoren ähnlich sind, hat die Klebung keinen Einfluss auf athermische Phononen[32].
4. Wie sich beim Vergleich der Pulsformen der drei Detektoren mit einem 3,2 g schweren Absorberkristall gezeigt hat, wird die Pulsform durch die Klebung nicht verändert.
5. Der Einfluss der Klebung auf die Energieschwelle konnte aufgrund der elektrischen Störungen bei Detektor 2 nicht eindeutig geklärt werden.

6.2 Möglichkeiten zur Verbesserung des Kryodetektors und der Untergrundunterdrückung

In diesem Abschnitt werden zwei Methoden zur Verbesserung der Energieschwelle auch bei größeren und schwereren Absorberkristallen vorgestellt. Zunächst wird die Funktionsweise von sogenannten Phononenkollektoren erläutert, im Anschluss daran wird eine Verstärkung des Phononensignals durch den Neganov-Luke-Effekt beschrieben.

Im letzten Teil dieses Abschnitts werden dann noch verschiedene Arten von Untergrund und deren Unterdrückung beschrieben.

6.2.1 Phononenkollektoren

In Kapitel 3 wurde bereits darauf hingewiesen, dass nur diejenigen Phononen zum Signal beitragen, die den Detektor durch das TES verlassen. Die Höhe der Pulse ist proportional zur Anzahl der athermischen Phononen, die

das TES erreichen. Die Energieschwelle ist diejenige Energie, die im Kristall deponiert werden muss, damit die Höhe des resultierenden Pulses groß genug ist, um den Puls deutlich vom Rauschen trennen zu können. Für eine niedrige Energieschwelle ist es deshalb wichtig, dass möglichst viele athermische Phononen das TES erreichen und nicht an den Kristalloberflächen oder Kristalldefekten zerfallen. Um die Sammeleffizienz für athermische Phononen zu verbessern, sollte das TES einen möglichst großen Bereich der Oberfläche des Kristalls abdecken. Ein großes TES hat allerdings auch eine große Wärmekapazität, was zur Folge hat, dass die von den Phononen an das TES abgegebene Wärme die TES-Temperatur nicht so stark erhöht, wie das bei einem kleineren TES der Fall wäre. Dadurch wird die Pulshöhe kleiner. Die Amplitude des Rauschens wird aber durch ein größeres Volumen des TES nicht beeinflusst, weshalb das Signal-zu-Rausch-Verhältnis schlechter wird.

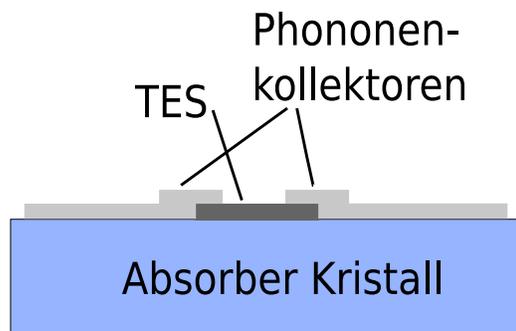


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau eines Kryodetektors mit Phononenkollektoren. Athermische Phononen, die den supraleitenden Phononenkollektor treffen, erzeugen dort Quasiteilchen durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren. Die Quasiteilchen diffundieren in das TES und zerfallen dort. Durch den Einsatz von Phononenkollektoren wird die Phononensammeleffizienz erhöht, wobei die Wärmekapazität gleich bleibt.

Dieses Problem lässt sich durch den Einsatz von sogenannten Phononenkollektoren[21][22][20] (siehe Abbildung 6.4) lösen. Phononenkollektoren sind Strukturen aus einem, bei der Betriebstemperatur des Kryodetektors, supraleitenden Material⁶. Wenn die athermischen Phononen auf diese supraleitende Struktur treffen, erzeugen sie dort Quasiteilchen, indem sie Cooper-Paare aufbrechen. Diese Quasiteilchen diffundieren dann in das TES, wo sie dann zerfallen und ihre Energie auf das TES übertragen. Die Diffusionslänge der Quasiteilchen beträgt $\sim 1,5$ mm[20]. Um eine große Absorberfläche abzudecken, werden mehrere TES mit Phononenkollektoren aufgedampft. Die TES

⁶z.B. Aluminium

werden dann elektrisch miteinander verbunden.

Da die Phononenkollektoren supraleitend sind und damit ihre Wärmekapazität verschwindet, bleibt die Wärmekapazität des Thermometers, bestehend aus Phononenkollektor und TES, unverändert. Die Phononensammelleffizienz⁷ wird aber deutlich vergrößert, da ein größerer Bereich der Oberfläche des Absorberkristalls abgedeckt wird.

Durch die größere Phononensammelleffizienz wird sowohl die Pulshöhe vergrößert, als auch die athermische Abfallzeit τ_n wegen der größeren Kontaktfläche zwischen TES und Absorberkristall verringert. Durch die größere Pulshöhe wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert, was zu einer niedrigeren Energieschwelle führt.

6.2.2 Neganov-Luke-Verstärkung

Wie bereits in Abschnitt 6.2.1 beschrieben, ist die Pulshöhe wichtig für die Energieschwelle. Um die Energieschwelle zu senken, muss die Pulshöhe erhöht werden. Dazu kann bei Absorberkristallen aus Halbleitermaterialien der Neganov-Luke-Effekt[27][28][29] verwendet werden.

An den Halbleiter-Absorberkristall wird eine Spannung angelegt. Wird nun Energie im Kristall deponiert, entstehen neben den Phononen auch freie Elektronen. Diese Elektronen werden durch die angelegte Spannung beschleunigt. Diese beschleunigten Elektronen erzeugen dann bei Streuprozessen im Kristall zusätzliche Phononen. Dadurch wird das Phononensignal und damit die Pulshöhe verstärkt. Eine größere Pulshöhe führt zu einer niedrigeren Energieschwelle.

6.2.3 Untergrundunterdrückung

Die erwarteten Zählraten für die kohärente Neutrinostreuung liegen für Absorbermassen von ~ 1 kg bei etwa 50 bis 100 Ereignissen pro Tag. Die Untergrundrate begrenzt die Sensitivität des Detektors. Für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung ist daher die Unterdrückung des Untergrunds von entscheidender Bedeutung. Da die erwarteten Zählraten für Reaktor-neutrinos deutlich größer sind als die Zählraten für Neutrinos aus dem Pionzerfall (siehe Abschnitt 2), werden im Folgenden die Arten von Untergrund aufgelistet, die bei einem Experiment an einem Kernreaktor zu erwarten sind:

- γ -Strahlung aus der Umgebung des Experiments und aus dem Reaktorkern des Atomkraftwerks

⁷Die Effizienz mit der die erzeugten Phononen das TES erreichen.

- Myonen und deren Sekundärprodukte aus der kosmischen Strahlung
- Radioaktive Verunreinigungen des Absorberkristalls
- Neutronen aus dem Reaktorkern, die im Absorberkristall an Atomkernen gestreut werden

In der Umgebung des Kryostaten entsteht γ -Strahlung aus der natürlichen Radioaktivität. An einem Kernreaktor kommt dann noch die γ -Strahlung aus dem Reaktorkern dazu. In Kapitel 2 wurde die Zählrate als Funktion der Rückstoßenergie für die kohärente Neutrinostreuung berechnet. Bei dieser Berechnung hat sich gezeigt, dass die meisten Ereignisse, die durch die kohärente Neutrinostreuung hervorgerufen werden, unterhalb von 2 keV Rückstoßenergie auftreten. Niederenergetische γ -Quanten ($E_\gamma < 2$ keV) haben so kurze Halbwertslängen⁸, dass sie bereits in den Wänden des Kryostaten absorbiert werden. Im für den Nachweis von kohärenter Neutrinostreuung interessanten Bereich gibt es also fast keinen Untergrund durch niederenergetische γ -Strahlung, die außerhalb des Kryostaten entsteht. Hochenergetische γ -Strahlung wird nicht in den Wänden des Kryostaten absorbiert und kann den Detektor erreichen. Falls diese γ -Quanten ihre gesamte Energie ($\gtrsim 50$ keV) im Detektor deponieren, spielen sie als Untergrund keine Rolle für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung. Durch Comptonstreuung können diese hochenergetischen γ -Quanten allerdings auch nur einen Teil ihrer Energie im Detektor deponieren. Auf diese Weise können hochenergetische γ -Quanten Untergrund im Energiebereich unterhalb von 2 keV erzeugen. Um diesen Comptonuntergrund identifizieren zu können, kann man anstelle eines großen Detektors eine Matrix von kleineren Detektoren verwenden. Durch Koinzidenzen in mehreren Detektoren lassen sich dann Comptonstreuungen identifizieren. Als Beispiel ist in Abbildung 6.5 eine Detektor-Matrix dargestellt, in der ein hochenergetisches γ -Quant durch Comptonstreuung in zwei Detektoren Energie deponiert.

