

Untersuchung der Abschirmung UV-Licht-induzierter Elektronen am **KATRIN-Hauptspektrometer**

Investigation of the shielding factor of UV-light-induced electrons at the KATRIN main spectrometer

> Masterarbeit von

Johannes Michael Weis

An der Fakultät für Physik Institut für experimentelle Kernphysik

Erstgutachter:

Zweitgutachter:

Betreuende Mitarbeiter: Dipl.-Phys. Daniel Hilk

Prof. Dr. Guido Drexlin

Prof. Dr. Ulrich Husemann

Dr. Florian Fränkle

Bearbeitungszeitraum: 11. August 2014 - 11. August 2015

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt, alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht und keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

> Johannes Weis Karlsruhe, den 11. August 2015

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Messungen zur Abschirmung niederenergetischer, UV-Licht-induzierter Elektronen im Hauptspektrometer des KATRIN-Experiments beschrieben. Das KATRIN-Experiment (**Ka**rlsruhe-**Tri**tium-**N**eutrino-Experiment) ist ein derzeit im Aufbau befindliches Experiment zur Bestimmung der Elektronneutrinomasse mit dem Tritium-Betazerfall. Es hat das Ziel, die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von $m(\nu_e) = 0.2 \text{ eV/c}^2$ (90% C. L.) zu messen.

Um diese Sensitivität zu erreichen, ist eine maximale Untergrundrate von 10 mcps innerhalb des Hauptspektrometers erforderlich. Eine Quelle für Untergrundelektronen stellen niederenergetische Sekundärelektronen dar, die beispielsweise durch kosmische Myonen aus der Edelstahlwand des Hauptspektrometers ausgelöst werden. Zur Abschirmung dieser Elektronen befindet sich innerhalb des Spektrometers ein aus zwei Lagen dünner Drähte bestehendes Innere-Elektroden-System. Durch das Anlegen eines im Verhältnis zur Spektrometerwand leicht negativeren Potentials auf diesen Drähten werden die Sekundärelektronen am Eindringen in das Spektrometervolumen gehindert. Die zweite, weiter innen liegende Drahtlage hat u. a. die Aufgabe, Sekundärelektronen, die in den Drähten der ersten Drahtlage und in den Haltestrukturelementen des Innere-Elektroden-Systems entstehen, abzuschirmen. Die Abschirmeffizienz dieser zweiten Drahtlage wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Zu diesem Zweck wurden zusätzliche, niederenergetische Elektronen mit einer kinetischen Energie von 1,1 eV durch einen UV-Laser mittels des Photoeffekts erzeugt.

Um die Abschirmung dieser Elektronen mit der inneren Drahtlage zu testen, wurden Messungen bei verschiedenen Potentialdifferenzen zwischen der inneren und der äußeren Drahtlage durchgeführt. Die bei einem bestimmten Potentialunterschied gemessene Elektronenrate wurde mit derjenigen ohne Potentialunterschied verglichen. Bei einer speziellen, asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration, bei der magnetische Feldlinien die Hauptspektrometerwand direkt mit dem Detektor des KATRIN-Experiments verbinden, wurden gute Abschirmeffizienzen der inneren Drahtlage gemessen. Bei einem Potentialunterschied von 2 V gelangten nur noch zwischen 2 und 9 % der ursprünglichen Elektronen bis zum Detektor. Bei einem Potentialunterschied von 50 V waren dies zwischen 0,1 und 0,6 %. Einzelne Teile der Haltestruktur, die sog. Drahtkämme, konnten jedoch mit der inneren Drahtschicht kaum abgeschirmt werden. Messungen bei einer symmetrischen Standardmagnetfeldkonfiguration des KATRIN-Experiments ergaben starke Hinweise, dass ebenfalls eine gute Abschir-

meffizienz erreicht wurde. Eine genaue Messung der Abschirmeffizienz war bei dieser Magnetfeldkonfiguration jedoch nicht möglich. Dennoch konnte mit dieser Arbeit bestätigt werden, dass die innere Drahtlage niederenergetische Sekundärelektronen gut abschirmen kann.

Nach einer Einführung in die Neutrinophysik in Kapitel 1 und das KATRIN-Experiment in Kapitel 2 werden das verwendete Lasersystem sowie seine Eigenschaften in Kapitel 3 dargestellt. Im daran anschließenden Kapitel 4 werden Simulationen zu den Magnetfeldlinien innerhalb des Hauptspektrometers und zu den Trajektorien der laserinduzierten Elektronen beschrieben. Die Messungen zur Abschirmungseffizienz der inneren Drahtschicht des Innere-Elektroden-Systems werden in Kapitel 5 erläutert.

Abstract

This thesis describes measurements to investigate the shielding of low-energetic electrons in the main spectrometer of the KATRIN experiment. The KATRIN experiment (Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment) aims to measure the mass of the electron neutrino using the tritium beta decay. Its intended sensitivity is $m(\nu_e) = 0.2 \text{ eV}/\text{c}^2 (90 \% \text{ C. L.}).$

To achieve the planned sensitivity the background rate in the main spectrometer must not exceed a value of 10 mcps. This means that big efforts have to be done to suppress background electrons. One of several background sources are secondary electrons, which are produced in the stainless steel wall of the main spectrometer, e. g. by cosmic muons. In order to shield these electrons, an inner electrode system is mounted inside the spectrometer which consists of two layers of thin wires. If a slightly more negative potential is set to these wires, they form an electrostatic barrier to the negatively charged electrons, preventing them from entering the inner volume. The second wire layer which is located on the inner side of the first layer, shields electrons coming from the first wire layer and from the holding structures of the inner electrode system. The experiment described in this thesis aims to measure the shielding efficiency of the second wire layer of the inner-electrode-system. A UV-laser-system is used to break out additional low-energetic electrons with a kinetic energy of 1.1 eV using the photoelectric effect.

To investigate the shielding of the laser-induced electrons, several differences of potential were applied between the inner and the outer wire layer. The amount of electrons which reached the KATRIN detector was compared for several differences of potential. Good shielding properties were measured for a special magnetic field configuration, with field lines connecting the detector with the spectrometer wall. Using a difference of potential of 2 V, only between 2 and 9 % of the electron amount which reached the detector without a difference of potential, could hit the detector. If a potential difference of 50 V was used, these values decreased to 0.1 - 0.6 %. However, not all parts of the holding structure could be shielded. Electrons emerging from the so-called wire combs still reached the detector. Using a symmetric, standard magnetic field configuration of the KATRIN-experiment, the shielding factor could not be measured precisely. There are, however, strong hints that also for this setting the shielding worked well. In summary, the measurements proved that the inner wire layer is able to shield low-energetic secondary electrons well.

After an introduction to neutrino physics in chapter 1 and to the KATRIN experiment in chapter 2, the UV-laser-system used in this experiment and its properties are described in chapter 3. Chapter 4 deals with simulations done to calculate the magnetic field lines in the main spectrometer, and the expected trajectories of the laser-induced electrons. The measurements done to investigate the shielding properties of the inner wire layer of the inner electrode system are described in chapter 5.

Inhaltsverzeichnis

1	Ein	führur	ng in die Neutrinophysik	1
	1.1	Postu	lierung und Entdeckung des Neutrinos	1
	1.2	Neutr	inos im Standardmodell	3
	1.3	Neutr	ino-Quellen	4
		1.3.1	Natürliche Neutrinoquellen	5
		1.3.2	Künstliche Neutrinoquellen	7
	1.4	Neutr	ino-Oszillationen	7
		1.4.1	Theorie der Neutrino-Oszillationen	7
		1.4.2	Experimente zu Neutrino-Oszillationen	9
	1.5	Messu	ng der Neutrinomasse	11
		1.5.1	Neutrinoloser Doppelbetazerfall	11
		1.5.2	Beta-Minus-Zerfall	13
2	Das	KAT	RIN-Experiment	17
2	Das 2.1	KAT Messu	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter	17 17
2	Das 2.1 2.2	KAT Messu Haupt	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter	17 17 20
2	Das 2.1 2.2	KAT Messu Haupt 2.2.1	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter Sbestandteile Tritiumquelle	 17 17 20 20
2	Das 2.1 2.2	KAT Messu Haupt 2.2.1 2.2.2	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter Ebestandteile Tritiumquelle Transportstrecke	 17 17 20 20 21
2	Das 2.1 2.2	 KAT: Messu Haupt 2.2.1 2.2.2 2.2.3 	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter Sbestandteile Tritiumquelle Transportstrecke Spektrometersystem	 17 20 20 21 21
2	Das 2.1 2.2	 KAT: Messu Haupt 2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.2.4 	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter Ebestandteile Tritiumquelle Transportstrecke Spektrometersystem Detektor	 17 17 20 20 21 21 22
2	Das 2.1 2.2	 KAT: Messu Haupt 2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.2.4 2.2.5 	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter bestandteile Tritiumquelle Transportstrecke Spektrometersystem Detektor Monitorspektrometer	 17 17 20 20 21 21 22 22
2	Das 2.1 2.2	KAT: Messu Haupt 2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.2.4 2.2.5 Unter	RIN-Experiment ang der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter bestandteile Tritiumquelle Transportstrecke Spektrometersystem Detektor Monitorspektrometer grund im Spektrometersystem	 17 17 20 20 21 21 22 22 23
2	Das 2.1 2.2 2.3	 KAT Messu Haupt 2.2.1 2.2.2 2.2.3 2.2.4 2.2.5 Unter 2.3.1 	RIN-Experiment ing der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter ibestandteile Tritiumquelle Transportstrecke Spektrometersystem Detektor Monitorspektrometer grund im Spektrometersystem Untergrundquellen	 17 20 20 21 21 22 22 23 23

3	The mer	eorie d nt eing	es Laserprinzips und Charakterisierung des im Experi- esetzten UV-Lasersystems	29
	3.1	Das L	aserprinzip	29
	3.2	Funkt	ionsweise eines gepulsten Hohlkathoden-Metalldampf-Lasers $\ .$.	33
	3.3	Messu	ng der Laserpulsenergie im Experiment	35
		3.3.1	Aufbau und Funktionsweise einer Photodiode	35
		3.3.2	Aufbau eines Testversuchs zur Messung der Laserpulsenergie .	37
	3.4	Aufba	u der Laserbox	38
		3.4.1	Geometrie des Spiegelsystems zur Ausrichtung der Laserstrahlen	39
		3.4.2	Position und Arretierung der Photodiode	41
		3.4.3	Interlocksystem zur Sicherung der Laserbox	41
	3.5	Messu	ngen der Lasereigenschaften	42
		3.5.1	Pulsenergie	42
		3.5.2	Stabilität der Pulsenergie	49
		3.5.3	Strahldivergenz	50
		3.5.4	Abhängigkeit der Pulsenergie von der Strahllänge	52
		3.5.5	Zusammenfassung der Ergebnisse der Lasercharakterisierung .	56
4	Sim tori	ulation en	nen von Magnetfeldkonfigurationen und Elektrontrajek-	57
	4.1	Magne	etfeldlinien bei asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration	57
	4.2	Elektr	onenbahnen bei asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration	58
5	Mes	ssunge	n im Rahmen der SDS-II-Messphase	63
	5.1	Messa	ufbau	64
		5.1.1	Messaufbau am Hauptspektrometer	64
		5.1.2	Verbindungsrohr zwischen der Laserbox und dem Hauptspektrometer	66
		5.1.3	Steuerung des Experiments und Verarbeitung des Diodensignals	66
		5.1.4	Messung laserinduzierter Elektronen mit dem Detektorsystem	68
	5.2	Positi	on des Laserstrahls	69
		5.2.1	Berechnung des Strahlauftreffpunktes anhand von Messungen außerhalb des Hauptspektrometers	69

		5.2.2	Bestimmung des ungefähren Auftreffpunkts durch Messungen ohne Hochspannung	74
		5.2.3	Position und Aufbau der Haltestrukturelemente des Innere- Elektroden-Systems	75
	5.3	Effekti Systen	ives Potential bei Kurzschlusskonfiguration des Innere-Elektroden ns	- 76
	5.4	Messp	hase 1: Abscannen des mit dem Laser erreichbaren Bereichs $\ .$.	80
	5.5	Messp	hase 2: Asymmetrische Magnetfeldkonfiguration	83
		5.5.1	Durchführung der Messungen	83
		5.5.2	Auswertung der Detektordaten	84
		5.5.3	Ergebnis für die Effizienz der inneren Drahtlage bei asymme- trischer Magnetfeldkonfiguration	89
	5.6	Messp	hase 3: Symmetrische Magnetfeldkonfiguration	93
	5.7	Zusam	nmenfassung der Ergebnisse	95
6	Zus	ammei	nfassung und Ausblick	97
\mathbf{A}	Que	ellcode	zur Analyse der Messdaten	101
	A.1	Skript	zum Bestimmen der Laserpulsenergie bei Diodenmessungen	101
	A.2	Skript	e zur Auswertung der Detektorsignale	104
		A.2.1	Auslesen der Detektordaten mit <i>beans</i>	104
		A.2.2	Speicherung der Ereignisdaten der verwertbaren Pixel in einem <i>root-tree</i>	105
		A.2.3	Berechnung der Ereigniszahlen pro Laserpuls mit $root$	107
в	Wei	tere D	biagramme zu Kapitel 3	111
	B.1	Bestin	nmung von Spiegeltransmission und -reflexion	111
	B.2	Strahl	divergenz	114
	B.3	Stabili	ität der Pulsenergie	115
С	Wei	tere D	liagramme zu Kapitel 5	117
	C.1	Messu	ngen zur Positionsbestimmung des Laserstrahls	117
	C.2	Messp	hase $2 \ldots \ldots$	118
D	Tecl	hnische	e Zeichnungen	123

Abbildungsverzeichnis

1.1	Detektionsprinzip des Poltergeist-Experiments	2
1.2	Standardmodell der Teilchenphysik	4
1.3	Oszillationswahrscheinlichkeiten bei Neutrinooszillationen	9
1.4	Zusammensetzung der Neutrinomassenzustände und mögliche Massenhierarchien	12
1.5	Elektronenergiespektrum des Beta-Minus-Zerfalls	15
2.1	Funktionsprinzip eines MAC-E-Filters	18
2.2	Aufbau des KATRIN-Experiments	20
2.3	Prinzip einer Penningfalle und einer magnetischen Flasche	24
2.4	Einfluss der azimutalen Drift auf radiale Driftbewegungen von Elektronen im Hauptspektrometer.	25
2.5	Geometrische Eigenschaften der Drähte des Innere-Elektroden-Systems	26
2.6	Inneres-Elektroden-System des KATRIN-Hauptspektrometers	28
3.1	Typische Besetzungszahlen in einem Drei- und in einem Vierniveaulaser	32
3.2	Energieniveauübergang eines HeAg-UV-Lasers	34
3.3	pn-Übergang einer Photodiode im Bändermodell	36
3.4	Versuchsaufbau zur Messung der Laserpulsenergie	37
3.5	Abbildung der Laserbox von außen	39
3.6	Schematischer Aufbau der Laserbox	40
3.7	Photographie des Inneren der Laserbox	40
3.8	Verhältnis zwischen Laserpulsenergiemessungen mit Photodiode und Laserelektronik	45
3.9	Zeitlicher Verlauf der Laserpulsenergie bei Dauerbetrieb des Lasers .	50
3.10	Divergenz des Laserstrahls	52

3.11	Laserpulsenergie in Abhängigkeit des Abstands vor der Laserreparatur	54
3.12	Laserpulsenergie in Abhängigkeit des Abstands nach der Laserreparatur	55
4.1	Magnetfeldlinien bei asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration $\ . \ . \ .$	61
5.1	Skizze des Messaufbaus am Hauptspektrometer	64
5.2	Photographie der Laserbox am Hauptspektrometer	65
5.3	Skizze des Versuchsaufbaus zur Messung des Austrittswinkels des La- serstrahls.	70
5.4	Strahlablenkung des Laserstrahls in Abhängigkeit des Stellwegs der Stellschraube für die Ost-West-Richtung.	71
5.5	Bestimmung des Auftreffpunktes des Laserstrahls (Nord-Süd-Richtung)	72
5.6	Pixelverteilung bei der Messung des Auftreffpunkts	75
5.7	Drahtmodul des Innere-Elektroden-Systems	77
5.8	Queransicht eines Drahtmoduls	77
5.9	Potentialverlauf für ein System mit einfacher Drahtelektrode $\ .\ .$.	79
5.10	Elektronenereignisse pro Laserpuls bei verschiedenen Spiegelpositionen	81
5.11	Elektronenereignisse bei verschiedenen Pixeln	86
5.12	Verteilung der laser induzierten Elektronen auf dem Detektor $\ . \ . \ .$	87
5.13	Abschirmung laser induzierter Elektronen bis $5\mathrm{V}$ Potential differenz	90
5.14	Abschirmung laser induzierter Elektronen bis $100\mathrm{V}$ Potential differenz	91
5.15	Abschirmung von in den Drahtkämmen ausgelösten Elektronen	92
B.1	Bestimmung der Spiegelreflexion (Messreihe 1)	11
B.2	Bestimmung der Spiegeltransmission (Messreihe 1)	12
B.3	Bestimmung der Spiegeltransmission (Messreihe 2)	12
B.4	Bestimmung der Spiegeltransmission (Messreihe 3)	13
B.5	Bestimmung der Spiegeltransmission (Messreihe 4)	13
B.6	Divergenz des Laserstrahls	14
B.7	Zeitlicher Verlauf der Laserpulsenergie bei Dauerbetrieb des Lasers . 1	15
C.1	Bestimmung des Auftreffpunkts des Laserstrahls (Ost-West-Richtung)	.17
C.2	Abschirmung laser induzierter Elektronen (Messreihe 2) $\ldots \ldots \ldots$.18

C.3	Abschirmung laser induzierter Elektronen (Messreihe $4)$
C.4	Abschirmung laserinduzierter Elektronen (Messreihe 1)
C.5	Abschirmung laser induzierter Elektronen (Messreihe $5)$
D.1	Konstruktionszeichnung des Lasergestells
D.2	Konstruktionszeichnung des Laserrohrs

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht über die zur Untersuchung der Pulsenergie des Lasers durch- geführten Messungen	44
3.2	Proportionalitätsfaktor zwischen mit der Laserelektronik und einer Photodiode durchgeführten Laserpulsenergiemessungen	44
3.3	Bestimmung von Reflexion und Transmission des Spiegels	47
3.4	Messergebnisse für die Divergenz des Laserstrahls	51
4.1	Spulenströme für die verwendeten asymmetrischen Magnetfeldkonfi- gurationen	60
5.1	Laserstrahlablenkung in Abhängigkeit der Spiegelposition	71
5.2	Parameter des Laserstrahls	74
$5.2 \\ 5.3$	Parameter des Laserstrahls Maximal mit dem Spiegelsystem erreichbare Bereiche im Hauptspek- trometer	74 74
5.2 5.3 5.4	Parameter des Laserstrahls Maximal mit dem Spiegelsystem erreichbare Bereiche im Hauptspek- trometer Überblick über die im Rahmen der Messphase 2 durchgeführten Mes- sungen	747485
5.25.35.45.5	Parameter des Laserstrahls	74748589
 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 	Parameter des Laserstrahls	 74 74 85 89 94

Kapitel 1 Einführung in die Neutrinophysik

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Neutrinophysik gegeben. Zunächst werden einige historische Aspekte wie die Postulierung des Neutrinos und sein erstmaliger Nachweis erläutert (Unterkapitel 1.1). Anschließend wird nach einer Einordnung der Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik (Unterkapitel 1.2) auf die Quellen von Neutrinos und auf Neutrinooszillationen (Unterkapitel 1.4) eingegangen. Das Kapitel endet mit der Beschreibung von Methoden zur Bestimmung der Neutrinomasse (Unterkapitel 1.5), wobei besonders auf den Beta-Minuszerfall als Messmethode des KATRIN-Experiments eingegangen wird.

1.1 Postulierung und Entdeckung des Neutrinos

Die Geschichte der Neutrinos beginnt mit der Untersuchung des Beta-Zerfalls. 1914 stellte James Chadwick fest, dass das Energiespektrum beim Betazerfall emittierter Elektronen eine kontinuierliche Form aufweist [Cha14]. Zur damaligen Zeit wurde erwartet, dass es sich beim Betazerfall, wie beim Alpha- und beim Gammazerfall um einen Zwei-Körper-Zerfall handelt, bei dem dieses Energiespektrum eine diskrete Form hat. Eine Beschreibung des Betazerfalls mit einem Zweikörper-Modell würde mit den neuen Erkenntnissen eine Verletzung der Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltungssätze bedeuten. Zur Lösung dieses Problems hatte Wolfgang Pauli 1930 die Idee, dass in diesem Prozess ein zusätzliches Teilchen entsteht, das heute als *Neutrino* bezeichnet wird. Für den Beta-Zerfall eines Kerns gilt somit:

$$X(A,Z) \to Y(A,Z+1) + e^- + \bar{\nu_e}$$
 (1.1)

Dabei beschreibt X den Kern vor und Y nach dem Zerfall. A ist die Massenzahl und Z die Kernladung, e^- ein Elektron sowie $\bar{\nu_e}$ ein Antielektronneutrino. Das neue Teilchen hat keine Ladung und ist ein Spin-1/2-Teilchen [Pau30]. Die gesamte, beim Beta-Zerfall frei werdende Energie teilt sich nun auf das Elektron und das Neutrino auf. 1932 stellte Enrico Fermi eine das Neutrino berücksichtigende Theorie für den Beta-Zerfall auf [Fer34].



Abbildung 1.1: Detektionsprinzip des Poltergeist-Experiments. Das im inversen Betazerfall entstehende Positron annihiliert nach kurzer Zeit mit einem Elektron zu zwei Photonen. Das ebenfalls entstehende Neutron benötigt einige Mikrosekunden mehr Zeit, bis es von einem Kadmiumkern eingefangen wird und ebenfalls Photonen erzeugt. (Abbildung entnommen aus [Los97], modifiziert.)

Erstmals nachgewiesen werden konnte das Neutrino 1956 von Clyde Cowan und Frederick Reines durch das sog. *Poltergeist*-Experiment. Seine Funktionsweise ist in Abbildung 1.1 skizziert. Verwendet wurden Anti-Neutrinos, die in β^- -Zerfällen in Kernreaktoren entstehen und einen inversen Beta-Zerfall der Form

$$\bar{\nu_e} + p \to e^+ + n \tag{1.2}$$

eingehen können. Dieser Prozess findet in wassergelöstem Kadmium-Chlorid (CdCl₂) statt. Auf beiden Seiten dieses Tanks befinden sich Flüssigszintillatoren mit Photomultipliern. Diese detektieren zunächst das in diesem Prozess entstehende Positron, das nach kurzer Zeit mit einem Elektron zu zwei charakteristischen 511 keV-Photonen annihiliert. Zwei vom Szintillator detektierte Photonen, werden als Positronsignal gewertet, sofern beide Signale in einem Rahmen von $0,2 \,\mu$ s auftreten und eine Energie zwischen 200 und 600 keV haben. Solch ein Photonensignal wird als "schnelles" Signal bezeichnet. Die entstehenden Neutronen werden zunächst durch Stöße mit Wasserstoffkernen moderiert, also verlangsamt, bevor sie von einem Kadmium-Kern eingefangen werden. Dieser befindet sich zunächst in einem angeregten Zustand, von dem er in den Grundzustand zurückfällt und dabei ein weiteres Photon ausstößt [Sch97]. Der Prozess der Neutronmoderierung benötigt einige Mikrosekunden mehr Zeit als die Elektron-Positron-Annihilierung. Somit wird das Signal durch diesen Prozess als "langsames" Signal bezeichnet. Durch eine Detektion

von beiden Signalen in einem definierten Zeitbereich kann auf das Stattfinden eines inversen Beta-Zerfalls und somit auf die Existenz von Neutrinos geschlossen werden. In diesem Experiment wurde ein Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma = 6.3 \cdot 10^{-44} \,\mathrm{cm}^2 \tag{1.3}$$

gemessen. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der von Fermi aufgestellten Theorie.

Myon-Neutrinos wurden 1962 von Steinberger, Schwartz und Ledermann nachgewiesen. Dazu wurden in einem Teilchenbeschleuniger Protonen auf ein Beryllium-Target geleitet, womit Pionen produziert wurden. Diese zerfallen anschließend im Flug auf einer Zerfallsstrecke nach der Reaktion:

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu_{\mu}/\bar{\nu_{\mu}} \quad . \tag{1.4}$$

Der Strahl wurde nun durch eine 13,5 m dicke Eisenwand geleitet, sodass außer den Neutrinos fast alle Teilchen abgeschirmt wurden. Die Umwandlung von Neutrinos in geladene Leptonen wurde anschließend durch einen Funkenkammer-Detektor aus Aluminium nachgewiesen. Hierbei zeigte sich, dass Myonen entstanden und keine Elektronen, sodass die im Zerfall 1.4 entstandenen Neutrinos Myonneutrinos sein müssen [Dan62]. Im Jahr 2000 wurde als letztes auch das Tauneutrino experimentell nachgewiesen. Dazu wurden Tauneutrinos aus D_S -Messonzerfällen verwendet. Nachgewiesen wurden durch diese entstehende Tauonen [Kod01].

1.2 Neutrinos im Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen miteinander. Es basiert auf der Quantenchromdynamik, die die starke Wechselwirkung beschreibt, sowie der elektroschwachen Theorie zur Beschreibung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung. Die Gravitation als vierte Elementarkraft kann durch das Standardmodell nicht beschrieben werden, ist aber für teilchenphysikalische Prozesse im Allgemeinen von untergeordneter Bedeutung. Es gibt insgesamt 12 Fermionen, die in 6 Quarks und 6 Leptonen unterteilt werden. Während die Quarks an allen Elementarkräften teilnehmen, werden die Leptonen nur von der elektromagnetischen und der schwachen Kraft beeinflusst. Neutrinos als ungeladene Leptonen können nur durch die schwache Kraft wechselwirken. Die verschiedenen Elementarkräfte werden über ihre zugehörigen Eichbosonen übermittelt. Dies sind insgesamt 8 masselose Gluonen für die starke Kraft, W[±]und Z₀-Bosonen für die schwache Kraft und das Photon für die elektromagnetische Kraft. Die Teilchen erhalten ihre Masse durch den Higgsmechanismus, der ein weiteres Boson, das Higgs-Teilchen, vorhersagt. Ein higgsartiges Teilchen wurde 2012 am Large-Hadron-Collider (LHC) gefunden [Cha12], [Aad12].



Abbildung 1.2: Standardmodell der Teilchenphysik. (Graphik entnommen aus [Kle14].)

Neutrinos sind im Standardmodell masselose Teilchen. Diese Einteilung geht zurück auf Untersuchungen der Helizität der Neutrinos. Die Helizität gibt den Spin eines Teilchens relativ zu seiner Bewegungsrichtung an. Bereits 1957 wurde gezeigt, dass die Parität in der schwachen Wechselwirkung maximal verletzt ist [Wu57], was bedeutet dass nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen an Prozessen der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Linkshändig bedeutet dabei, dass Spin und Bewegungsrichtung gegensätzlich sind, bei rechtshändigen Teilchen zeigen beide in dieselbe Richtung. Ein Jahr später wurde durch Goldhaber der direkte Beweis erbracht, dass sämtliche Neutrinos linkshändig (und dementsprechend Antineutrinos rechtshändig) sind [Gol58]. Dies ist nur möglich, wenn Neutrinos entweder keine oder nur eine sehr geringe Masse haben. Da massive Neutrinos sich mit Geschwindigkeiten unter der Lichtgeschwindigkeit bewegen, gibt es stets ein Bezugssystem das sich schneller als das Neutrino bewegt und in dem ein sonst linkshändiges Neutrino als rechtshändig erscheint. Bei einer sehr kleinen Masse ist also auch der Anteil rechtshändiger Neutrinos sehr klein.