Durch eine Detektor-Matrix kann auch die Pile-Up-Rate reduziert werden. Für jeden Puls wird ein Zeitfenster von ~ 10 ms aufgezeichnet, da die Abfallszeit eines Kryodetektors typischerweise im Bereich mehrerer ms liegt. Wenn die Ereignisrate über ~ 10 Hz liegt, kommt es bei vielen Pulsen zu Pile-Up⁹. Diese Pulse mit Pile-Up werden bei der Datenanalyse (siehe Abschnitt 5.1.1) verworfen. Bei einer Detektor-Matrix sind die Detektoren kleiner, weshalb auch die Ereignisrate pro Detektor kleiner ist als bei einem großen Detektor. Die Ereignisrate pro Detektor sollte bei einer Detektor-Matrix unter

⁸Länge, nach der die Hälfte aller eingestrahnten γ -Quanten absorbiert wurden.

⁹In einem aufgezeichnetem Zeitfenster liegen mehrere Pulse.

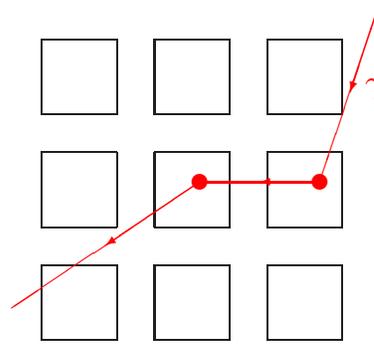


Abbildung 6.5: Identifizierung des Comptonuntergrunds durch Koinzidenzen in mehreren Detektoren einer Detektor-Matrix.

~ 10 Hz pro Detektor liegen, um Pulse mit Pile-Up zu vermeiden. Die Gesamtrate der ganzen Detektor-Matrix, bei der es kaum Pulse mit Pile-Up gibt, wird jedoch deutlich erhöht.

Myonen und deren Sekundärprodukte aus der kosmischen Strahlung sind eine weitere Quelle für Untergrundereignisse. Ähnlich wie bei den γ -Quanten aus der Umgebung des Kryostaten haben die meisten durch Myonen und ihre Sekundärprodukte ausgelösten Ereignisse deutlich größere¹⁰ Energien als 2 keV, das heißt die meisten von Myonen erzeugten Ereignisse deponieren deutlich mehr Energie als Neutrinos durch kohärente Streuung an Atomkernen. Es können allerdings auch einige Untergrundereignisse unterhalb von ~ 2 keV durch Myonen und ihre Sekundärprodukte erzeugt werden. Diese Ereignisse können identifiziert werden, indem man um das Experiment ein Myon-Vetosystem aufbaut. Durch ein derartiges Vetosystem können auch durch Myonen angeregte niederenergetische Röntgenfluoreszenzlinien identifiziert werden.

Röntgen- und γ -Strahlung, die im Absorbermaterial und im Material, das den Detektor umgibt, entsteht, ist eine problematischere Untergrundquelle. Diese Strahlung wird entweder durch radioaktive Verunreinigungen der Detektormaterialien selbst oder durch Aktivierung der Detektormaterialien durch kosmische Myonen, hochenergetische γ -Strahlung und Neutronen erzeugt. Um diese Art der Untergrundereignisse, die durchaus im Energiebereich $\lesssim 2$ keV liegen können, zu unterdrücken, kann man die Detektormaterialien und auch die Materialien, die den Detektor umgeben, hinsichtlich radioaktiver Reinheit auswählen. Außerdem kann man diese Untergrunder-

¹⁰Die mit den Detektoren 2, 3 und 4 aufgezeichneten Myonenspektren haben ihr Maximum bei einer Energie von ~ 110 keV.

eignisse beim Einsatz einer Matrix von Detektoren durch Koinzidenzen in mehreren Detektoren identifizieren.

An einem Kernreaktor könnten Untergrundereignisse, die von Neutronen verursacht werden, besonders häufig auftreten. Die meisten Neutronen, die im Reaktor vorhanden sind, sind thermische Neutronen ($E_{Neutron} \approx 25$ meV). Diese Neutronen stellen keinen Untergrund für den Nachweis kohärenter Neutrinostreuung dar, weil die von ihnen im Detektor deponierte Energie deutlich unterhalb einer erreichbaren Energieschwelle liegt. Schnelle Neutronen, die eine Energie von ~ 10 keV haben, können Energie in dem Energiebereich deponieren, der für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung interessant ist. Schnelle Neutronen machen aber nur einen sehr kleinen Teil des Reaktorneutronenspektrums aus. Außerdem kann man durch den Einsatz einer Polyethylen-Abschirmung (Dicke: ~ 50 cm - 1 m) die schnellen Neutronen und auch Neutronen, die durch kosmische Strahlung erzeugt werden, so weit abbremsen, dass ihre Energiedeposition im Detektor kleiner ist als die Energieschwelle.

Die tatsächlichen Untergrundraten hängen von den Verhältnissen am Experimentierplatz und von den verwendeten Materialien ab. Das Untergrundspektrum muss also vor dem Beginn eines Experiments zum Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung vermessen werden. Zusätzlich können der γ - und Neutronenfluss durch externe Detektoren während des Experiments vermessen werden.

Da ein Kernreaktor nicht ununterbrochen in Betrieb ist¹¹, können der Untergrund, der durch den Reaktor erzeugt wird, und der restliche Untergrund getrennt voneinander vermessen werden. Aus einem Vergleich von Messungen mit laufendem und abgeschaltetem Reaktor, können so Untergrundereignisse, die nicht durch den Reaktor erzeugt wurden, berücksichtigt werden.

Der mit dem Reaktor korrelierte Untergrund limitiert daher die Sensitivität des Experiments auf die kohärente Neutrinostreuung. Bei der Standortauswahl für ein Experiment zum Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung ist deshalb besonders darauf zu achten, dass der mit dem Reaktor korrelierte Untergrund eine möglichst geringe Ereignisrate hat. Dabei ist besonders auf den Neutronenuntergrund zu achten.

¹¹Für den Wechsel von Brennelementen oder Wartungsarbeiten wird der Reaktor abgeschaltet.

6.3 Test des Standardmodells durch kohärente Neutrino-Streuung

In Abschnitt 1 wurde der Wirkungsquerschnitt (Gleichung (1.1)) für die kohärente Neutrino-Streuung eingeführt. Dieser Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Standardmodell der Teilchenphysik. Durch die genaue Vermessung des Wirkungsquerschnitts der kohärenten Neutrino-Streuung wird also das Standardmodell getestet. Darüber hinaus können die Existenz, oder zumindest Grenzen für die Existenz von Neutrino-Eigenschaften, die nicht im Standardmodell enthalten sind, gefunden werden.

In diesem Abschnitt werden einige dieser möglichen zusätzlichen Eigenschaften von Neutrinos, die nicht im Standardmodell enthalten sind, näher erläutert. Außerdem wird die Bedeutung der kohärenten Neutrino-Streuung sowohl für den Ablauf von Supernova-Explosionen, als auch für die Beobachtung von Supernova-Neutrinos erklärt.

6.3.1 Effektiver schwacher Ladungsradius des Neutrinos

Ähnlich wie beim klassischen Elektronenradius¹², lässt sich auch für die schwache Ladung des Neutrinos ein effektiver Radius definieren[34]:

$$\langle r_{\nu_i}^2 \rangle = \frac{G_F^2}{4\sqrt{2}\pi^2} \left[3 - 2 \ln \left(\frac{m_i^2}{M_W^2} \right) \right] \quad (6.5)$$

wobei G_F die Fermikonstante und M_W die Masse eines W-Bosons bezeichnen. Der Index i steht für die unterschiedlichen Neutrino-Flavours ($i = e, \mu, \tau$). Mit m_i werden die Massen von Elektronen, μ - und τ -Leptonen, dem jeweiligen Iso-Dublett-Partner der Neutrinos, bezeichnet.