1.3 Neutrino-Quellen

Zum erstmaligen Nachweis der verschiedenen Neutrinoarten wurden Neutrinos, die in Kernreaktoren und Teilchenbeschleunigern erzeugt wurden, verwendet. Neben diesen künstlichen Neutrinoquellen gibt es zahlreiche natürliche Neutrinoquellen. Im Folgenden werden einige dieser Quellen näher vorgestellt.

1.3.1 Natürliche Neutrinoquellen

Primordiale Neutrinos

Primordiale Neutrinos sind kurz nach dem Urknall entstandene Neutrinos, die im Laufe der Zeit sehr stark abgekühlt sind und deshalb heute nur noch sehr geringe Energien haben. Etwa 10^{-2} Sekunden nach dem Urknall waren die zu diesem Zeitpunkt hauptsächlich bestehenden Teilchen γ , e^{\pm} , ν , $\bar{\nu}$ sowie p und n miteinander im thermischen Gleichgewicht. Die vorherrschende Temperatur ($k_BT \approx 10 \text{ MeV}$) war so hoch, dass die Neutrinos genug thermische Energie hatten, dass z. B. der folgende Prozess in beiden Richtungen möglich war:

$$e^+ + e^- \leftrightarrow \nu + \bar{\nu}$$
 . (1.5)

 ν bzw. $\bar{\nu}$ können hier Elektron-, Myon- oder Tauneutrinos sein. Die Neutrinos hatten zu diesem Zeitpunkt einen hohen Wirkungsquerschnitt und konnten keine weiten Strecken zurückliegen. Dies änderte sich zu dem Zeitpunkt, als die Temperatur Werte von $k_BT \approx 1$ MeV unterschritt, was etwa eine Sekunde nach dem Urknall der Fall war. Die Neutrinos hatten nun nicht mehr genug Energie für die Reaktion 1.5 von rechts nach links. Sie entkoppelten aus dem Gleichgewicht und konnten nun weite Strecken zurücklegen, das Universum wurde für sie "transparent". Die weitere Abkühlung des Universums führte dazu, dass die primordialen Neutrinos heute nur noch thermische Energien von im Mittel $5,28 \cdot 10^{-4}$ eV besitzen. Solch niederenergetische Neutrinos sind mit heutigen experimentellen Mitteln nicht nachweisbar. Nach der Urknalltheorie folgt jedoch eine durchschnittliche Dichte von 336 $\frac{\nu}{\text{cm}^3}$ [Sch97].

Solare Neutrinos

In der Sonne werden durch den dort stattfindenden Fusionsprozess ebenfalls Neutrinos erzeugt. In mehreren Teilschritten wird dabei in der sog. pp-Kette Wasserstoff zu Helium fusioniert. In der Summe gilt für diese Reaktion:

$$4p \to He^4 + 2e^+ + 2\nu_e$$
 , (1.6)

wobei eine Energie von 26,73 MeV erzeugt wird [Sch97]. Auf die Neutrinos entfällt dabei jedoch lediglich eine mittlere kinetische Energie von etwa 0,3 MeV. Auch in darauf folgenden Prozessen, in denen das Helium mit weiteren Protonen und Elektronen/Positronen zu Beryllium, Bor und Lithium weiterreagiert, entstehen Neutrinos. Diese Prozesse haben teilweise ein kontinuierliches und teilweise ein diskretes Neutrinoenergiespektrum. Insgesamt entsteht somit ein Spektrum mit Neutrinoenergien bis zu etwa 20 MeV, wobei sämtliche dieser Neutrinos Elektronneutrinos sind. Da diese Neutrinos anders als Photonen weitgehend ungehindert vom Zentrum der Sonne nach außen dringen können, können durch ihre Untersuchung Erkenntnisse über das Sonneninnere gewonnen werden. Solare Neutrinos eignen sich gut zur Untersuchung von Neutrinooszillationen (s. Abschnitt 1.4).

Atmosphärische Neutrinos

Auch in der Atmosphäre werden Neutrinos erzeugt. Ausgeglöst werden diese letztlich von hochenergetischen Komponenten der kosmischen Strahlung. Die in der Atmosphäre ankommende kosmische Strahlung besteht im Wesentlichen aus Hadronen, davon sind etwa 87 % Protonen, 11 % Alpha-Teilchen und 2 % schwerere Kerne [Zub12]. Diese hochenergetischen Teilchen stoßen in der Regel in der Atmosphäre mit dort vorhanden Atomen (vor allem Sauerstoff und Stickstoff) und lösen dabei eine Kaskade an Sekundärteilchen aus. Zunächst entstehen hauptsächlich Hadronen, vor allem geladene Pionen und Kaonen. Diese Teilchen können in Myonen und Neutrinos bzw. die entsprechenden Antiteilchen zerfallen [Sch97]:

$$p + N \to \pi^{\pm} + K^{\pm} \tag{1.7}$$

$$\pi^+, K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{bzw.} \quad \pi^-, K^- \to \mu^- + \bar{\nu_\mu}$$
 (1.8)

Da Myonen instabile Teilchen sind, zerfallen diese nach einer gewissen Zeit:

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu_{\mu}} \quad \text{bzw.} \quad \mu^- \to e^- + \bar{\nu_e} + \nu_{\mu}$$
 (1.9)

Die Lebensdauer der Myonen ist jedoch so lang, dass manche Myonen die Erdoberfläche erreichen und u. a. zum Untergrund in den KATRIN-Spektrometern beitragen (s. dazu Unterkapitel 2.3). Es entsteht somit eine große Zahl an Neutrinos, wobei die Zahl der Myonneutrinos überwiegt. Wie leicht aus den Reaktionen 1.8 und 1.9 erkannt werden kann, werden in beiden Prozessen zusammengenommen doppelt so viele Myon- bzw. Antimyonneutrinos wie Elektron- bzw. Antielektronneutrinos erzeugt. Unter Nichtberücksichtigung der die Erde erreichenden Myonen beträgt das Verhältnis der in der Atmosphäre erzeugten Myonneutrinos zu den dort erzeugten Elektronneutrinos 2:1.

Supernova-Neutrinos

Zu einer Supernova kommt es am Ende des Lebens von Sternen mit einer kritischen Masse, die größer als etwa acht Sonnenmassen ist. Supernovae wurden zu Beginn ihrer Beobachtung in Typ I und Typ II-Supernovae eingeteilt, wobei lediglich Supernovae des Typs II H-Linien aufweisen. Ebenfalls nur diese Supernovae sind Quellen für größere Mengen an Neutrinos. Zu Beginn solch einer Supernova kommt der Fusionsprozess des Sterns zum erliegen, meist nachdem das gesamte Material des Sterns zu Eisen umgewandelt wurde, was das Element mit der größten Kernbindungsenergie ist. Nun gibt es keinen Strahlungsdruck mehr, der der Gravitation entgegen wirken könnte, sodass der Stern in sich zusammen fällt. Das Zusammenfallen wird gebremst durch den Entartungsdruck der Elektronen, die als Fermion nicht im selben Zustand am selben Ort sein können. Das Zusammenfallen des Sterns führt zu hohen Temperaturen, sodass genügend Energie vorhanden ist, um Eisenatome wieder aufzubrechen und freie Protonen zu erzeugen. Diese fangen nach dem inversen Betazerfall Elektronen ein:

$$e^- + p \to n + \nu_e \quad . \tag{1.10}$$

In diesem Prozess werden 10⁵⁷ Elektronen erzeugt, was jedoch nur etwa ein Zehntel der insgesamt erzeugten Neutrinos ist. Der größere Teil der Neutrinos entsteht, nachdem sich im weiteren Verlauf der Supernova die nun entstandenen Neutronen weiter verdichten und ihre Temperatur zunimmt. Sobald die Energie thermischer Photonen zur Elektronenpaarbildung ausreicht, kommt es daraufhin zur paarweisen Neutrinoerzeugung:

$$e^+ + e^- \to \nu_{e,\mu,\tau} + \nu_{e,\mu,\tau}^-, \quad .$$
 (1.11)

Dieser Prozess führt zu einer Abkühlung des Neutronenkerns. Die nach innen stürzenden Gasmassen aus den äußeren Schichten des Sterns prallen schließlich am Kern ab und werden nach außen geschleudert. Neutrinos aus einer Supernova erreichen einige Stunden vor den Photonen die Erde. Somit können diese Neutrinos als eine Art Frühwarnsystem fungieren, das es ermöglicht, Teleskope auf die Supernova auszurichten.

1.3.2 Künstliche Neutrinoquellen

Reaktorneutrinos

In Kernreaktoren entstehen hohe Zahlen an Neutrinos durch Betazerfälle in neutronenreichen Spaltprodukten. Jeder Spaltungsprozess produziert dabei sechs Antielektronneutrinos. Die erreichte Flussdichte an Neutrinos, die üblicherweise Energien im MeV-Bereich haben, beträgt etwa $1.8 \cdot 10^{20} \bar{\nu_e}/(\text{GW} \cdot \text{s})$. Der hohe erreichbare Fluss macht diese Neutrinos interessant für die Forschung. Wie in Unterkapitel 1.1 beschrieben, wurden Elektronneutrinos beispielsweise erstmals an einem Reaktor nachgewiesen.

Beschleunigerneutrinos

An Teilchenbeschleunigern werden Neutrinos produziert, indem ein Teilchenstrahl auf ein Target geleitet wird. In diesem werden Pionen und Kaonen erzeugt, die anschließend, ähnlich wie bei der Erzeugung atmosphärischer Neutrinos, in Myonneutrinos und Myonen zerfallen (s. Abschnitt 1.3.1), wobei letztere unter weiterer Neutrinoproduktion in Elektronen zerfallen. Diese Methode hat die Vorteile, dass auch Myonneutrinos erzeugt werden können und ein Neutrinostrahl in einer bestimmten Richtung erzeugt werden kann.

1.4 Neutrino-Oszillationen

1.4.1 Theorie der Neutrino-Oszillationen

Auch wenn die Masse von Neutrinos bisher nicht bekannt ist, konnte durch die Untersuchung von Neutrinooszillationen gezeigt werden, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse haben. Die Theorie von Neutrinooszillationen beruht darauf, dass neben den sog. *Flavourzuständen*, die den bereits besprochenen Standardmodellneutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ entsprechen, sog. *Massenzustände* existieren. Die Flavourzustände können als Linearkombination der Massenzustände beschrieben werden, die die eigentlichen, physikalischen Teilchen darstellen. Lediglich bei Erzeugung und Reaktion erscheinen die Neutrinos in ihren Flavourzuständen. Es gilt (die folgenden Formeln sind entnommen aus [Pov14]):

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle\\ |\nu_\mu\rangle\\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3}\\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3}\\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle\\ |\nu_2\rangle\\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}$$
(1.12)

Dabei entsprechen $|\nu_e\rangle$, $|\nu_e\rangle$ und $|\nu_e\rangle$ den Flavourzuständen und $|\nu_1\rangle$ bis $|\nu_3\rangle$ den Massenzuständen. Die Mischungsmatrix U ist eine unitäre Matrix und ähnelt der CKM-Matrix, die die Mischung von Quarkflavours bei der schwachen Wechselwirkung beschreibt. Wie die CKM-Matrix hat sie drei Mischungswinkel und eine Phase, anders als bei der CKM-Matrix gibt es jedoch keine stark dominierenden Diagonalelemente. Diese Matrix wird nach den Entwicklern der Oszillationstheorie, Maki, Nakagawa und Sakata [Mak62] sowie nach Pontecorvo, der bereits davor eine mögliche Neutrino-Antineutrino-Oszillation untersuchte, als PMNS-Matrix bezeichnet. Betrachtet man ein System aus nur zwei Neutrinoarten, vereinfacht sich Gleichung 1.12 zu

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle\\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta)\\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle\\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}$$
(1.13)

mit nur einem einzigen Mischungswinkel θ . Für die quantenmechanische Zeitentwicklung eines ursprünglichen $|\nu_e\rangle$ -Zustands gilt in diesem System:

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos(\theta) \, e^{-iE_{\nu 1}t/\hbar} \, |\nu_1\rangle + \sin(\theta) \, e^{-iE_{\nu 2}t/\hbar} \, |\nu_2\rangle \quad . \tag{1.14}$$

Die Energie $E_{\nu i} = \sqrt{p^2 c^2 + m_{\nu i}^2 c^4}$ enthält die Masse des jeweiligen Massenzustands, was dazu führt, dass die Wahrscheinlichkeit, nach einer gewissen Zeit einen Elektronoder Myonneutrinozustand vorzufinden, das Quadrat des Massenunterschieds zwischen den beiden Masseneigenzuständen enthält. Hier ist beispielhaft die Wahrscheinlichkeit dafür angegeben, dass ein Elektronneutrino seinen Zustand behält:

$$P_{\nu_e \to \nu_e} = |\langle \nu_e | \nu_e(t) \rangle|^2 = \dots = 1 - \sin^2 (2\theta) \sin^2 \left(\frac{1}{4} \frac{\Delta m_{21}^2 c^4}{\hbar c} \frac{L}{pc}\right) \quad . \tag{1.15}$$

Neben dem Quadrat des Massenunterschieds hängt diese Wahrscheinlichkeit auch von der Entfernung L vom Entstehungsort sowie dem Impuls der Neutrinos p ab. Ein Beispiel für die Abhängigkeit der Verbleib- bzw. Übergangswahrscheinlichkeit von der Entfernung befindet sich in Abbildung 1.3. Somit ist es möglich, durch Messen der Anzahl von im selben Zustand verbliebenen und von den Zustand wechselnden Neutrinos auf das Quadrat der Massendifferenz sowie den Mischungswinkel der Mischungsmatrix zu schließen. Dabei müssen Energie bzw. Impuls der Neutrinos sowie die Entfernung vom Entstehungsort bekannt sein. Nach diesem Prinzip wurden mehrere Experimente durchgeführt, die im Folgenden beschrieben werden.



Abbildung 1.3: Beispielhaft berechnete Wahrscheinklichkeiten eines im Zustand $|\nu_{\alpha}\rangle$ gestarteten Neutrinos, sich nach einer gewissen Strecke im Zustand $|\nu_{\alpha}\rangle$ oder $|\nu_{\beta}\rangle$ zu befinden. Als Parameter wurden dabei $\sin^2(2\theta) = 0.4$, $\Delta m^2 = 0.001 \text{eV}^2$ sowie E = 1 GeV gewählt. (Abbildung entnommen aus [Hus13].)

1.4.2 Experimente zu Neutrino-Oszillationen

Das erste Experiment, das Hinweise auf das Vorhandensein von Neutrinooszillationen gab, war das **Homestake-Experiment** [Cle98], das von 1970 - 1994 in Betrieb war. Dieses detektierte solare Elektronneutrinos durch Neutrinoeinfang in Chloratomen:

$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \to {}^{37}\text{Ar} + e^-$$
 (1.16)

Das Argon, das anschließend ausgewaschen wurde, fällt mit einer Halbwertszeit von etwa 35 Tagen zu ³⁷Cl zurück. Bei diesem Zerfallsprozess kann es detektiert werden. Es stellte sich heraus, dass nur etwa ein Drittel des nach dem Standardsonnenmodell berechneten Neutrinoflusses gemessen wurde, was spätere Experimente bestätigten. Zunächst stellte sich die Frage, ob entweder das Standardsonnenmodell falsch ist oder ob experimentelle Fehler vorlagen. Durch Neutrinooszillationen lässt sich das Fehlen dieser Elektronneutrinos jedoch durch Oszillationen in Myon- und Tauneutrinos erklären.

Bestätigt wurde die Theorie der Neutrinooszillationen durch das **SNO-Experiment** (Sudbury Neutrino Observatory) im Jahr 2001 [Ahm01] [Ahm02]. Dieses Experiment besteht aus einem Tank mit 1000 Tonnen schweren Wassers¹, der sich in einer Miene rund 2000 Meter unter der Erde befindet. Anders als in den zuvor betriebenen

 $^{^1{\}rm Schweres}$ Wasser besteht aus zwei Deuterium-Atomen (ein Proton und ein Neutron) und einem Sauerstoffatom.

Experimenten ist es damit möglich, alle Neutrinoarten zu detektieren. Es können folgende Prozesse detektiert werden:

$$\nu_e + d \to p + p + e^- \tag{1.17}$$

$$\nu_{e,\mu,\tau} + d \to p + n + \nu_{e,\mu,\tau} \tag{1.18}$$

$$\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \to \nu_{e,\mu,\tau} + e^-$$
 . (1.19)

Im ersten Prozess können die Elektronen durch Tscherenkow-Strahlung nachgewiesen werden. Die Elektronen sind schneller als die Lichtgeschwindigkeit des schweren Wassers² und erzeugen auf diese Art einen Lichtkegel, der eine für Elektronen charakteristische Form hat und von Photodetektoren um den Tank herum gemessen werden kann. Mit diesem Prozess ist nur die Detektion von Elektronneutrinos möglich, wohingegen mit den beiden anderen Reaktionen auch Myon- und Tauneutrinos gemessen werden können. Im zweiten Prozess werden die Neutronen ähnlich wie beim Poltergeist-Experiment durch deren Einfang von einem anderen Atom und daraufhin ausgesendeter Photonen detektiert. Durch das gleichzeitige Messen des Elektronneutrinoflusses und des Gesamtneutrinoflusses ist es nun möglich, den Anteil der umgewandelten Neutrinos zu bestimmen. Auf diese Art konnten Mischungswinkel und Massendifferenz zwischen den Massenzuständen 1 und 2 gemessen werden:

$$\theta_{12} \approx 34^{\circ}, \quad \Delta m_{21}^2 \approx 8.0 \cdot 10^{-5} \,\mathrm{eV}^2/\mathrm{c}^4 \quad . \tag{1.20}$$

Die Oszillationen atmosphärischer Neutrinos wurden im Superkamiokande-Experiment ab 1998 untersucht [Fuk98]. Dieses ist ebenfalls weit unter der Erdoberfläche in einer Miene untergebracht und besteht aus einem 50000-Tonnen-Wassertank, der von Photodetektoren umgeben ist. Die Detektion der Teilchen geschieht durch Umwandlung der Neutrinos in ihre zugehörigen geladenen Leptonen nach $\nu_{\alpha} + X \rightarrow$ $l_{\alpha}^{-} + Y$ mit $\alpha = e, \mu, \tau$ bzw. dem zugehörigen ladungskonjugierten Prozess für Antineutrinos. Die Leptonen werden wieder durch Tscherenkow-Strahlung detektiert. Dabei können Elektronen und Myonen durch die Form des Tscherenkow-Rings unterschieden werden. Da die untersuchten Neutrinos relativ hohe Energien haben, bewegen sich die durch sie erzeugten geladenen Leptonen fast in dieselbe Richtung. Dies ermöglicht es, durch die Richtung der geladenen Leptonen auf die Richtung der Neutrinos zu schließen und damit zu messen, wo diese herkommen. Es stellte sich heraus, dass der Fluss von Myonneutrinos über 1 GeV stark winkelabhängig ist. Für die Neutrinos, die von der anderen Seite der Erde kamen, war der Fluss nur etwa halb so hoch wie für diejenigen, die in der Atmosphäre oberhalb des Detektors entstanden. Aufgrund ihres kleinen Wirkungsquerschnitts ist zu erwarten, dass fast alle Neutrinos die gesamte Erde ohne Wechselwirkungen passieren können. Die Reduzierung des Flusses wurde so interpretiert, dass die Myonneutrinos auf dem Weg durch die Erde ($\approx 10^4$ km) in Tauneutrinos oszillieren, die vom Superkamiokande-Experiment nicht gemessen werden können. Auf Basis der gemessenen Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\nu_{\mu} \to \nu_{\tau}}$ konnten die folgenden Parameter berechnet werden:

$$\theta_{23} \approx 45^{\circ}, \quad |\Delta m_{31}^2| \approx 2.4 \cdot 10^{-3} \,\mathrm{eV}^2/\mathrm{c}^4 \quad .$$
 (1.21)

 $^{^2 {\}rm welche}$ sich kaum von derjenigen normalen Wassers unterscheidet

Der noch fehlende Mischungswinkel θ_{13} konnte durch die Untersuchung von in Reaktoren entstandenen Anti-Elektronneutrinos untersucht werden. Hierzu wurden erst vor wenigen Jahren das **Daya Bay-Experiment** [An12] in China und das **Double Chooz-Experiment** [Abe12] in Frankreich durchgeführt. In diesen Experimenten wurde die Wahrscheinlichkeit der Antielektronneutrinos, ihren Flavourzustand zu behalten, in einem Abstand von etwa einem Kilometer nach ihrer Erzeugung gemessen. Dies ergab:

$$\theta_{13} \approx 9^{\circ}$$
 . (1.22)

Mit den hier vorgestellten Experimenten war es jedoch nicht möglich, Informationen über die absolute Massenskala oder über die sog. Hierarchie der Neutrinomassenzustände zu erhalten. Es gibt insgesamt drei denkbare Hierarchien, die mit der aktuellen Kenntnislage übereinstimmen. Da das Vorzeichen von Δm^2_{21} bekannt ist, muss m_2^2 leicht größer sein als m_1^2 . Das Vorzeichen von Δm_{31}^2 ist im Gegensatz dazu nicht bekannt. Aufgrund des deutlich größeren Wertes von Δm_{31}^2 muss m_3^2 entweder deutlich oberhalb ("normale Massenhierarchie") oder deutlich unterhalb ("invertierte Massenhierarchie") von m_1^2 und m_2^2 liegen. Eine dritte Möglichkeit wäre, dass die einzelnen Werte so hoch sind, dass der Unterschied Δm_{31}^2 im Vergleich zum absoluten Wert klein ist. Dies bedeutet, dass die Massen aller Massenzustände ungefähr gleich sind und wird als "quasidegenerierte Hierarchie" bezeichnet. Die Massen der verschiedenen Hierarchien sind in Abbildung 1.4 dargestellt. Ebenfalls dargestellt sind in dieser Abbildung die Anteile an Flavourzuständen, aus denen die Massenzustände bestehen. Aus dem Wert für Δm_{31}^2 kann man außerdem schließen, dass entweder die Massenzustände m_1 und m_2 oder der Massenzustand m_3 eine Masse von mindestens etwa $50 \text{ meV}/\text{c}^2$ haben müssen.

1.5 Messung der Neutrinomasse

Wie im vorherigen Unterkapitel 1.4 beschrieben wurde, ist es mit Neutrinooszillationen möglich, nachzuweisen, dass Neutrinos eine Masse haben. Informationen über die absolute Masse lassen sich daraus jedoch nicht gewinnen. Um die Masse der Elektronneutrinos, die eine Superposition aus den Masseneigenzuständen $|\nu_1\rangle$ bis $|\nu_3\rangle$ ist, zu messen, gibt es zwei bedeutende Methoden: Der neutrinolose Doppelbetazerfall und der Beta-Minus-Zerfall, die in den folgenden zwei Abschnitten beschrieben werden.

1.5.1 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Der neutrionolose Doppelbetazerfall nutzt die Tatsache aus, dass in manchen Atomkernen ein einfacher Betazerfall energetisch nicht möglich ist, da der Endzustand dieses Betazerfalls eine höhere Energie als der Anfangzustand hat. Diese Barriere



Abbildung 1.4: Darstellung der Zusammensetzung der Neutrinomassenzustände und der möglichen Massenhierarchien. Links ist dabei die normale und rechts die invertierte Hierarchie dargestellt. (Abbildung entnommen aus [Kin13].)

in der Zerfallskette eines Kerns kann umgangen werden, in dem zwei Betazerfälle gleichzeitig stattfinden, was als doppelter Betazerfall bezeichnet wird. Üblicherweise kommt es dabei einfach zu einer doppelten Ausführung des normalen (einfachen) Betazerfalls (dargestellt in Gleichung 1.29), bei dem sich zwei Neutronen in zwei Protonen, zwei Elektronen und zwei Antielektronneutrinos umwandeln. Dieser Prozess wird als $2\nu\beta\beta$ -Zerfall bezeichnet. Unter der Annahme, dass Neutrinos sog. Majorana-Teilchen sind, gibt es einen weiteren Doppelbetazerfall, bei dem keine Neutrinos erzeugt werden und der deshalb als $0\nu\beta\beta$ -Zerfall bezeichnet wird. Nach der Theorie von Majorana entsprechen Teilchen ihren Antiteilchen, es gäbe also keine Antineutrinos, sondern nur Neutrinos mit verschiedener Helizität. Das in einem Betazerfall emittierte (linkshändige) Neutrino geht in den zweiten Betazerfall als rechtshändiges Neutrino ein. Da die Helizität eine Erhaltungsgröße ist, ist dieser Prozess jedoch nur möglich, wenn ein Bezugssystem gefunden werden kann, das sich schneller als das Neutrino bewegt, sodass das Neutrino als rechtshändiges Neutrino an der Wechselwirkung teilnehmen kann. Da Neutrinos eine kleine Masse haben, gibt es auch eine kleine Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess. Die Halbwertszeit solch eines Prozesses ist somit letztlich proportional zur Masse des Neutrinos:

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} \cdot |M|^2 \cdot m_{\beta\beta}^2 \quad . \tag{1.23}$$

Dabei ist $T_{1/2}^{0\nu}$ die Halbwertszeit des Zerfalls, $G^{0\nu}$ der Phasenraumfaktor und M das Kernmatrixelement des Übergangs. $m_{\beta\beta}$ entspricht der effektiven Majorana-Masse

des Elektronneutrinos, die eine Linearkombination der Massenzustände ist:

$$m_{\beta\beta} = \left|\sum_{i} U_{ei}^2 \cdot m_{\nu i}\right| \quad . \tag{1.24}$$

Zur Bestimmung der Neutrinomasse muss folglich die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls gemessen werden. Mit dem GERDA-Experiment wurde auf diese Weise eine Obergrenze für die effektive Majorana-Neutrinomasse von 0,25 - 0,52 eV gemessen [Dev13].

1.5.2 Beta-Minus-Zerfall

Die Nutzung des Beta-Minus-Zerfall ist aufgrund seiner Modellunabhängigkeit zur Zeit der vielversprechendste Ansatz zur Neutrinomassenbestimmung. In einem einfachen Betaminuszerfall zerfällt ein Neutron in ein Proton, ein Elektron und ein Antielektronneutrino:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu_e} \quad . \tag{1.25}$$

Die dabei frei werdende Energie teilt sich auf die Ruhemassen und die kinetischen Energien des Elektrons und des Antineutrinos auf. Sieht man von der Rückstoßenergie des Kerns, die für diesen Prozess unbedeutend ist, ab, gilt:

$$\Delta E = E_{kin,e^{-}} + m_{e^{-}} \cdot c^2 + E_{kin,\bar{\nu}_e} + m_{\bar{\nu}_e} \cdot c^2 \quad . \tag{1.26}$$

Bis auf die Masse und die kinetische Energie des Antineutrinos sind diese Werte bekannt oder können gemessen werden. Die nicht für die Ruhemassen aufgewendete Energie verteilt sich in den meisten Fällen relativ gleichmäßig als kinetische Energie auf die beiden Teilchen. Um die Neutrinomasse zu bestimmen, sind jedoch die wenigen Fälle interessant, in denen das Neutrino fast keine und das Elektron fast die gesamte kinetische Energie erhält. Es wird erwartet, dass in Abhängigkeit der Neutrinomasse eine Obergrenze für die kinetische Energie der Elektronen gilt, die gefunden werden soll. Um diese zu bestimmen muss die Kinematik des Beta-Minus-Zerfall genau bekannt sein, weshalb im Folgenden näher darauf eingegangen wird.