Im Standardmodell werden Neutrinos als punktförmige Teilchen angenommen. Ein von Null abweichender effektiver schwacher Ladungsradius wäre also eine Erweiterung des Standardmodells. Für den Wirkungsquerschnitt (Gleichung (1.1)) wurde im Rahmen des Standardmodells das Neutrino als punktförmiges Teilchen angenommen. Falls das Neutrino einen endlichen schwachen Ladungsradius hat, muss im Wirkungsquerschnitt (1.1) fol-

¹²Die Elementarladung des Elektrons wird auf der Oberfläche einer Kugel homogen verteilt gedacht. Dabei ist der Radius dieser Kugel so gewählt, dass die elektrostatische Energie der Ladungsverteilung halb so groß ist, wie die Ruheenergie des Elektrons ($m_e c^2$). Dieser Kugelradius ist der klassische Elektronenradius.

gende Ersetzung für $\sin^2 \theta_W$ vorgenommen werden[34]:

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W \left(1 - \frac{2}{3} M_W^2 \langle r_{\nu_i}^2 \rangle \right) \quad (6.6)$$

wobei θ_W der Weinberg-Winkel ist.

Durch eine genaue Vermessung des Wirkungsquerschnitts der kohärenten Neutrinostreuung kann also der effektive Ladungsradius bestimmt werden, falls bei der Messung eine Abweichung vom Wirkungsquerschnitt (1.1) auftritt. Wenn keine Abweichung vom Standardmodell auftritt, kann aber eine obere Grenze für den Wert des effektiven Ladungsradius des Neutrinos bestimmt werden.

6.3.2 Magnetisches Moment des Neutrinos

Eine andere Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik ist ein magnetisches Moment des Neutrinos. Falls Neutrinos ein magnetisches Moment haben, gibt es eine zusätzliche kohärente Wechselwirkung mit folgendem Wirkungsquerschnitt[4]:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_{rec}} \right)_m = \frac{\pi \alpha^2 \left(\frac{\mu_\nu}{\mu_B} \right)^2 Z^2}{m_e^2} \left(1 - \frac{E_{rec}}{E_\nu} + \frac{E_{rec}}{4E_\nu^2} \right) \cdot \left[\frac{1}{\text{MeV}^3} \right] \quad (6.7)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, μ_ν das magnetische Moment des Neutrinos, $\mu_B = \frac{e}{2m_e}$ das Bohrsche Magneton, m_e die Elektronenmasse, Z die Kernladungszahl, E_{rec} die Rückstoßenergie und E_ν die Neutrinoenergie bezeichnet.

Für diesen Beitrag wurde analog zu Abschnitt 2 die erwartete Zählrate berechnet. Für die Berechnung wurde das in Abschnitt 2.2 beschriebene Reaktor-neutrinospektrum verwendet. In Abbildung 6.6 sind die erwarteten Zählraten für Germanium dargestellt. Die grüne Kurve repräsentiert den Beitrag für Neutrinos mit einem magnetischen Moment, während die blaue Kurve die kohärente Neutrinostreuung darstellt. Für den Wert des magnetischen Moments des Neutrinos wurde der obere Grenzwert gewählt[2]:

$$\mu_\nu \leq 1.0 \cdot 10^{-10} \mu_B \quad (6.8)$$

In Abbildung 6.6 ist zu erkennen, dass die Zählrate durch einen Beitrag durch eine zusätzliche Wechselwirkung des Neutrinos mit einem magnetischen Moment oberhalb einer Energie von ~ 50 eV fast keine Rolle spielt, da die Zählrate für die kohärente Neutrinostreuung dort deutlich größer ist.

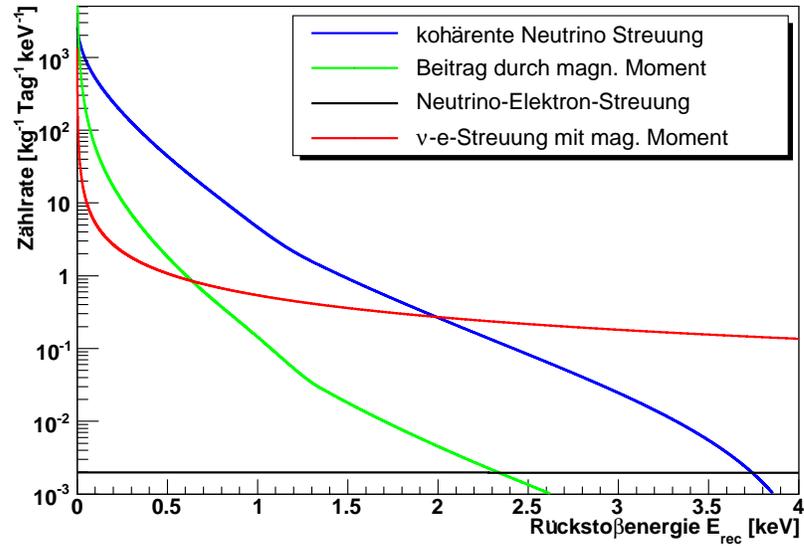


Abbildung 6.6: Erwartete Zählraten als Funktion der Rückstoßenergie für Ge. Die grüne Kurve stellt den zusätzlichen Beitrag für Neutrinos mit einem magnetischen Moment von $\mu_\nu = 1,0 \cdot 10^{-10} \mu_B$ dar. Die blaue Kurve entspricht der erwarteten Zählrate aus dem Standardmodell für die kohärente Neutrinostreuung. Die schwarze Kurve entspricht der erwarteten Zählrate für die Neutrinoelektronstreuung ohne magnetischem Moment, während die rote Kurve die Neutrinoelektronstreuung mit einem magnetischem Moment von $\mu_\nu = 1,0 \cdot 10^{-10} \mu_B$ darstellt.

Nur wenn die Energieschwelle unterhalb von ~ 50 eV liegt, kann man mit der kohärenten Streuung von Neutrinos am Atomkern Aussagen über die Existenz eines magnetischen Moments für Neutrinos treffen.

Bei der Neutrinoelektronstreuung ist die erwartete Zählrate für Neutrinos mit magnetischem Moment deutlich größer als für Neutrinos ohne magnetisches Moment. Aus der gemessenen Zählrate der Neutrinoelektronstreuung lässt sich damit eine Grenze für den Wert des magnetischen Moments des Neutrinos bestimmen.

6.3.3 Supernovaphysik

Die kohärente Neutrinostreuung spielt bei Supernovae vom Typ Ia[35] eine wichtige Rolle. Am Ende der Brenndauer eines massiven Sterns (~ 8 Sonnenmassen M_\odot) besteht der Kern des Sterns nur aus Eisen und Nickel. Da bei einer Massenzahl von $A \approx 60$ der maximale Wert der Bindungsenergie pro Nukleon erreicht wird, kann durch die Kernfusion von Fe oder Ni keine Energie gewonnen werden, weshalb die Kernfusion im Kern des Sterns

endet. Das Gleichgewicht aus Strahlungsdruck und Gravitation verschiebt sich deshalb zur Gravitation. Wenn die Masse des Fe/Ni-Kerns des Sterns größer als die Chandrasekhar-Grenzmasse¹³ ist, kommt es zum Gravitationskollaps des Fe/Ni-Kerns. Während des Gravitationskollaps steigt die Dichte im Fe/Ni-Kern auf $\rho \sim 10^{11} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ [5].

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutrinos mit Energien von $\sim 20 \text{ MeV}$ ¹⁴ an Eisenkernen beträgt $\sigma_{tot} \sim 10^{-39} \text{ cm}^2$. Damit ergibt sich für die mittlere freie Weglänge von Neutrinos im kollabierenden Fe/Ni-Kern:

$$\lambda = \frac{m_{\text{Fe}}}{\rho \sigma_{tot}} \sim 5 \text{ km} \quad (6.9)$$

wobei m_{Fe} die Masse eines Fe-Atomkerns ist. Die mittlere freie Weglänge ist für Neutrinos im kollabierenden Fe/Ni-Kern kleiner als der Durchmesser des Fe/Ni-Kerns. Die Neutrinos können im Mittel den Fe/Ni-Kern nicht ohne Wechselwirkung verlassen. Die Neutrinos thermalisieren also.

Der Fe/Ni-Kern kollabiert solange, bis seine Dichte den Wert der Atomkerndichte ($\rho \sim 10^{13} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) erreicht. Die mittlere freie Weglänge für Neutrinos liegt nun bei $\lambda \sim 10 \text{ m}$. Die Neutrinos können also den Fe/Ni-Kern nicht verlassen, bis durch die Deleptonisierung[35] schwere Atomkerne in Neutronen umgewandelt werden.

Die kohärente Neutrinostreuung könnte auch für die Beobachtung von Supernovae eingesetzt werden. Bei der Supernova SN1987a (Abstand $d \sim 50 \text{ kpc}$) betrug der über die Zeit integrierte Neutrinofluss auf der Erde $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ [5] mit einer durchschnittlichen Neutrinoenergie $E_\nu \sim 20 \text{ MeV}$. Für eine Typ II Supernova im Galaktischen Zentrum (Abstand $d \sim 10 \text{ kpc}$) würde man in einem Germaniumabsorberkristall 18 Ereignisse pro Tonne[5] erwarten. Diese 18 Ereignisse würden in einem Zeitraum von 10 s auftreten.