Nach Fermis goldener Regel [Fer34] gilt für den Übergang eines quantenmechanischen Zustands in einen anderen Zustand desselben Hamiltonoperators:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \int \langle \psi_f | H | \psi_i \rangle \, df \quad , \qquad (1.27)$$

wobei ψ_i den Anfangzustand und ψ_f den Endzustand darstellt. Die Integration erfolgt über alle möglichen Endzustände f. Die Integration über die möglichen Endzustände kann durch die Zustandsdichte pro Energie- und pro Winkelintervall für das Neutrino und das Elektron ersetzt werden [Dre13]:

$$\varrho(E_e, E_\nu, d\Omega_e, d\Omega_\nu) = \varrho(E_e, d\Omega_e) \cdot \varrho(E_\nu, d\Omega_e) = \frac{V^2 \cdot \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \cdot E_e \cdot \sqrt{E_\nu^2 - m_\nu^2} \cdot E_\nu}{(2\pi)^6}$$
(1.28)

Wie in dieser Formel ersichtlich ist, hängt die Zustandsdichte von der Neutrinomasse ab.

Das Matrixelement $\langle \psi_f | H | \psi_i \rangle$ kann unterteilt werden in ein leptonisches Matrixelement und ein Kernmatrixelement. Das leptonische Element beinhaltet u. a. die Fermifunction F(Z+1,E), die die Wechselwirkung des ausgestoßenen Elektrons mit der Kernhülle beschreibt. Mit einigen Vereinfachungen (eine ausführliche Herleitung befindet sich z. B. in [Dre13]) ergibt sich für die Übergangsrate des Beta-Minus-Zerfalls:

$$\frac{d\dot{N}}{dE} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cos^2(\theta_C) |M|^2 F(Z+1,E) p_e(E_e + m_e c^2) (E_0 - E_e) \sqrt{(E_0 - E_e)^2 - m_{\nu_e}^2 c^4} \\ \cdot \theta(E_0 - E_e - m_{\nu_e} c^2) \quad .$$
(1.29)

Dabei ist G_F die Fermi-Kopplungskonstante, θ_C der Cabbibo-Winkel, M das Kernmatrixelement und E_0 die Endpunktenergie des Spektrums, was der Zerfallsenergie abzüglich der Ruhemasse des Elektrons entspricht. Die θ -Funktion am Ende muss eingeführt werden, um ein unphysikalisches Ansteigen der Rate hinter dem um die Neutrinomasse reduzierten Endpunkt zu verhindern. Ein Beispiel für ein Elektronenergiespektrum, das nach dieser Formel berechnet wurde, befindet sich in Abbildung 1.5. Hier ist auch die Form des Spektrums in der Nähe des Endpunkts dargestellt (rechte Seite). Während bei einer Neutrinomasse von $m_{\nu_e} = 0 \text{ eV}$ das Spektrum bis zum Endpunkt von Null verschiedene Werte annimmt, würde es bei einer Masse von beispielsweise $m_{\nu_e} = 1 \,\mathrm{eV}$ in diesem Bereich eine andere Form einnehmen und bereits um ein eV früher enden. Wie leicht in Formel 1.29 erkannt werden kann, hat die Neutrinomasse praktisch nur im Endbereich des Spektrums eine signifikante Auswirkung, wenn $E_e \approx E_0$ gilt. Deshalb muss dieser Bereich des Spektrums in einem Experiment zur Bestimmung der Neutrinomasse besonders genau untersucht werden. Bei Kenntnis der Form dieses Endbereichs kann auf die Masse des Elektronneutrinos rückgeschlossen werden. Die Tatsache, dass nur der Endbereich des Spektrums Informationen über die Neutrinomasse enthält führt zu großen experimentellen Herausforderungen, da lediglich ein sehr kleiner Teil der Elektronen Energien in diesem Bereich hat. Im Falle des Tritium-Betazerfalls würde beispielsweise, falls die Neutrinomasse $m_{\nu_e} = 0$ wäre, nur ein Anteil von $2 \cdot 10^{-13}$ Elektronen im letzten eV des Spektrums liegen.

Ein nach diesem Prinzip durchgeführtes Experiment benötigt also eine Quelle mit hoher Intensität, um ausreichend Elektronen im Endbereich des Spektrums messen zu können. Die geringe Anzahl an solchen Elektronen führt zudem dazu, dass sich bereits geringe Untergrundraten sehr problematisch auswirken können. Zur Vermeidung von Untergrund ist ein sehr gutes Vakuum und ein sehr rauscharmer Detektor zur Untersuchung der Elektronen nötig. Da der Anteil der sich im Endbereich des Spektrums befindenden Elektronen mit abnehmender Endpunktenergie zunimmt, ist zudem ein Beta-Zerfall mit niedriger Endpunktenergie wünschenswert. Es gibt im Wesentlichen zwei Betazerfäll, die für solch ein Experiment in Frage kommen:

 \sim



Abbildung 1.5: Elektronenergiespektrum des Beta-Minus-Zerfalls, hier am Beispiel von Tritium. Links ist das gesamte Spektrum abgebildet, rechts der Bereich um den Endpunkt. Die Zählrate ist in willkürlichen Einheiten angegeben. (Abbildung entnommen aus [Ang05].)

Rhenium und Tritium. Rhenium (⁷⁵Re) hat mit $E_0 = 2,47keV$ die geringste Endpunktenergie eines Betazerfalls, es hat jedoch den Nachteil, dass es eine sehr lange Halbwertszeit hat ($T_{1/2} \approx 4,3 \cdot 10^{10}$ Jahre), womit eine hohe Intensität eine große Materialmenge erfordern würde. Tritium ist durch seine Halbwertstzeit von $T_{1/2} = 12,3$ Jahre in dieser Hinsicht besser geeignet und hat zudem durch seine Eigenschaft, als schweres Wasserstoffisotop nur ein Elektron zu haben, eine analytisch berechenbare Fermifunktion. Dies wiegt den Nachteil einer höheren Endpunktenergie von $E_0 = 18,585$ keV auf. Unter Verwendung des Tritium-Betazerfalls wurden die bisher besten Obergrenzen für die Masse des Elektronneutrinos in Experimenten in Mainz und in Troitsk bei Moskau gemessen. Die Werte betragen $m_{\nu_e} < 2,3$ eV (95% C. L.) [Kra05] für das Experiment in Mainz und $m_{\nu_e} < 2,05$ eV (95% C. L.) [Ase11] für das Experiment in Troitsk. Das KATRIN-Experiment, das im folgenden Kapitel 2 beschrieben wird und ebenfalls nach diesem Prinzip arbeitet, hat als Experiment der nächsten Generation eine Sensitivität von 0,2 eV (90% C. L.) [Ang05].

Kapitel 2 Das KATRIN-Experiment

Das KATRIN-Experiment hat das Ziel, die Elektronneutrinomasse mit einer Sensivität von 0,2 eV (90 % C. L.) zu messen und nutzt dafür den Betazerfall von Tritium. Das Messprinzip, das in Abschnitt 1.5.2 näher beschrieben wird, besteht darin, den Endpunkt des Tritium-Beta-Spektrums im Detail zu vermessen. Dies wird im KATRIN-Experiment mithilfe eines sog. *MAC-E-Filters* durchgeführt, dessen Funktionsweise in Unterkapitel 2.1 beschrieben wird. Im darauffolgenden Unterkapitel 2.2 werden die einzelnen Bestandteile des Experiments näher erläutert, bevor in Unterkapitel 2.3 auf Untergrundprozesse im Hauptspektrometer des Experiments eingegangen wird. Besonderes Augenmerk wird dabei auf Sekundärelektronen gelegt, die in der Wand und in anderen Teilen des Hauptspektrometers entstehen (Abschnitt 2.3.1). In Abschnitt 2.3.2 wird anschließend das Innere Elektroden-System beschrieben, das zur Abschirmung dieser Elektronen verwendet wird.

2.1 Messung der Neutrinomasse mit einem MAC-E-Filter

Die Untersuchung des Tritiumbetaspektrums wird ermöglicht durch das Prinzip eines *MAC-E-Filters* (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic filter). Zentrales Bauteil ist ein Energiespektrometer für die Zerfallselektronen, das durch magnetische Feldlinien auf der einen Seite mit einer Tritiumquelle und auf der anderen mit einem Detektor verbunden ist (vgl. Abbildung 2.1). In der Quelle durch Betazerfälle emittierte Elektronen werden durch die Lorentzkraft auf Zyklotronbahnen um die Magnetfeldlinien herum geleitet. Um den Radius dieser Bahnen klein zu halten, werden Magnetfelder von bis zu mehreren Tesla eingesetzt, um die Elektronen entlang der Feldlinien durch das Spektrometer hindurch zum Detektor zu führen. Innerhalb des Spektrometers wird eine elektrische Gegenspannung angelegt, die nur diejenigen Elektronen überwinden können, für deren Energie

$$E_e > eU_0 \tag{2.1}$$



Abbildung 2.1: Funktionsprinzip eines MAC-E-Filters. Eine Tritiumquelle ist durch magnetische Feldlinien mit einem Detektor verbunden. Im Zwischenbereich befindet sich das Spektrometer, in dem die Feldlinien stark aufgeweitet werden, sodass das Magnetfeld deutlich sinkt. Dadurch wird der Transversalimpuls der sich von der Quelle zum Detektor bewegenden Elektronen in Longitudinalimpuls umgewandelt (unten). Durch Anlegen eines negativen Potentials ist es möglich, nur Elektronen oberhalb einer bestimmten kinetischen Energie zum Detektor passieren zu lassen. Graphik entnommen aus [Fis14], basierend auf [Ang05].

gilt, wobei U_0 die angelegte Spannung ist. Die passierenden Elektronen werden im Detektor gezählt. Durch Abrastern verschiedener Gegenspannungen und messen der Zählraten des Detektors für jede dieser Spannungen kann nun das Tritiumbetaspektrum vermessen werden.

Die gesamte kinetische Energie der Elektronen setzt sich aus einem relativ zu den Feldlinien longitudinalen und einem transversalen Anteil zusammen:

$$E_e = E_{\parallel} + E_{\perp} \quad . \tag{2.2}$$

Im Spektrometer kann auf die eben beschriebene Weise nur der longitudinale Anteil der Elektronenenergie gemessen werden, welcher vor allem bei Elektronen, die in großen Winkeln zu den Feldlinien gestartet sind, nur relativ klein ist. Um die gesamte Energie der Elektronen untersuchen zu können, wird ausgenutzt, dass sich bei
einem kleiner werdenden Magnetfeld der Impulsvektor der Elektronen in Richtung der Feldlinien ausrichtet. Dieser Effekt liegt daran, dass in der nichtrelativistischen Näherung das magnetische Moment

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} \tag{2.3}$$

eine Erhaltungsgröße ist. Desto kleiner das Magnetfeld, desto kleiner wird also auch der transversale Anteil der Energie. Da die Gesamtenergie jedoch erhalten ist, wird diese transversale Energie in longitudinale Energie umgewandelt. Aus diesem Grund werden die magnetischen Feldlinien im Bereich des Spektrometers so weit aufgeweitet, dass das Magnetfeld um mehrere Größenordnungen sinkt. Im KATRIN-Experiment wird statt des maximalen Feldes von 6 T in der Mitte des Spektrometers ein Feld von nur $3.8 \cdot 10^{-4}$ T verwendet. Das Verhältnis von maximalem und minimalem Magnetfeld bestimmt die maximale transversale Energie, die ein Elektron behält, und damit die Energieauflösung des Spektrometers:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{min}}{B_{max}} \to \Delta E = 18,585 \,\text{keV} \cdot \frac{3 \cdot 10^{-4} \,\text{T}}{6 \,\text{T}} \approx 0,93 \,\text{eV} \quad . \tag{2.4}$$

Dabei wurde als Gesamtelektronenenergie E der Wert für den Endpunkt des Tritium-Betaspektrums gewählt, der bei $E_0 \approx 18,585 \text{ keV}$ liegt. Die Neutrinomasse kann dennoch genauer gemessen werden, da die Form des Betaspektrums Rückschlüsse auf die Neutrinomasse bereits einige eV vor dem Endpunkt liefert (s. Abschnitt 1.5.2).

Ebenfalls durch das Verhältnis zwischen maximalem und minimalem B-Feld wird die maximale Startwinkel relativ zu den Feldlinien begrenzt, den ein in der Quelle startendes Elektron haben darf, um zum Detektor gelangen zu können. Elektronen mit höheren Startwinkeln werden durch den magnetischen Spiegeleffekt im Spektrometer reflektiert. Es gilt:

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{B_{min}}{B_{max}}}\right) \approx 50.3^{\circ} \quad .$$
(2.5)

Die Messung der Neutrinomasse auf diese Weise ist nur möglich, wenn sich die Zerfallselektronen weitgehend ungestört bewegen können. Aus diesem Grund und ebenfalls aufgrund der hohen Untergrundempfindlichkeit ist ein sehr gutes Vakuum nötig, das auch gegenüber den Tritiumatome in der Quelle aufrechterhalten werden muss. Um dies zu gewährleisten ist ein weiteres Bauteil zwischen der Tritiumquelle und dem Spektrometer nötig, das als Transportstrecke bezeichnet wird. Diese hat die Aufgabe, das Tritium der Quelle fast komplett abzupumpen und gleichzeitig die Zerfallselektronen ohne Energieveränderung ins Spektrometer zu leiten. Die einzelnen Bestandteile des KATRIN-Experiments, die zur Messung der Neutrinomasse nach dem Prinzip des MAC-E-Filters nötig sind, werden im folgenden Unterkapitel 2.2 näher beschrieben.



Abbildung 2.2: Aufbau des KATRIN-Experiments. Das Experiment beginnt auf der linken Seite mit der Rearsection (RS), die sich an der Rückseite der fensterlosen, gasförmigen Tritiumquelle (WGTS)) anschließt und Überwachungssysteme für diese beinhaltet. In Vorwärtsrichtung schließt sich an die WGTS die Transportstrecke an, welche aus der differentiellen Transportstrecke (DPS) und der kryogenen Transportstrecke (CPS) besteht. Der Spektrometerabschnitt besteht aus dem Vorspektrometer (PS) und dem Hauptspektrometer (MS). Am Ende des Experiments befindet sich der Fokalebenendetektor (FPD). (Graphik entnommen aus [Sch14].)

2.2 Hauptbestandteile

In diesem Abschnitt werden die Hauptkomponenten des KATRIN-Experiments näher erläutert. Eine Übersicht befindet sich in Abbildung 2.2. Das Experiment besteht aus einer Tritiumquelle mit der rückseitig angeschlossenen Rearsection, einer aus zwei Teilen bestehenden Transportstrecke, einem aus zwei Spektrometern (Vorund Hauptspektrometer) bestehenden Spektrometersystem und einem Detektor.

2.2.1 Tritiumquelle

Im KATRIN-Experiment wird eine fensterlose, gasförmige Tritiumquelle (abgekürzt WGTS von engl. "wireless gaseous tritium source") verwendet. Die eigentliche Quelle ist ein Edelstahlrohr mit einer Länge von 10 m und einem Durchmesser von 90 mm, in das in der Mitte Tritium injiziert wird. An beiden Enden befinden sich Turbomolekularpumpen, die das Tritium abpumpen und einem inneren Schleifensystem zuführen, das das Tritium wiederverwendet [Pri15]. So wird eine Reduktion des Tritiumflusses um einen Faktor von 10^2 noch innerhalb der Quelle erreicht.

Die Quelle hat die Aufgabe, eine große Menge Zerfallselektronen für eine effiziente Untersuchung des Betaspektrums zu erzeugen. Fehler der Elektronenenergie, beispielsweise durch den Dopplereffekt von sich bewegenden Tritiummolekülen, müssen jedoch so klein gehalten werden, dass sie die Energieauflösung des Hauptspektrometers nicht verschlechtern. Systematische Effekte durch die Bewegung der Tritiumatome, zu denen auch Streuprozesse gehören, werden durch eine niedrige Temperatur der Quelle vermieden, diese beträgt $T = 30 \,\mathrm{K}$ [Bab12]. Der Design-Wert für die Tritiumaktivität beträgt $10^{11} \,\mathrm{Bq}$, was eine Säulendichte von $\varrho d = 5 \cdot 10^{17} \,\mathrm{cm}^{-2}$ bzw. einer Tritiumdichte von $\varrho = 5 \cdot 10^{14} \,\mathrm{cm}^{-3}$ entspricht. Erreicht wird dies durch einen Injektionsdruck von $p_{inj} \approx 3 \cdot 10^{-3} \,\mathrm{mbar}$ [Ang05].

2.2.2 Transportstrecke

Die Hauptaufgabe der aus zwei Teilen bestehenden Transportstrecke liegt darin. zusammen mit den Turbomolekularpumpen der WGTS eine Reduzierung des Tritiumflusses um 14 Größenordnungen zu erreichen. Nach der Quelle folgt zunächst die differentielle Pumpstrecke (DPS), die den Tritiumfluss um fühf Größenordnungen verringert. Die 7 m lange Pumpstrecke besteht aus fünf Teilstücken, die zueinander in einem Winkel von 20° angeordnet sind. Auf diese Weise wird die Teilchenbahn durch einen Bogen erst nach außen und dann wieder nach innen geleitet, wodurch verhindert wird, dass eine direkte Sichtbeziehung zwischen Quelle und Spektrometer besteht. Ungeladene Tritiummoleküle müssen so mehrfach mit der Wand der Strahlröhre stoßen, um von der Quelle bis zum Spektrometer gelangen zu können. Zwischen den einzelnen Segmenten sind vier große Turbomolekularpumpen installiert. Für das Herausfiltern von Ionen, die wie die Elektronen den magnetischen Feldlinien folgen, werden elektrostatische Dipolelektroden verwendet [Luk12]. Daran anschließend befindet sich die kryogene Pumpstrecke, die durch das Prinzip der Kryosorption den Tritiumfluss um weitere sieben Größenordnungen reduziert. Verbleibende Tritiumatome absorbieren auf der kalten Innenoberfläche, auf der sich Argonschnee mit einer Temperatur von 3 K befindet. Der Verlauf der Strecke ist wie der der DPS bogenförmig angeordnet, hier jedoch mit Winkeln von 15° [Gil10].

2.2.3 Spektrometersystem

An die Transportstrecke schließen sich zwei Spektrometer an, mit denen nach dem in Abschnitt 2.1 beschriebenen Prinzip des MAC-E-Filters die Elektronenenergie gemessen wird. Das Vorspektrometer ist das deutlich kleinere Spektrometer mit einer Länge von 2,4 m und einem Durchmesser von 1,7 m. Seine Aufgabe besteht darin, die Zerfallselektronen vorzufiltern und nur diejenigen Elektronen, die eine Energie von mehr als 18,3 keV haben, zum dahinter liegenden Hauptspektrometer weiterzuleiten. Durch diese Anordnung gelangt der Großteil der Elektronen, dessen Energie weit entfernt vom Endpunkt des Spektrums liegt, nicht in das große Volumen des Hauptspektrometers, wo die Elektronen durch Stöße mit Restgasteilchen zum Untergrund beitragen können. Durch Aufweitung der Magnetfeldlinien entsteht in der Mitte des Spektrometers eine magnetische Flussdichte von 20 mT, wobei an den Rändern durch zwei supraleitende Magnete Flussdichten von 4,5 T erzeugt werden.

Das Hauptspektrometer hat ein Länge von 23,3 m und einen Durchmesser von 10 m und ist damit der größte einzelne Bestandteil des Experiments. Mit ihm wird die Energie der Elektronen um den Endpunkt des Tritium-Betaspektrums untersucht. Das Magnetfeld wird definiert durch den zweiten Vorspektrometermagneten, durch den sog. Pinch-Magneten am anderen Ende des Hauptspektrometers sowie durch 14 Luftspulen, die sich entlang des gesamten Hauptspektrometers befinden. Neben der Feinjustierung des Magnetfelds hat dieses Luftspulensystem auch die Aufgabe, das Erdmagnetfeld zu kompensieren. Während am Pinchmagnet mit 6 T die größte magnetische Flussdichte des Experiments erreicht wird, beträgt diese im Zentrum des Spektrometers lediglich $3 \cdot 10^{-4}$ T. Das Retardierungspotential wird direkt auf die Edelstahlwand der Spektrometer angelegt. Seine Feinjustierung erfolgt über das Innere-Elektroden-System, das aus dicht an der Wand angebrachten Drähten besteht und zusätzlich zur Abschirmung von Untergrundelektronen dient [Dre13]. Dieses wird in Abschnitt 2.3.2 näher beschrieben.

2.2.4 Detektor

Nachdem sie das Hauptspektrometer passiert haben, werden die Elektronen auf den sog. Fokalebenendetektor (engl. "focal plane detector" (FPD)) geleitet. Dieser hat prinzipiell vor allem die Aufgabe, die das Hauptspektrometer passierenden Elektronen zu zählen. Um die geringen Zählraten von Elektronen im Endbereich des Spektrums nachweisen zu können, muss der Detektor sehr gut gegen Untergrund abgeschirmt sein. Dies wird erreicht durch einen Kupfer- und Eisenschild sowie durch ein aktives Veto bestehend aus einem Szintillationszähler.

Der Detektor, der einen Durchmesser von 9 cm hat, besteht aus Silizium in einer PIN-Anordnung und ist in 148 Pixel segmentiert. Bis auf vier Pixel sind alle Pixel in zwölf ineinanderliegenden Ringen mit jeweils zwölf Pixeln angeordnet. Jeder dieser Pixel hat die gleiche Fläche von 44 mm², was bedeutet, dass die Pixel von innen nach außen schmäler werden. Die übrigen vier Pixel haben gemeinsam die Form eines Kreises und bilden den innersten Teil des Detektors. Die Einteilung des Detektors in Pixel ermöglicht es beispielsweise, Inhomogenitäten des elektrischen und des magnetischen Felds zu lokalisieren sowie Informationen über die Herkunft von Untergrundelektronen zu bekommen. Der Detektor hat eine Energieauflösung von etwa 1,5 keV, die es ermöglicht, Untergrundelektronen mit weitabweichenden Energiewerten auszusortieren [Ams15] [Sch14].

2.2.5 Monitorspektrometer

Das Monitorspektrometer wird zur Überwachung des Retardierungspotenzials des Hauptspektrometers verwendet. Es ist ebenfalls nach dem Prinzip des MAC-E-Filters aufgebaut, befindet sich jedoch nicht im Strahl der Tritiumbetaelektronen. Es verwendet als nuklearen Standard die K32-Linie des ^{83m}Kr-Zerfalls, welche eine Energie von 17,8 keV hat. Durch Vergleich mit dem Potential des Hauptspektrometers können Schwankungen der Spannung im ppm-Bereich detektiert werden [Erh14].

2.3 Untergrund im Spektrometersystem

Aufgrund der niedrigen Zählrate im Endbereich des Tritium-Betaspektrums ist das KATRIN-Experiment sehr sensitiv auf Untergrundprozesse. Um die geplante Sensitivität von $m_{\nu_e} = 200 \text{ meV}$ bei 90 % C. L. zu erreichen, ist eine Untergrundrate deutlich unter der Zählrate im Endbereich des Spektrums nötig. Angestrebt wird eine Rate von 10 mcps [Ang05]. Im Folgenden werden die wichtigsten Untergrundquellen im Spektrometersystem des KATRIN-Experiments beschrieben und Techniken zu ihrer Reduzierung erläutert.

2.3.1 Untergrundquellen

Gespeicherte Teilchen

Im KATRIN-Spektrometersystem gibt es zwei Möglichkeiten, Elektronen im Flussschlauch des Experiments zu speichern. Die eine Möglichkeit ist eine Penningfalle, bei der entlang magnetischer Feldlinien ein lokales Potentialmaximum auftritt. Elektronen, die sich in diesem Maximum befinden und nicht über die nötige Energie verfügen, um die Potentialbarriere auf mindestens einer Seite zu überwinden, sind dort gefangen (vgl. Abbildung 2.3). Eine große Penningfalle befindet sich experimentspezifisch zwischen dem Vor- und dem Hauptspektrometer. Weitere, kleinere Penningfallen können entstehen durch Fehler im elektromagnetischen Design der Spektrometer [Frä14]. Die zweite Möglichkeit zur Speicherung von Elektronen oder anderen geladenen Teilchen ist der magnetische Flascheneffekt. Dieser entsteht durch das Gegenüberstellen von zwei magnetischen Spiegeln, man benötigt also ein Magnetfeldminimum, das entlang der Feldlinien auf beiden Seiten von bereichen höherer Feldstärke umgeben ist. Solch eine Anordnung ist in einem MAC-E-Filters, bei dem in der Analysierebene ein um mehrere Größenordnungen kleineres Magnetfeld verwendet wird, gegeben. Der Impulsvektor eines Teilchens, das auf Spiralbahnen um die Feldlinien läuft, stellt sich bei größer werdendem Magnetfeld immer weiter auf. Ist die Magnetfeldänderung groß genug, kann es zu einem Umkippen des Impulsvektors in die andere Richtung kommen. Das Teilchen bewegt sich dann wieder zurück, wird also gespiegelt. Wird das Teilchen auf der anderen Seite ebenfalls gespiegelt, ist es gefangen [Hig07] [Mer13].

Gefangene Teilchen halten sich solange innerhalb des Spektrometers auf, bis sich durch Stöße ihre Energie oder ihre Richtung so ändern, dass sie nicht mehr die Speicherbedingungen erfüllen. Gespeicherte Elektronen können sich bei einem Druck von 10^{-11} mbar im Hauptspektrometer über Zeiträume bis hin zu mehreren Stunden



Abbildung 2.3: Prinzip einer Penningfalle (a) und einer magnetischen Flasche (b). In einer Penningfalle ist ein sich entlang einer magnetischen Feldlinie bewegendes Teilchen zwischen zwei Bereichen niedrigeren Potentials gefangen. In einer magnetischen Flasche wird das Teilchen auf beiden Seiten durch den magnetischen Spiegeleffekt gespiegelt. (Abbildung entnommen aus [Gro10].)

aufhalten [Mer13]. In dieser Zeit legen die Teilchen weite Strecken zurück, sodass eine hohe Wahrscheinlichkeit besteht, dass es trotz des guten Vakuums zu Stößen kommt, die die Ionisation von Restgasmolekülen zur Folge haben. Elektronen, die in solchen Prozessen entstehen, können, je nach Emissionswinkel, in kurzer Zeit bis zum Detektor gelangen und stellen eine wichtige Untergrundquelle dar.

Radioaktive Zerfälle

Eine weitere Untergrundquelle stellen im Flussschlauch zerfallende, neutrale radioaktive Atome dar. Da diese nicht geladen sind und somit die magnetische Abschirmung des Spektrometers nicht wirkt, können diese ungehindert durch das gesamte Spektrometer gelangen und an jedem beliebigen Punkt zerfallen. Die wichtigsten Vertreter sind Tritium und Radon. Einzelne Tritiumatome gelangen trotz der Tritiumflussreduzierung um 14 Größenordnungen in der Transportstrecke bis zum Hauptspektrometer und zerfallen erst dort. Radon tritt vor allem aus den Getterpumpen aus, die sich an drei Pumpstutzen im detektorseitigen Teil des Spektrometers befinden. Zur Reduzierung der Menge ins Spektrometer strömender Radonatome befinden sich stickstoffgekühlte Baffel vor den Getterpumpen [Mer13].

Sekundäre Elektronen aus der Spektrometerwand und aus Haltestrukturen des Innere-Elektroden-Systems

Die Emission von Elektronen aus der Wand des Hauptspektrometers sowie aus Elementen des Innere-Elektroden-Systems tragen ebenfalls zum Untergrund bei. Hauptursache sind kosmische Myonen sowie hochenergetische Photonen, die ebenfalls aus der kosmischen Strahlung oder aus radioaktiven Zerfälle in der Umgebung stammen können. Die erzeugten Sekundärelektronen können unterschieden werden in hochenergetische Elektronen, mit Energien bis hin zu mehreren keV und niederenergetische Elektronen, deren Energie unter 50 eV liegt, meist jedoch bei Werten zwischen



Abbildung 2.4: Einfluss der azimutalen Drift auf radiale Driftbewegungen von Elektronen im Hauptspektrometer. Dargestellt ist ein Schnitt quer zur Elektronenstrahlrichtung im Bereich der Analysierebene. Bei im Verhältnis zu radialen Driften großer azimutaler Drift der Elektronen bewegen sich diese auf Kreisbahnen und können nicht ins Zentrum des Spektrometers gelangen. Ist die azimutale Drift hingegen klein, stellt sich ein chaotisches Verhalten ein, das es den Elektronen durch eine radiale Drift ermöglicht, bis in Zentrum des Spektrometers zu gelangen. (Abbildung entnommen aus [Glü05], modifiziert.)