Wenn es gelingt, einen Detektor mit einer Absorbermasse von $\sim 1 \text{ Tonne}$ herzustellen, ist es möglich, Supernova-Neutrinos zu detektieren. Die durchschnittliche Rückstoßenergie, die die Supernova-Neutrinos erzeugen, würde $\sim 3,6 \text{ keV}$ [5] betragen. Der Detektor müsste also eine Energieschwelle von $\sim 1 \text{ keV}$ haben, um die Supernova-Neutrinos beobachten zu können.

¹³Die Chandrasekhar-Grenzmasse ist die Masse, bei der der Gravitationsdruck genauso groß ist wie der Fermidruck der Elektronen[35].

¹⁴Typischer Wert für Supernova-Neutrinos[5].

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die kohärente Neutrinostreuung an Atomkernen wird vom Standardmodell der Teilchenphysik vorhergesagt. Bei diesem Prozess wird ein Neutrino mit niedriger Energie ($E_\nu \lesssim 30$ MeV) an einem Atomkern gestreut. Die kohärente Neutrinostreuung ist ein neutraler Stromprozess der schwachen Wechselwirkung und ist deshalb unabhängig vom Neutrino flavour.

Bei der Streuung eines Neutrinos an einem Atomkern wird ein virtuelles Z^0 -Boson zwischen Neutrino und Atomkern ausgetauscht. Wenn die de Broglie-Wellenlänge dieses Z^0 -Bosons in derselben Größenordnung ist wie der Durchmesser des Atomkerns, wechselwirkt das Z^0 -Boson mit allen Nukleonen des Atomkerns gleichzeitig. Dadurch addieren sich alle Beiträge der einzelnen Nukleonen kohärent zum Gesamtwirkungsquerschnitt. Der Wirkungsquerschnitt der kohärenten Neutrinostreuung ist deshalb deutlich größer als die Wirkungsquerschnitte anderer Neutrinoprozesse, wie zum Beispiel der Neutrinoelektronstreuung.

Allerdings sind die Rückstoßenergien der Atomkerne sehr klein ($\lesssim 1$ keV), weshalb die kohärente Neutrinostreuung bis jetzt noch nie beobachtet wurde. Um die kohärente Neutrinostreuung nachweisen zu können, wird ein Detektor mit einer Energieschwelle von etwa 0,5 keV benötigt. In dieser Diplomarbeit wurde die Entwicklung von Kryodetektoren mit einer solch kleinen Energieschwelle beschrieben und die Funktion eines Kryodetektors und seiner Bestandteile detailliert diskutiert.

Es wurden insgesamt vier Kryodetektoren mit Ge-Absorbereinkristallen hergestellt und untersucht. Diese Detektoren unterscheiden sich hinsichtlich der Masse und der Oberflächenbeschaffenheit des Absorbereinkristalls. Außerdem wurde nur bei Detektor 4 das TES (**T**ransition **E**dge **S**ensor) direkt auf den Absorberkristall gedampft, während es bei den anderen Detektoren auf ein Si-Substrat gedampft und dann auf den Absorberkristall geklebt wurde. Es wurde ein Detektor mit einem Ge-Absorberkristall mit einer Masse von

0,8 g vorgestellt (Detektor 1, siehe Abschnitt 5.1). Das TES wurde bei diesem Detektor auf ein Si-Substrat gedampft, das dann auf den Ge-Einkristall geklebt wurde. Detektor 1 hatte eine Energieschwelle von 0,412 keV und eine Energieauflösung von 0,251 keV bei ~ 6 keV. Die Energieschwelle und die Energieauflösung wurden aus einem mit Detektor 1 aufgezeichneten ^{55}Mn -Röntgenspektrum bestimmt. Um das Verhalten dieses Detektors bei niedrigen Energien zu testen wurde eine Aluminium-Fluoreszenz-Quelle für niederenergetische Röntgenstrahlung aufgebaut und getestet. Bei dieser Quelle wird eine Aluminium-Folie mit Röntgenquanten aus einer ^{55}Fe -Quelle bestrahlt und dadurch in der Aluminium-Folie die charakteristische Röntgenstrahlung (K_α : 1,49 keV) von Aluminium angeregt. Diese Quelle ist bei weiteren Detektorentwicklungen zum Test des Verhaltens von Detektoren mit niedriger Energieschwelle von großem Vorteil.

Es wurden drei weitere Detektoren vorgestellt, die alle einen Ge-Kristall mit einer Masse von 3,2 g als Absorberkristall haben. Bei Detektor 2 (siehe Abschnitt 5.2) ist die Oberfläche des Kristalls rau, während die Kristalle von Detektor 3 (siehe Abschnitt 5.3) und Detektor 4 (siehe Abschnitt 5.4) poliert sind. Durch die unterschiedlichen Oberflächenbeschaffenheiten der Absorberkristalle kann auf den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit hinsichtlich Energieschwelle und Energieauflösung geschlossen werden.

Diese vier Detektoren unterscheiden sich außerdem hinsichtlich des TES. Nur bei Detektor 4 wurde das TES (Ir/Au-Film, \varnothing 1 mm) direkt auf den Absorberkristall aufgedampft. Bei Detektor 1, Detektor 2 und Detektor 3 wurde das TES (Ir/Au-Film, \varnothing 2 mm) jeweils auf ein kleines separates Si-Substrat aufgedampft. Diese Si-Substrate wurde dann auf den jeweiligen Absorberkristall geklebt. Aus dem Vergleich der Ergebnisse dieser drei Detektoren können also auch Rückschlüsse auf den Einfluss der Klebetechnik auf die Pulsform gezogen werden.

Mit den Detektoren 2, 3 und 4 wurde ein ^{55}Mn -Spektrum aufgezeichnet, um die Energieauflösung und die Energieschwelle zu bestimmen. Detektor 2 hat eine Energieschwelle von 2,23 keV und eine Energieauflösung von 1,05 keV bei 6 keV. Detektor 4 hat eine Energieschwelle von 1,05 keV und eine Energieauflösung von 1,32 keV bei 6 keV. Detektor 3 hat eine Energieschwelle von ~ 10 keV. Diese schlechte Energieschwelle ist auf elektrische Störungen zurückzuführen, die bei der Aufzeichnung des ^{55}Mn -Spektrums auftraten. Die Energieschwelle von Detektor 4 ist kleiner als die von Detektor 2. Allerdings konnte die Energieschwelle von Detektor 2 wegen elektrischer Störungen nur aus der Energieauflösung abgeschätzt werden.

Neben den Energieschwellen dieser 3 Detektoren wurden in Abschnitt 6.1 auch ihre Pulsformen miteinander verglichen. Bei diesem Vergleich hat sich gezeigt, dass die Pulsformen der Detektoren 2, 3 und 4 fast identisch

sind. Daraus lässt sich folgern, dass die Oberflächenbeschaffenheit sowie die Klebung fast keinen Einfluss auf die Pulsform haben. Diese Erkenntnis lässt sich dadurch erklären, dass die Wellenlänge von athermischen Phononen mit einer Frequenz von $\sim 0,5$ THz bei einer Schallgeschwindigkeit von $\sim 3000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ im Nanometerbereich liegt, während die Größe der rauen Oberflächenstruktur hingegen im Mikrometerbereich liegt. Die Oberflächenstruktur beeinflusst die Phononen bei Streu- und Zerfallsprozessen an den Oberflächen daher nur geringfügig.

Aus den unterschiedlichen Energieschwellen und den thermischen Abfallszeiten der Pulse der drei Detektoren kann man Aussagen über den Einfluss der Klebetechnik treffen. Die angewendete Klebetechnik hat keinen signifikanten Einfluss auf die Pulsform, da die Pulsformen von den Detektoren 2, 3 und 4 nahezu identisch sind. Aus den fast identischen athermischen Abfallszeiten τ_n dieser drei Detektoren kann man schließen, dass die athermischen Phononen durch die Klebung nicht beeinträchtigt werden. Allerdings stellt die Klebung einen zusätzlichen thermischen Widerstand[32] dar, da die thermische Abfallszeit von Detektor 4 mit dem direkt aufgedampften TES kürzer ist als die thermischen Abfallszeiten der beiden anderen Detektoren. Der Einfluss der Klebung auf die Energieschwelle bei Kristallen mit größerer Masse sollte durch zusätzliche Experimente genauer geklärt werden.