0 und 20 eV. Die niederenergetischen Elektronen sind deutlich häufiger. Eine ausführliche Beschreibung befindet sich in [Lei14]. Siehe auch [Fur02] und [Hen77].

Normalerweise gelangen die in den Wänden oder am Rand des Spektrometers ausgeschlagenen Elektronen durch die magnetische Abschirmung des Flussschlauchs nicht ins Innere des Spektrometers. Unter bestimmten Bedingungen können jedoch nichtachsialsymmetrische Felder dazu führen, dass Driftbewegungen entstehen, die Elektronen von den äußeren Bereichen des Hauptspektrometers nach innen bringen. Sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld und die Änderung des Magnetfelds verlaufen in einem MAC-E-Filter in z-Richtung, d. h. in der Achse von der Quelle zum Detektor. Durch das experimentelle Prinzip bedingt gibt es jedoch auch ein kleines E-Feld und eine kleine Magnetfeldänderung zwischen der Spektrometerwand und der Mitte des Spektrometers, also in radialer Richtung. Nach dem Prinzip der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift und der $\nabla \vec{B} \times \vec{B}$ -Drift gibt es in Kombination mit den magnetischen Führungslinien Driftbewegungen in azimutaler Richtung [Glü05]:

$$\vec{v}_{\vec{E}\times\vec{B}} = \frac{\vec{E}\times\vec{B}}{|\vec{B}|^2} \tag{2.6}$$

$$\vec{v}_{\nabla B} = \frac{E_{\perp} + 2E_{\parallel}}{|\vec{B}|^3} \left(\vec{\nabla}\vec{B} \times \vec{B}\right) \quad . \tag{2.7}$$



Abbildung 2.5: Geometrische Eigenschaften der Drähte des Innere-Elektroden-Systems (Graphik entnommen aus [Val09], modifiziert).

Dabei entsprechen E_{\perp} und E_{\parallel} der kinetischen Energie der Elektronen senkrecht bzw. parallel zu den magnetischen Feldlinien. Die Richtungen dieser Drifte sind im Fall der KATRIN-Spektrometer entgegengesetzt, sodass sich ihre Effekte bei bestimmten Energien und Richtungen ausgleichen [Glü05].

Diese Bewegung allein führt jedoch nicht zu einer Drift in radialer Richtung. Dazu werden Felder oder B-Feldänderung in azimutaler Richtung benötigt. Solche Felder existieren durch äußere Einflüsse wie z. B. magnetisierter Stahl in der Wand des Gebäudes. Zusammen mit dem E-Feld, dem B-Feld oder der B-Feldänderung in z-Richtung ergibt sich dann eine Drift in radialer Richtung. Ist diese Drift jedoch klein im Verhältnis zur eben diskutieren Drift in azimutaler Richtung, führt dies lediglich zu einer Verformung der ansonsten kreisförmigen Bahn der Azimutaldrift [Thü02] [Glü05]. Zu einer Driftbewegung in radialer Richtung kommt es nur, wenn die azimutale Drift klein ist, was vor allem der Fall ist, wenn sich $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift und $\nabla \vec{B} \times \vec{B}$ -Drift ausgleichen. Dies ist für das Hauptspektrometer je nach Winkel bei Elektronenergien von ca. 5 eV der Fall. In Abbildung 2.4 sind Beispiele für eine Elektronenbahn bei starker (Teil a) und geringer Azimutaldrift (Teil b) dargestellt. Elektronen mit diesen Energien sind somit am problematischsten für den Untergrund des Hauptspektrometers. In diesem Energiebereich werden leider zahlreiche Sekundärelektronen erzeugt. Zu ihrer Abschirmung wird ein zweilagiges Innere-Elektroden-System verwendet, das im folgenden Abschnitt 2.3.2 näher beschrieben wird.

2.3.2 Abschirmung von Untergrundelektronen mit dem Innere Elektroden-System

Zur Abschirmung von aus der Wand emittierten Elektronen wird ein doppellagiges Innere-Elektroden-System verwendet. Dabei werden zwei Lagen an dünnen Drähten in einem Abstand von wenigen Zentimetern zur Spektrometerwand angebracht, die auf unterschiedliches Potential gesetzt werden können. Die Abschirmung von in der Spektrometerwand emittierten Sekundärelektronen erfolgt nach dem einfachen Prinzip, dass das Potential der Drähte negativer eingestellt wird als das der Spektrometerwand. Somit können lediglich Elektronen, für deren Energie

$$E > eU_{Draht} \tag{2.8}$$

gilt, diese Potentialbarriere überwinden. Der Grund für die Nutzung eines zweilagigen Drahtelektrodensystems wird im Folgenden erläutert. Auf der einen Seite muss das Verhältnis zwischen der Dicke *d* und dem Abstand der Drähte *s* (vgl. Abbildung 2.5) möglichst klein sein, damit die Drähte nicht selbst zu einer bedeutenden Quelle von Sekundärelektronen werden. Auf der anderen Seite sorgen zu große Lücken zwischen den Drähten dafür, dass die Potentialhomogenität im Bereich der Drähte abnimmt. Im Bereich zwischen den Drähten scheint das Potential der Spektrometerwand durch, sodass der Potentialunterschied zur Wand hier geringer wird. Für das effektive Potential gilt [Val04]:

$$U_{eff} \approx U_{Draht} + \delta U \quad . \tag{2.9}$$

Der Unterschied zwischen dem Potential der Drähte und dem effektiven Potential wird neben dem Spektrometerpotential durch den Abdeckfaktor S bestimmt [Val04]:

$$\delta U = \frac{U_{Spektrometer} - U_{Draht}}{S}, \quad S \approx 1 + \frac{2\pi l}{s \cdot ln\left(\frac{s}{\pi d}\right)} \quad . \tag{2.10}$$

Dabei ist l der Abstand zwischen den Drähten und der Spektrometerwand, s der Abstand der Drähte zueinander und d die Dicke der Drähte. Ein kleines Verhältnis zwischen d und s führt somit zu einem kleinen Wert für S, was bedeutet, dass es zu hohen Werten von δU kommt. Dies ist zum einen nachteilig, da es dann zu größeren Potentialunterschieden im Bereich der Drähte kommt, was die Wahrscheinlichkeit für Feldemissionen, die neue Untergrundelektronen erzeugen können, erhöht. Zum anderen werden dadurch Schwankungen des Spektrometerpotentials stärker auf das effektive Potential weitergegeben. Das Spektrometerpotential ist stärkeren Schwankungen ausgesetzt als das Potential der Drähte. Gründe hierfür sind u. a. Einflüsse von auf Spektrometerpotential liegenden Geräten wie Vakuumpumpen und die deutlich größere Materialmenge der Spektrometerwand. In Bezug auf diese Faktoren sollte also S und damit auch das Verhältnis zwischen d und s möglichst groß sein [Val09].

Der Widerspruch zwischen diesen Anforderungen wird im Hauptspektrometer mit der zweilagigen Drahtelektrode gelöst. Die erste, äußere Drahtlage hat einen hohen Abdeckfaktor *S* und damit dickere Drähte zur Vermeidung von Feldemissionen und zum Erreichen eines Potentials mit nur geringen Schwankungen. Die zweite, innere Drahtlage mit dünneren Drähten sorgt für eine effiziente Abschirmung von Untergrundelektronen. Sie schirmt auch Elektronen ab, die in den Drähten der äußeren Drahtlage oder in Elementen der Haltestruktur des Elektrodensystems, die auf dem Potential der äußeren Drahtlage liegen, entstehen. Eine Skizze zum Aufbau der Drähte befindet sich in Abb. 2.6.



Abbildung 2.6: Inneres-Elektrodensystem des KATRIN-Hauptspektrometers. Abgebildet sind ein sog. Drahtkamm zum Aufspannen der Drähte sowie die Drähte der äußeren Drahtlage (blau) und der inneren Drahtlage (rot). Auf der linken Seite ist die Verbindung zur Spektrometerwand. (Abbildung entnommen aus [Val09], modifiziert.)

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage des Innere-Elektrodensystems gegenüber niederenergetischen Sekundärelektronen. Zu diesem Zweck sollen zusätzliche, künstlich erzeugte Elektronen im einstelligen eV-Bereich erzeugt werden. Dies ist ein Bereich, in dem zum einen viele Sekundärelektronen entstehen und für den zum anderen das Eindringen in den magnetischen Flussschlauch besonders leicht ist (vgl. Abschnitt 2.3.1). Die Erzeugung zusätzlicher Elektronen in diesem Energiebereich ist durch den Photoeffekt mit einem UV-Laser möglich. Dazu wird ein UV-Laser mit der Wellenlänge 224 nm verwendet, mit dem sich in Edelstahl Elektronen mit einer Energie von 1,1 eV ausschlagen lassen (für weitere Details zum verwendeten Laser und zur Elektronenerzeugung s. Abschnitt 3.2). Im Rahmen früherer Arbeiten wurde mit demselben Prinzip und demselben Laser bereits die Abschirmeffizienz der Drahtelektroden des Vorspektrometers [Gro10] und der äußeren Drahtlage des Hauptspektrometers untersucht [Mül14]. Für die äußere Drahtlage wurde für eine asymmetrische Magnetfeldkonfiguration, bei der die Feldlinien die Spektrometerwand mit dem Detektor verbinden, eine Ratenreduzierung um etwa einen Faktor 2 gemessen, wenn das Potential der Drähte mindestens 2 V negativer war. Bei der Standard-Magnetfeldkonfiguration eines MAC-E-Filters reichte ein um 200 V negativeres Potential auf den Drähten aus, um fast alle in der Spektrometerwand induzierten Elektronen abzuschirmen. In dieser Arbeit geht es nun darum, in Ergänzung dazu die Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage vor allem gegenüber Elektronen, die in den Drähten der äußeren Drahtlage und in den Haltestrukturen des Innere-Elektroden-Systems entstanden sind, zu untersuchen.

Kapitel 3

Theorie des Laserprinzips und Charakterisierung des im Experiment eingesetzten UV-Lasersystems

Dieses Kapitel beschreibt Theorie und Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten UV-Lasers. Zunächst wird das Funktionsprinzip eines Lasers allgemein beschrieben (Unterkapitel 3.1), bevor auf die Funktionsweise des verwendeten Lasertyps, eines gepulsten Hohlkathoden-Metalldampflasers, näher eingegangen wird (Unterkapitel 3.2). Da für die Messung der Pulsenergie dieses Lasers Photodioden eine zentrale Rolle spielen, wird im darauf folgenden Unterkapitel 3.3 die Funktionsweise einer Photodiode beschrieben. Ebenfalls wird hier der Versuchsaufbau zur Messung der Laserpulsenergie, der in den Charakterisierungsmessungen des Lasersystems verwendet wurde, beschrieben. In diesem Kapitel wird auch der Aufbau der Laserbox beschrieben (Unterkapitel 3.4), bevor die zur Charakterisierung des Lasersystems durchgeführten Messungen und ihre Ergebnisse in Unterkapitel 3.5 im Detail erläutert werden. Durchgeführt wurden Messungen zur Pulsenergie (3.5.1), zur Stabilität der Pulsenergie (3.5.2), zur Strahldivergenz (3.5.3) und zur Abhängigkeit der Pulsenergie vom Abstand zum Laser.

3.1 Das Laserprinzip

Ein Laser (engl. "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation") ist eine Quelle für kohärente Lichtstrahlen mit hoher Intensität, die durch stimulierte Emission erzeugt werden. Das Prinzip der stimulierten Emission wurde erstmals von Albert Einstein 1916 postuliert [Ein16], jedoch dauerte es noch 44 Jahre, bis der erste Laser im Infrarotbereich 1960 durch Theodore Maiman gebaut wurde [Mai60]. Das Prinzip der stimulierten Emision ähnelt dem der Absorption von Photonen. Atome können in diskrete, angeregte Energiezustände gebracht werden, wenn sie mit Photonen bestrahlt werden, deren Energie der Differenz zwischen Grundzustand und einem angeregten Zustand entspricht:

$$E_1 - E_0 = hf$$
 . (3.1)

Dabei ist E_1 die Energie des höherenergetischen, angeregten und E_0 die Energie des Grundzustands. h bezeichnet das Planck'sche Wirkungsquantum und f die Übergangsfrequenz, die Frequenz, die ein einstrahlendes Photon für diesen Prozess haben muss. Die Änderungsrate der Besetzung des Grundzustands durch diesen Prozess ist gegeben durch:

$$\frac{\mathrm{d}N_0}{\mathrm{d}t} = -\sigma N_0 \Phi \quad . \tag{3.2}$$

Dabei ist N_0 die Besetzungszahl des Grundzustands, σ der Wirkungsquerschnitt und Φ die Photonenstromdichte. Die Intensität eines eingestrahlten Lichtstrahls ändert sich damit wie folgt:

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}x} = -\sigma N_0 I \quad . \tag{3.3}$$

Hier entspricht I der Intensität des eingestrahlten Strahls und $\frac{dI}{dx}$ der räumlichen Intensitätsänderung. Die Intensität des Strahls verringert sich also durch diesen Absorptionsprozess.

Der beschriebene Prozess funktioniert auf die gleiche Weise auch umgekehrt und wird in diesem Fall "spontane Emission" genannt. Dabei fällt das angeregte Atom wieder in den Grundzustand zurück und strahlt ein Photon der Wellenlänge f ab. Dieser Prozess tritt in der Regel nach sehr kurzer Zeit ein. Für die Änderungsrate des mit E_1 bezeichneten Zustands gilt:

$$\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t} = -\frac{N_1}{\tau} \quad , \tag{3.4}$$

wobei N_1 die Anzahl der sich im Zustand E_1 befindenden Atome wiedergibt. Typische Werte für den Einstein-Koeffizienten τ , der ein Maß für die Zerfallsgeschwindigkeit darstellt, liegen im Bereich zwischen $\tau \approx 10^{-9}$ s und $\tau \approx 10^{-3}$ s [Eic06].