Um die Energieschwelle noch weiter zu senken, wurde in Abschnitt 6.2.1 der mögliche Einsatz von Phononenkollektoren[21][22][20] beschrieben. Durch die Phononenkollektoren wird die Phononensammeleffizienz erhöht, da die effektive Kontaktfläche zwischen TES und Absorberkristall erhöht wird. Dadurch wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert und dadurch die Energieschwelle gesenkt. In Abschnitt 6.2.2 wurde auch der Einsatz des Neganov-Luke-Effekts[27][28][29] zur Verstärkung des Phononensignals besprochen. Dadurch kann für Detektoren mit Absorberkristallen aus Halbleitermaterialien die Energieschwelle weiter gesenkt werden.

Für die weitere Detektorentwicklung kann auch der Einsatz von anderen Absorbermaterialien wie Silizium oder Saphir überprüft werden. Mit einem 262 g schweren Saphir-Absorberkristall wurde eine Energieschwelle von ~ 500 eV erreicht[36]. Beim gleichzeitigen Einsatz von mehreren Absorbermaterialien kann aus dem Vergleich der unterschiedlichen Spektren der unterschiedlichen Materialien die Sensitivität des Experiments auf die kohärente Neutrinostreuung erhöht werden.

In dieser Diplomarbeit wurden die erwarteten Zählraten für Reaktor-neutrinos und Neutrinos aus einer Spallationsneutronenquelle berechnet (siehe Kapitel 2). Wegen der deutlich größeren Zählraten ist es sinnvoll, ein Experiment zum Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung an einem Kernkraftwerk mit einer thermischen Leistung von ~ 2 GW in einem Abstand

von ~ 20 m zum Reaktorkern zu planen. In diesem Abstand beträgt der Neutrinofluss $\Phi(E_\nu) = 10^{13} \frac{\nu_e}{\text{cm}^2\text{s}}$. Im Abschnitt 6.2.3 wurden die unterschiedlichen Arten von Untergrund, die für ein solches Experiment zu erwarten sind, behandelt. Dabei hat sich gezeigt, dass Untergrund durch kosmische Strahlung und Umgebungsradioaktivität für nicht zu große Detektoren keine Rolle spielen, da diese Untergründereignisse deutlich größere Energien haben, als die durch kohärente Neutrinostreuung hervorgerufenen Rückstoßenergien. Der mögliche Einfluss radioaktiver Verunreinigungen der Detektormaterialien muss allerdings noch genauer untersucht werden. Die meisten Neutronen, die aus dem Reaktor entweichen, haben thermische Energien (~ 25 meV). Die Energie, die von diesen thermischen Neutronen im Detektor deponiert wird, liegt unter der Energieschwelle. Deshalb sind thermische Neutronen keine Untergrundquelle für den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung. Schnelle Neutronen mit Energien von einigen 10 keV deponieren im Kristall dieselbe Energie wie Neutrinos. Diese schnellen Neutronen können aber durch eine 50 cm bis 1 m dicke Polyethylenabschirmung moderiert werden. Die Untergrundrate von Ereignissen, die nicht durch den Kernreaktor erzeugt werden, kann genau bestimmt werden, wenn der Reaktor nicht in Betrieb ist (Wechsel der Brennstäbe, Wartungsarbeiten).

Wie bereits erwähnt, wird die kohärente Neutrinostreuung vom Standardmodell vorhergesagt. Durch den Nachweis der kohärenten Neutrinostreuung wird daher das Standardmodell getestet. Durch die Vermessung ihres Wirkungsquerschnitts kann zusätzlich auch die Existenz von Neutrinoeigenschaften überprüft werden, die nicht im Standardmodell enthalten sind.

Im Standardmodell wird das Neutrino als punktförmiges Teilchen angenommen. In Abschnitt 6.3.1 wird der Einfluss eines effektiven Radius der schwachen Ladung des Neutrinos auf den Wirkungsquerschnitt der kohärenten Neutrinostreuung beschrieben. Durch die Vermessung des Wirkungsquerschnitts der kohärenten Neutrinostreuung kann also die Annahme von punktförmigen Neutrinos getestet werden.

Eine Erweiterung des Standardmodells wären Neutrinos mit magnetischem Moment. Für diese Neutrinos gibt es einen zusätzlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt für die kohärente Neutrinostreuung an Atomkernen der in Abschnitt 6.3.2 beschrieben wird. Dieser zusätzliche Beitrag ist aber nur bei Rückstoßenergien unterhalb von ~ 50 eV (für Ge-Absorberkristalle) zu beobachten. Wenn die Energieschwelle des Detektors über ~ 50 eV liegt, ist also der zusätzliche Beitrag durch ein magnetisches Moment des Neutrinos nicht zu beobachten. Bei Neutrinoelektronstreuung wäre jedoch die erwartete Zählrate für Neutrinos mit magnetischem Moment deutlich höher als für Neutrinos ohne magnetisches Moment.

Neben den Erweiterungen des Standardmodells spielt die kohärente Neu-

trinstreuung auch eine große Rolle sowohl bei der Beobachtung, als auch beim Ablauf von Supernovae. Der Einfluss der kohärenten Neutrinstreuung auf den Ablauf einer Supernova vom Typ IIa ist in Abschnitt 6.3.3 beschrieben. Durch den relativ großen Wirkungsquerschnitt und der quadratischen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Neutronenzahl, werden die Neutrinos beim Gravitationskollaps des Fe/Ni-Kerns eines massiven Sterns durch die kohärente Neutrinstreuung im Fe/Ni-Kern gefangen, bis ein großer Teil der Eisen und Nickelatome in Neutronen umgewandelt wurden. Für eine Typ IIa Supernova im Galaktischem Zentrum werden durch kohärente Neutrinstreuung ~ 18 Ereignisse pro Tonne Ge-Absorber erwartet. Eine so große Absorbermasse muss auf viele Kryodetektoren verteilt werden. Die kohärente Neutrinstreuung ist außerdem unabhängig vom Neutrino flavour und damit nicht sensitiv auf Neutrinooszillationen. Mit der kohärenten Neutrinstreuung kann also der Gesamtfluss von Supernova-Neutrinos ermittelt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Ergebnisse dieser Diplomarbeit vielversprechend sind für die weitere Entwicklung und den Einsatz von Kryodetektoren zum Nachweis der kohärenten Neutrinstreuung an Atomkernen. Darüber hinaus kann mit diesen Kryodetektoren das Standardmodell der Teilchenphysik auf Erweiterungen getestet werden. Zusätzlich könnte man mit Kryodetektoren dieser Größe das Neutrinosignal von Supernovae beobachten.

Anhang A

Tabellen mit den Koeffizienten für die Anisotropie

Tabelle A.1: Werte für U_2F_2 und U_4F_4 [26]

U_2F_2	-0,42056
U_4F_4	-0,24280

Tabelle A.2: Werte für die benötigten Wigner-3j-Symbole

$k \backslash m$	-5	-4	-3	-2
2	0,229014	-0,0915057	-0,0152676	0,0916057
4	0,118262	0,118262	-0,118262	0,0197104

$k \backslash m$	-1	0	1	2
2	-0,137409	0,152676	-0,137409	0,0916057
4	0,0788417	-0,118262	0,0788417	0,0197104

$k \backslash m$	3	4	5	
2	-0,0152676	-0,0915057	0,229014	
4	-0,118262	0,118262	0,118262	

Anhang B

Messung des ^{60}Co -Spektrums mit einem Photomultiplier und NaJ-Kristall

Für die Tests des Detektorsystems aus Photomultiplier und NaJ-Kristall wurde eine ^{60}Co -Quelle verwendet. Der Aufbau dieser Messung ist in Abbildung B.1 zu sehen. Bei der Messung betrug der Abstand zwischen ^{60}Co -Quelle

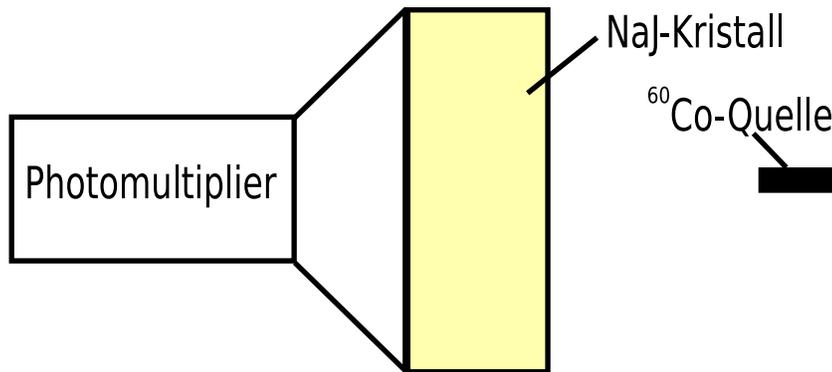


Abbildung B.1: *Aufbau für den Photomultipliertest. Der Abstand zwischen der ^{60}Co -Quelle und dem NaJ-Kristall beträgt ~ 20 cm.*

und NaJ-Kristall ~ 20 cm. Bei diesem Abstand betrug die Zählrate in den beiden ^{60}Co -Peaks insgesamt ~ 27 Hz. Der Abstand zwischen Quelle und NaJ-Kristall wird allerdings bei den Messungen für die Thermometerkalibrierung etwas größer sein (~ 50 cm). Außerdem befinden sich noch die Wände des Kryostaten zwischen Quelle und Photomultiplier.

Für die Thermometerkalibrierung wird die Intensität der γ -Strahlung der ^{60}Co -Quelle benötigt. Der Untergrund durch kosmische Höhenstrahlung und

natürliche Radioaktivität verfälscht allerdings das Ergebnis der Kalibrierung. Aus diesem Grund muss ein Untergrundspektrum, also ein Spektrum ohne Quelle, und ein Spektrum mit der ^{60}Co -Quelle aufgezeichnet werden. Aus der Differenz der beiden Spektren ergibt sich dann ein Spektrum, das nur von der γ -Strahlung der ^{60}Co -Quelle herrührt.

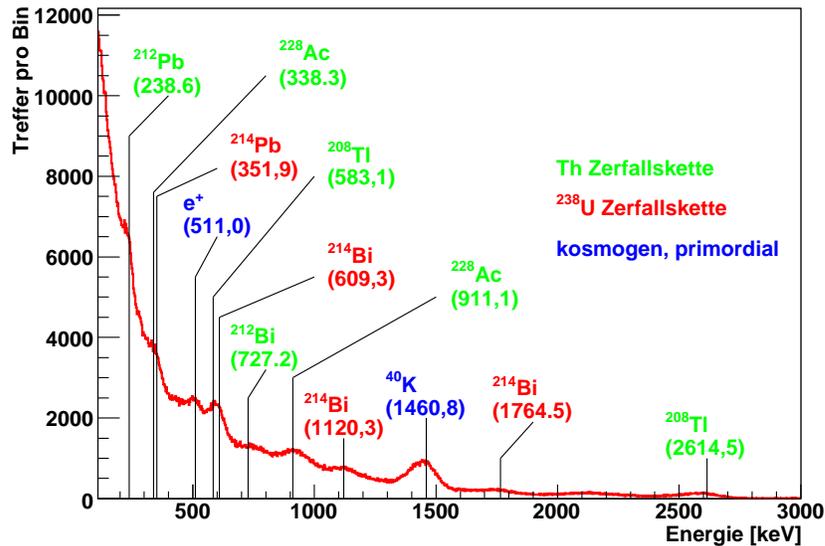


Abbildung B.2: Untergrundspektrum nach 24 h Messzeit. In diesem Spektrum finden sich Peaks, die von Elementen der ^{232}Th - oder ^{238}U -Zerfallskette erzeugt wurden. Der Peak bei 511 keV entsteht durch die Annihilation von Positronen, die von Myonen aus der kosmischen Strahlung erzeugt wurden, und Elektronen. Der ^{40}K -Peak bei ~ 1460 keV ist deutlich ausgeprägt, da sich aufgrund der chemischen Ähnlichkeit im NaJ-Kristall einige K-Atome auf Na-Gitterplätzen befinden.

In Abbildung B.2 ist ein Untergrundspektrum zu sehen, das während einer 24 h Messung mit dem Photomultiplier (Abbildung B.1) aufgezeichnet wurde. Die meisten der in diesem Spektrum vorhandenen Linien können Elementen der ^{232}Th -Zerfallskette oder der ^{238}U -Zerfallskette, also natürlicher Radioaktivität, zugeordnet werden. Die Linie bei 511 keV entsteht bei der Annihilation von Positronen und Elektronen. Dabei kann die Annihilation im NaJ-Kristall oder im umgebenden Material stattfinden, wobei in beiden Fällen nur eines der beiden γ -Quanten detektiert wird. Die Positronen entstehen bei der Paarerzeugung durch Myonen aus der kosmischen Strahlung. Der Peak bei 1460 keV entsteht durch den Zerfall von primordialem ^{40}K . Wegen der chemischen Ähnlichkeit von Na und K, sitzt im NaJ-Kristallgitter an einigen Stellen anstelle eines Na-Atoms ein K-Atom. Bei einigen dieser

K-Atome handelt es sich um das radioaktive Isotop ^{40}K , bei dessen Zerfall in ^{40}Ar γ -Quanten mit 1460 keV emittiert werden.

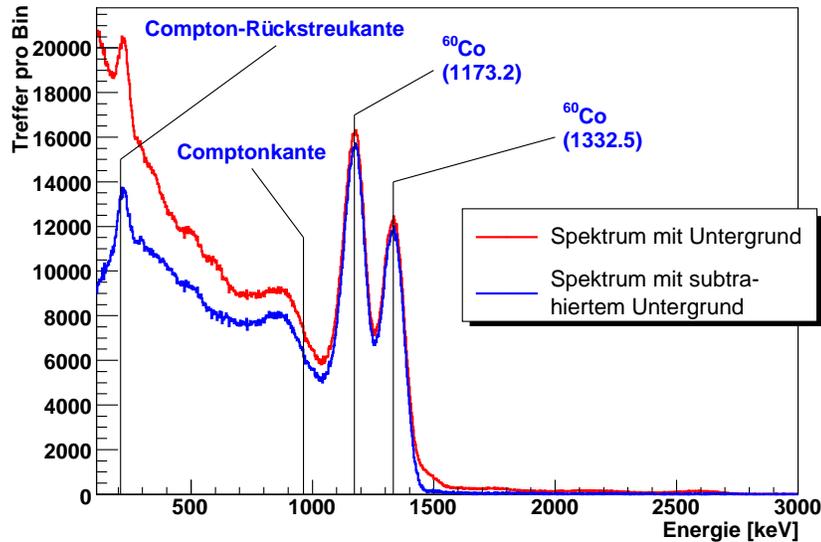


Abbildung B.3: γ -Spektrum einer ^{60}Co -Quelle. Die Messzeit betrug 24 h. Die Comptonkante und Comptonrückstreukante gehören zur niederenergetischen Linie bei 1173,2 keV. Die Rückstreukante ist sehr ausgeprägt, da die Rückstreukanten beider Peaks nahezu zusammenfallen. Das blaue Spektrum ist das ^{60}Co -Spektrum nach Subtraktion des Untergrundspektrums aus Abbildung B.2.

In Abbildung B.3 ist das Spektrum der ^{60}Co -Quelle zu sehen, die für die Thermometerkalibrierung verwendet wird. Die Messzeit betrug bei diesem Spektrum ebenfalls 24 h, um dieses Spektrum mit dem Untergrundspektrum (Abbildung B.2) zu vergleichen. Das rote Spektrum ist dabei ein Spektrum mit Untergrund, während beim blauen Spektrum der Untergrund (Abbildung B.2) abgezogen wurde. Die beiden Linien bei 1173,2 keV und 1332,5 keV entstehen beim Zerfall von ^{60}Co zu ^{60}Ni (Abbildung 4.1). Die Comptonkante bzw. Comptonrückstreukante beziehen sich auf die Linie bei 1173,2 keV. Dabei gilt für die Energie $E_{\text{Comptonkante}}$ der Comptonkante einer γ -Linie mit Energie E_γ :

$$E_{\text{Comptonkante}} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos \pi)} \right) \quad (\text{B.1})$$

wobei $m_e = 511$ keV die Ruhemasse des Elektron ist.

Die Comptonrückstreukante entsteht, wenn γ -Quanten zunächst ohne Energie zu deponieren den NaJ-Kristall verlassen, dann aber im Material

hinter dem NaJ-Kristall Compton-rückgestreut werden und dann im NaJ-Kristall ihre gesamte Energie deponieren. Für die Energie $E_{\text{Rückstreuante}}$ der Comptonrückstreuante einer γ -Linie mit Energie E_γ gilt:

$$E_{\text{Rückstreuante}} = E_\gamma - E_{\text{Comptonkante}} = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos \pi)} \quad (\text{B.2})$$

Da die Comptonrückstreuante von beiden ^{60}Co -Linien sehr nahe beieinander liegen (209,8 keV für die 1173,2 keV Linie und 214,4 keV für die 1332,5 keV Linie), ist die Comptonrückstreuante in Abbildung B.3 erhöht.

Die Energiekalibrierung des ^{60}Co -Spektrums in Abbildung B.3 wurde nur mit Hilfe der beiden ^{60}Co -Linien durchgeführt. Diese Energiekalibrierung wurde auch für das Untergrundspektrum in Abbildung B.2 verwendet. Am Untergrundspektrum lässt sich gut erkennen, dass die Linearität des Photomultipliers relativ gut ist. So stimmt die Energiekalibrierung sowohl bei niedrigen Energien (z.B. 511 keV durch die Annihilation von e^+) als auch bei hohen Energien (z.B. 2614,5 keV aus dem Zerfall von ^{208}Tl).

Bei weiteren Tests tauchte allerdings ein Problem auf. Die Amplitude des Ausgangssignals des Photomultipliers ist abhängig von der Temperatur und der Luftfeuchtigkeit. Damit verschiebt sich die Energiekalibrierung von einer Messung zur anderen. Es ist also schwierig zwei Messungen zu vergleichen. Um dieses Problem zu umgehen, wurde der gesamte Aufbau, also der Photomultiplier mit NaJ-Kristall und die ^{60}Co -Quelle, in einer großen Holzkiste aufgebaut. Die Wände der Holzkiste wurden zusätzlich mit Styropor verkleidet. Dieser Aufbau ist in Abbildung B.4 zu sehen.

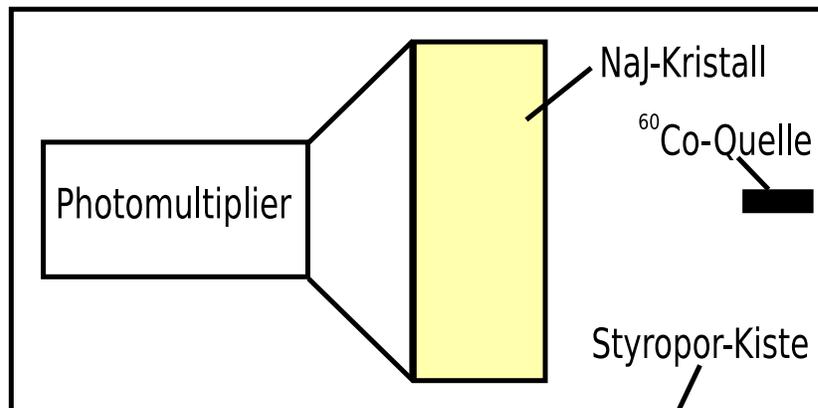


Abbildung B.4: Veränderter Versuchsaufbau zur Verbesserung der Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsstabilität des Photomultipliers. Der Aufbau wurde mit einer thermischen Isolation (Styropor-Kiste) versehen.

Durch den veränderten Aufbau konnte die Abhängigkeit der Amplitude des Ausgangssignals von Temperatur und Luftfeuchtigkeit zwar nicht ganz aufgehoben, aber doch deutlich abgeschwächt werden. Die Zählrate in den beiden ^{60}Co -Peaks ändert sich in diesem Aufbau um ~ 2 Hz bei einer Temperaturänderung von $\sim 10^\circ$. Diese Temperaturabhängigkeit kann allerdings auch durch eine Temperaturabhängigkeit der Hochspannungsquelle und des Hauptverstärkers bedingt sein. Da die Thermometerkalibrierung aber nicht länger als wenige Tage dauert, lässt sie sich mit der Styroporkiste durchführen, ohne dass die Abhängigkeit von Temperatur und Luftfeuchtigkeit das Ergebnis zu stark verfälscht.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Diagramm zur kohärenten Neutrinostreuung am Atomkern	2
2.1	Veranschaulichung der Integrationsgrenzen von Gleichung (2.9)	7
2.2	Reaktor-neutrinospetren nach unterschiedlichen Betriebsdauern des Reaktors	9
2.3	Berechnete Zählraten als Funktion der Rückstoßenergie für unterschiedliche Materialien bei einem Experiment mit Reaktor-neutrinos	11
2.4	Berechnete Zählrate für unterschiedliche Materialien an der Spallationsquelle	13
2.5	Integrierte Zählrate als Funktion der Energieschwelle E_{th} . . .	15
2.6	Integrierte Zählrate als Funktion der Energieschwelle E_{th} (vergrößerter Ausschnitt zwischen 0 und 2 keV)	16
3.1	Schematischer Aufbau eines Kryodetektors	20
3.2	Phononen-Dispersionsrelationen eines eindimensionalen 2-atomigen ($M_1 = 2M_2$) Kristallgitters	21
3.3	Spezifische Wärme von Germanium in der Debye-Näherung . .	23
3.4	Gitterschwingungen mit unterschiedlichen Wellenvektoren . . .	25
3.5	Puls mit athermischen und thermischem Anteil	26
3.6	Pulse mit unterschiedlichen Verhältnissen von thermischen zu athermischen Phononen	27
3.7	Typischer Phasenübergang von Supraleitung zu Normalleitung	28
3.8	Stromkreis für die Messung des veränderlichen TES-Widerstands R_T	29
3.9	Aufbau eines Ir/Au Films mit einer kritischen Temperatur T_c von ~ 40 mK	31
3.10	Schattenmaske für 3x5 mm Substrate	32
4.1	Zerfallsschema für ^{60}Co	36

4.2	Anisotropie der γ -Strahlung einer ^{60}Co -Quelle unter verschiedenen Winkeln	39
4.3	Simulierte Temperaturwerte für 5-minütige und 10-minütige Messungen des ^{60}Co -Spektrums bei 10 mK	41
4.4	Simulierte Anisotropie- und Temperaturfehler (10 min)	42
4.5	Simulierte Anisotropie- und Temperaturfehler (5 min)	43
4.6	Foto des Ge-Halbleiterdetektor, der für die Thermometerkalibrierung verwendet wurde	44
4.7	Referenz ^{60}Co -Spektrum bei Raumtemperatur	45
4.8	Veranschaulichung der Untergrundsubtraktion	46
4.9	^{60}Co -Spektrum bei 6,5 mK	47
4.10	Gemessene Anisotropien und die daraus bestimmten Temperaturen	47
4.11	Thermometerkalibrierung eines Speer-Thermometers	48
5.1	Foto von Detektor 1	53
5.2	Aufbau eines Kryodetektors	54
5.3	supraleitender Phasenübergang von Detektor 1	55
5.4	Position der ^{55}Fe Quelle	56
5.5	Pulshöhenspektrum der Rohdaten	57
5.6	Puls mit Flussquantenverlust	57
5.7	Baseline-Differenz	58
5.8	Trennung von verschiedenen Pulsklassen durch ihre Abfallszeiten	59
5.9	Resultat des Template-Fits	60
5.10	^{55}Mn -Röntgenspektrum mit Detektor 1	61
5.11	Aufbau einer Aluminium-Fluoreszenzquelle	63
5.12	Spektrum der Aluminium-Fluoreszenzquelle	64
5.13	Foto von Detektor 2	66
5.14	Supraleitender Phasenübergang von Detektor2	67
5.15	^{55}Mn -Röntgenspektrum aufgezeichnet mit Detektor 2	68
5.16	^{137}Cs -Spektrum aufgezeichnet mit Detektor 2	69
5.17	Myonenspektrum aufgezeichnet mit Detektor 2	69
5.18	Foto von Detektor 3	71
5.19	Phasenübergang von Detektor 3	72
5.20	Myonenspektrum aufgezeichnet mit Detektor 3	73
5.21	Foto von Detektor 4	74
5.22	Phasenübergang von Detektor 4	74
5.23	^{55}Mn -Spektrum aufgezeichnet mit Detektor 4	75
5.24	Mit Detektor 4 aufgezeichnetes Myonenspektrum	76
6.1	Standardpuls von Detektor 2	79

6.2	Standardpuls von Detektor 3	80
6.3	Standardpuls von Detektor 4	80
6.4	Schematischer Aufbau eines Detektors mit Phononenkollektoren	85
6.5	Identifizierung des Comptonuntergrund mit einer Detektor- Matrix	88
6.6	Erwartete Zählraten für die kohärente Neutrinoelastische Streuung und die Neutrinoelektronstreuung mit und ohne magnetischem Mo- ment	92
B.1	Aufbau für den Photomultipliertest	III
B.2	Untergrundspektrum	IV
B.3	^{60}Co -Spektrum	V
B.4	Aufbau mit Styroporkiste	VI

Tabellenverzeichnis

1.1	Obere Grenze für E_ν	4
2.1	Maximal mögliche Rückstoßenergie E_{rec}^{max} bei $E_\nu=29,89$ MeV für unterschiedliche Elemente	14
3.1	Debye-Temperaturen Θ_D unterschiedlicher Materialien	23
4.1	^{60}Co -Zählraten für unterschiedliche Messzeiten	41
4.2	Simulierte Werte für Temperatur T und Anisotropie W	43
4.3	Werte der Fitparameter für die Thermometerkalibrierung	48
5.1	Unterschiedliche Kryodetektoren mit ihren Eigenschaften	52
6.1	Daten der vier Detektoren	78
6.2	Werte der Fitparameter für den Pulsformvergleich	81
A.1	Werte für U_2F_2 und U_4F_4	I
A.2	Wigner-3j-Symbole	I

Literaturverzeichnis

- [1] A. DRUKIER, et al., Phys. Rev. D **30**, 2295 (1984)
- [2] K. SCHOLBERG, Phys. Rev. D **73**, 033005 (2006)
- [3] B. CABRERA, et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 25 (1985)
- [4] P. VOGEL et al., Phys. Rev. D **39**, 3378 (1989)
- [5] L. OBERAUER, Prog. Part. Nucl. Phys. **48**, 301 (2002)
- [6] ν -SNS INSTRUMENT DEVELOPMENT TEAM, Proposal for a Neutrino Facility at the Spallation Neutron Source, <http://www.phy.ornl.gov/nusns> (2005)
- [7] S. EIDELMAN, et al., Phys. Lett. **B 592**, 1 (2004)
- [8] H.T. WONG, et al., Jour. Phys. Conf. Ser. **39**, 266 (2006)
- [9] O. TENGBLAD, et al., Nucl. Phys. A **503** Issue 1, 136 (1989)
- [10] J.-C. LANFRANCHI et al., Nucl. Instr. and Meth. A **520**, 135 (2004)
- [11] G. ANGLOHER et al., Astro. Phys. **23**, 325 (2005)
- [12] V. SANGLARD et al., Phys. Rev. D **71**, 122002 (2005)
- [13] D.S. AKERIB et al., Phys. Rev. D **72**, 052009 (2005)
- [14] A. BUENO, et al., Phys. Rev. D **74**, 033010 (2006)
- [15] P.S. BARBEAU, et al., Jour. Cosm. Astro. Phys. **09**, 009 (2007)
- [16] O.V. LOUNASNAA, *Experimental Principles and Methods below 1 K*, Academic Press, inc., Orlando (1974)
- [17] A. CEZAIIRLIYAN, et al., *Specific Heat of Solids*, edt C.Y. Ho, Hemshire Publishing Corporation, New York (1988)

- [18] C. KITTEL, *Einführung in die Festkörperphysik*, 14. Auflage, Oldenbourg, München, (2006)
- [19] F. PRÖBST et al., *Jour. Low Temp. Phys.* **100**, 69 (1995)
- [20] W. WESTPHAL, Dissertation in Vorbereitung, Physik Department, Technische Universität München (2007)
- [21] M. STARK, Dissertation, Physik Department, Technische Universität München (2005)
- [22] B. Cabera, in: *Proc. 8th Int. Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-8)*, 1999, Dalfsen, eds. Piet de Korte and Tone Peacock, North Holland (2000); p.304
- [23] U. NAGEL, et al., *Jour. Low Temp. Phys.*, **96**, 543, (1993)
- [24] D.S.BETTS, *Refrigeration and Thermometry below one Kelvin*, ed. D.F.Brewer, Sussex University Press, London (1976)
- [25] E. BROWNE, et al.: *Table of Isotopes*, 7. Edition, eds. C.M. Lederer and V.S. Shirley, John Wiley & sons, New York (1978)
- [26] P.M. BERGLUND et al., *Jour. Low Temp. Phys.* **6**, Nr.3/4, (1972)
- [27] B. NEGANOV et al., UdSSR Patent Nr. 1037771 (1981)
- [28] B. NEGANOV et al., *Otkryia i izobreteniya* **146**, 215 (1985)
- [29] P.N. LUKE, *Jour. Appl. Phys.* **64**, 6858 (1988)
- [30] J. JOCHUM, Dissertation, Physik Department, Technische Universität München (1994)
- [31] H. KRAUS, Dissertation, Physik Department, Technische Universität München (1989)
- [32] S. ROTH, Diplomarbeit, Physik Department, Technische Universität München (2007)
- [33] P. VOJTYLA, *Nucl. Instr. Meth. B*, **100**, 87 (1995)
- [34] J. PAPAVALASSIOU et al., hep-ph/0512029v1 (2005)
- [35] S.E. WOOSLEY et al., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002)

- [36] M. SISTI et al., *Proceedings of the Seventh International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-7)*, ed. S. Cooper, Published by Max Planck Institute of Physics, München, (1997); p.232

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich beim Verfassen dieser Diplomarbeit tatkräftig unterstützt haben. Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Franz von Feilitzsch für die Aufnahme an seinem Lehrstuhl E15 bedanken. Außerdem möchte ich mich bei ihm für die vielen Diskussionen, auch zu nicht-physikalischen Themen bedanken.

Desweiteren möchte ich mich bei meinen Betreuern Prof. Lothar Oberauer und Dr. Jean-Côme Lanfranchi für die interessante Themenstellung dieser Diplomarbeit bedanken. Ich möchte mich insbesondere bei Prof. Oberauer für die Anregungen und Hilfestellungen bei theoretischen Überlegungen zur kohärenten Neutrino-Streuung und den Berechnungen der erwarteten Zählraten bedanken. Bei Dr. Lanfranchi möchte ich mich für die Hilfestellungen und Erklärungen zum Bau und Betrieb von Kryodetektoren bedanken.

Darüberhinaus möchte ich mich bei Dr. Walter Potzel bedanken, der mir mit seinem großem Hintergrundwissen bei einigen Diskussionen über die physikalische Bedeutung meiner Messdaten sehr hilfreich war. Außerdem waren die gründlichen Korrekturen und Anregungen beim Verfassen dieser Diplomarbeit unerlässlich für das Gelingen dieser Arbeit. Fürs Korrekturlesen danke ich mich ebenfalls bei Dr. Lanfranchi, Prof. Oberauer, Sebastian Pfister, Sabine Roth und Xaver Steemann.

Ebenfalls möchte ich mich bei Wolfgang Westphal und Christian Isaila dafür bedanken, dass sie mich tatkräftig bei der Herstellung von Kryodetektoren unterstützt haben. Außerdem möchte ich mich bei ihnen für die Einführung und viele Tipps zur Tieftemperaturphysik und den Umgang mit Kryostaten bedanken. Desweiteren möchte ich mich bei ihnen dafür bedanken, dass sie mir sowohl bei der Datenaufnahme wie bei der Datenauswertung und der Interpretation der Daten geholfen haben.

Ein großes Dankeschön geht auch an die Mitarbeiter der Werkstatt Harald Hess, Erich Seitz und Thomas Richter, die mich ebenfalls bei der Herstellung von Kryodetektoren unterstützt haben. Auch möchte ich mich bei Hermann

Hagn und Norbert Gärtner für ihre Unterstützung bei elektronischen und technischen Problemen bedanken. Bei den Mitarbeitern des Kristalllabors möchte ich mich ebenfalls bedanken, da ohne ihren Einsatz beim Bearbeiten von Kristallen die Herstellung von Kryodetektoren nicht möglich gewesen wäre.

Ebenso möchte ich mich bei unseren beiden Sekretärinnen Beatrice van Bellen und Alexandra Földner bedanken, die mir sehr viel beim Ausfüllen diverser Reiseabrechnungen und anderer Formulare geholfen haben.

Bei meinen Zimmerkollegen Nils Haag, Martin Hofmann und Patrik Pfahler möchte ich mich besonders dafür bedanken, dass sie es ein Jahr mit mir ausgehalten haben und für jeden Spaß zu haben waren.

Bei Christian Ciemniak, Nils Haag, Harald Hess, Martin Hofmann, Timo Lewke, Quirin Meindl, Wolfgang Westphal, Jürgen Winter und Michael Wurm möchte ich mich für ihren Einsatz beim Kickern und in der E15-Fussballmannschaft bei Uni-Tunier (auch wenns leider nur zu einem 0:1 gereicht hat) danken.

Außerdem möchte ich mich bei meiner Familie, meinen Freunden und meinen Mannschaftskollegen beim EHC 90 Taufkirchen dafür bedanken, dass sie mir zu Abwechslung und Abstand vom Uni-Alltag verholfen haben, was unerlässlich dafür war, neue Energie und Motivation für das Verfassen der Diplomarbeit zu schöpfen.

Abschließend möchte ich noch einmal allen Mitarbeitern des E15 danken für ein schönes Jahr mit einem hervorragendem Arbeitsklima, lustigen Feiern, und anregenden Diskussionen über das Universum und den ganzen Rest:

Vielen, vielen Dank!