Eine weitere Möglichkeit für ein angeregtes Atom, in den Grundzustand zu gelangen, ist die induzierte Emission. Das angeregte Atom kann durch ein Photon der Übergangswellenlänge f dazu gebracht werden, in den Grundzustand überzugehen. Das dabei von dem Atom emittierte, weitere Photon wird in der gleichen Richtung wie das induzierende Photon ausgestoßen und ist kohärent zu diesem. Da das ursprüngliche Photon weiter vorhanden ist, entsteht durch diesen Prozess eine verstärkende Wirkung.

Der Prozess kann rechnerisch auf die gleiche Weise behandelt werden wie der zuvor beschriebene Absorptionsprozess. Analog zu Formel 3.3 gilt für die Änderung der Intensität eines eingestrahlten Lichtstrahls:

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}x} = \sigma N_1 I \quad . \tag{3.5}$$

Das Vorzeichen ist nun positiv, was bedeutet, dass eine Verstärkung des Lichtstrahls erreicht wird. Im Fall nicht entarteter Energieniveaus stimmt der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses mit dem der Absorption überein, die Wahrscheinlichkeit des Absorptions- und des Induktionsprozesses hängt also lediglich von der Besetzungszahl der Zustände N_0 und N_1 ab. Wenn auch Zustände N_0 vorhanden sind, wirkt demnach der ebenfalls stattfindende Absorptionsprozess nach Formel 3.3 dem Induktionsprozess entgegen. Für die Intensitätsverstärkung lässt sich das verallgemeinerte Beer'sche Gesetz herleiten [Eico6]:

$$\frac{I}{I_0} = e^{\sigma d(N_1 - N_0)} \quad . \tag{3.6}$$

Dabei ist I die Intensität der auslaufenden und I_0 diejenige der einlaufenden Lichtwelle. N_0 und N_1 sind wieder die Besetzungszahlen des Grund- bzw. angeregten Zustands, sowie d die Schichtdicke des durchstrahlten Materials. Es ist hier gut erkennbar, dass für eine Verstärkung, also einem positiven Wert von $\frac{I}{I_0}$

$$N_1 > N_0 \tag{3.7}$$

gelten muss. Da sich im Normalfall aufgrund der Boltzmann-Verteilung fast alle Atome im Grundzustand befinden, muss diese sog. Besetzungsinversion künstlich erreicht werden. Dies kann beispielsweise durch Gasentladungen, durch Anregung von Atomen, durch Elektron- oder Atomstöße oder durch sog. optisches Pumpen erreicht werden. Letzteres ist ein bei vielen Lasern verwendeter Prozess, bei dem das Atom durch elektromagnetische Strahlung einer vom Laserübergang verschiedenen Wellenlänge in ein höheres Energieniveau als das obere Laserniveau gebracht wird. Von dort fällt es nach einer kurzen Halbwertszeit, die deutlich kürzer als diejenige des Laserübergangs sein muss, zurück in das obere Laserniveau (vgl. Abbildung 3.1 Teil a; das obere Laserniveau wird hier als E_2 bezeichnet) und reichert dieses an. Durch einen effektiven Pumpmechanismus wird so gewährleistet, dass das obere Laserniveau stets relativ stark besetzt wird. Um auf die soeben beschriebene Weise eine Besetzungsinversion zu erreichen, ist also ein zusätzliches, drittes Energieniveau nötig, ein so funktionierender Laser wird somit als Drei-Energieniveaulaser bezeichnet. Es ist für diesen Prozess stets eine indirekte Erzeugung der Besetzungsinversion nötig, diese kann also nicht durch Bestrahlung mit der Wellenlänge des Laserübergangs erfolgen. Da sich die Atome nach dem Emissionsprozess direkt im Grundzustand befinden, muss relativ stark gepumpt werden, um die Besetzungsinversion aufrechtzuerhalten.

Dies macht es naheliegend, nicht direkt vom unteren Laserenergieniveau aus das optische Pumpen zu starten, sondern ein zusätzlich Energieniveau als unteres Laserenergieniveau zu verwenden, das oberhalb des Grundzustands liegt. Dies wird als ein Vier-Energieniveaulaser bezeichnet (s. Abbildung 3.1, Teil b). Von diesem unteren 32



Abbildung 3.1: Typische Besetzungszahlen in einem Drei- (a) und in einem Vierniveaulaser (b). Im Dreiniveaulaser wird, das obere Laserniveau (E_2) über den höheren Zustand E_3 befüllt, während das untere Laserniveau gleichzeitig den Grundzustand darstellt. Im Vierniveaulaser befindet sich der Grundzustand als weiteres Energieniveau unterhalb dem unteren Laserniveau (E_1) , sodass dieses von selbst entleert wird (nach [Eic06]).

Laserniveau fallen die Atome nach einer kurzen Übergangszeit in den Grundzustand zurück. Die Übergangszeit für diesen Prozess ist wieder deutlich kürzer als die des Laserübergangs. Somit kann relativ einfach gewährleistet werden, dass sich mehr Atome im Zustand E_2 als in E_1 befinden, weshalb auch die meisten Laser mit einem Vier-Energieniveau-System arbeiten.

Die Verstärkung der meisten Lasermaterialien reicht nicht aus, um in einer Laserröhre mit einer akzeptablen Länge eine hinreichende Verstärkung von spontan induzierten Photonen zu erzielen. Deshalb wird üblicherweise die Wegstrecke verlängert, in dem Spiegel an beiden Enden der Röhre angebracht werden. Auf der einen Seite ist dabei ein möglichst komplett reflektierender Spiegel angebracht, während derjenige auf der anderen Seite teiltransparent ist, um einem Teil der Laserstrahlung austreten zu lassen und nutzen zu können. Diese Anordnung wird als Resonator bezeichnet.

Laser werden häufig nach der Art der Erzeugung der Besetzungsinversion unterschiedenen [Eic06]. Neben den beschriebenen optisch gepumpten Lasern gibt es, wie bereits erwähnt, Laser, bei denen das Lasermaterial durch **Elektronenstöße** angeregt wird. Hier wird das aktive Medium mit einem Elektronenstrahl beschossen, sodass die kinetische Energie der Elektronen für dessen Anregung genutzt werden kann. Das Funktionsprinzip basiert hier im Normalfall ebenfalls auf den in Abbildung 3.1 dargestellten Drei- bzw. Vierniveauprinzipien. Eine weitere Möglichkeit sind **Diodenlaser**, die auf der Rekombination von Elektron-Lochpaaren in einem pn-Übergang bei Anlegung einer Spannung in Durchlassrichtung basieren. Weitere Möglichkeiten sind die Anregung der **chemische Reaktionen** oder Gasentladungen. Für das letztere Prinzip können sowohl Glimm-, als auch Bogenentladungen oder sog. Hohlkathodenentladungen verwendet werden [Eic06]. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete UV-Laser basiert auf einer Metalldampf-Hohlkathodenentladung und gehört damit zu den Lasern des letztgenannten Typs. Seine Funktionsweise wird im folgenden Unterkapitel 3.2 näher erläutert.

3.2 Funktionsweise eines gepulsten Hohlkathoden-Metalldampf-Lasers

Der bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen verwendete UV-Laser basiert auf der Hohlkathodenentladung gasförmiger Metallatome. Die notwendige Besetzungsinversion wird bei solch einem Laser in einer Gasentladungsröhre durch Stöße von Ionen eines Puffergases, das üblicherweise ein Edelgas ist, mit gasförmigen Metallatomen erzeugt. Die Metallatome geben dabei ein Elektron an die Puffergasionen ab, wodurch diese selbst zu Ionen werden, während die Puffergasionen ihr fehlendes Elektron auffüllen können. Die Metallionen befinden sich anschließend in einem angeregten Zustand, der das obere Laser-Niveau darstellt [Ger80]:

$$B^+ + M \to B + (M^+)^* + \Delta E$$
 . (3.8)

Dabei steht *B* bzw. B^+ für ein Puffergasatom bzw. -ion und *M* sowie M^+ für Metallatom und -ion. Der Stern bei *M* symbolisiert einen angeregten Zustand und ΔE den Energieunterschied zwischen B^+ und $(M^+)^*$. Die Puffergasionen werden in einer Gasentladung erzeugt. Da die Ionen im Bereich des negativen Glimmens der Kathode entstehen, muss diese eine geometrische Form haben, die diesen Glimmbereich möglichst groß macht. Deshalb ist die Kathode so gebaut, dass ein Hohlraum entsteht, der von mindestens drei Seiten vom Kathodenmetall umschlossen ist und nur eine kleine Öffnung hin zur Anode hat [Ger80]. Diese Ionen sind mit dafür verantwortlich, dass die Metallatome aus der Kathode freigesetzt werden. Anders als in vielen anderen Metalldampflasern wird bei einem solchen Laser das Kathodenmetall nicht verdampft, sondern zerstäubt. Die Puffergas-Ionen werden auf die Kathode beschleunigt und schlagen dort Metallatome aus, die anschließend gasförmig sind und dann die Reaktion 3.8 durchlaufen können. Metallionen tragen ebenfalls zu diesem Prozess bei [Tob95]. Auf diese Weise lassen sich Dichten von 10¹⁴ gasförmigen Metallatomen pro cm³ erzielen [Hoo77], was für die Besetzungsinversion ausreichend ist.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Hohlkathodenlaser nutzt als Puffergas Helium und als Kathodenmetall Silber. Nach der Abgabe eines Elektrons an ein Heliumion befindet sich das äußerste Silberelektron im $5d^{1}S_{0}$ -Zustand. Dieser befindet sich knapp unterhalb des Energieniveaus, in dem sich das Heliumatom zuvor befand (vgl. Abb. 3.2) Von dort fällt es in den $5d^{1}P_{1}^{0}$ -Zustand, was einer Übergangswellenlänge von 224,3 nm bzw. 5,53 eV entspricht. Da das KATRIN-Hauptspektrometer aus Edelstahl besteht und dieser eine Austrittsarbeit von 4,4 eV hat [Pic92], ist



Abbildung 3.2: In einem HeAg-UV-Laser verwendeter Energieniveauübergang. Entnommen aus [Gro10], siehe dazu auch [Ger80].

es mit dieser Wellenlänge möglich, Elektronen mit etwa 1,1 eV kinetischer Energie zu erzeugen. Somit können sehr niederenergetische Elektronen an der Wand des Hauptspektrometers erzeugt und untersucht werden. Da davon auszugehen ist, dass die meisten durch kosmische Myonen o. ä. erzeugten, niederenergetischen Sekundärelektronen Energien im Bereich von nur wenigen eV haben (vgl. Abschnitt 2.3.1 sowie [Fur02] und [Hen77]), kann die Untersuchung der laserinduzierten Elektronen wichtige Erkenntnisse für die Abschirmung niederenergetischer Elektronen bringen.

Verwendet wurde ein Laser vom Typ PSY-HeAg70-224SL des Herstellers Photon Systems¹, der die folgenden Eigenschaften hat [PSY15]:

- Wellenlänge: 224,3 nm
- Leistung während eines Pulses: >50 mW
- Pulslänge: bis zu 100μ s
- Pulsfrequenz: 1 -20 Hz
- Maße: 10 cm x 10 cm x 70 cm

Mit diesem Laser ist es somit möglich, in klar abgegrenzten Pulsen Photodioden im KATRIN-Hauptspektrometer zu erzeugen.

¹Photon Systems, 1512 Industrial Park St., Covina, CA 91722-3417, USA, www.photonsystems.com

3.3 Messung der Laserpulsenergie im Experiment

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Photodioden eingesetzt, um die Intensität bzw. die Pulsenergie des UV-Lasers zu messen sowie um den Zeitpunkt eines Laserpulses zu bestimmen. Letzteres ist von großer Bedeutung, um die mit dem KATRIN-Detektor registrierten Elektronen einem Laserpuls zuordnen zu können, was für die Messphasen 1 und 2 der Hauptmessungen wichtig ist (s. Unterkapitel 5.4 und 5.5). Im ersten Abschnitt dieses Unterkapitels wird die Funktionsweise einer Photodiode allgemein beschrieben. Im zweiten Abschnitt wird auf die Details des Photodiodeneinsatztes während dieser Messungen eingegangen.

3.3.1 Aufbau und Funktionsweise einer Photodiode

Photodioden basieren, ähnlich wie viele andere Elemente moderner Elektronik, auf pn-Übergängen in Halbleitern. Halbleiter sind Stoffe, deren Fermi-Energie in einer Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband liegt. Während bei sehr niedrigen Temperaturen das Leitungsband gar nicht besetzt ist und der Halbleiter somit gar keine Leitfähigkeit hat, ist bei höheren Temperaturen nach der Fermi-Statistik eine geringe Anzahl Elektronen im Leitungsband. Somit haben reine, sog. intrinsische Halbleiter eine geringe Leitfähigkeit. Interessant werden Halbleiter durch Dotieren mit Donator- oder Akzeptoratomen. Die Valenzelektronen dieser einzelnen Atome haben diskrete Energieniveaus, die für Donatoratome knapp unterhalb der Fermi-Energie des Halbleiters und des Leitungsbands liegen. Diesen Elektronen fehlt nur wenig Energie, um ins Leitungsband zu gelang. Bei Raumtemperatur ist i. A. genügend thermische Energie vorhanden, dass sich fast alle dieser Elektronen im Leitungsband befinden und zur Leitfähigkeit des Halbleiters beitragen. Die zugehörigen Donatoratome sind deshalb nahezu komplett ionisiert. Die Akzeptoratome wiederum haben ein freies Energieniveau knapp überhalb des Valenzbandes und überhalb der Fermienergie des Halbleiters. Diese Energieniveaus werden bei Raumtemperatur üblicherweise von Elektronen aus dem Valenzband besetzt, sodass die Atome nun zu negativ geladenen Ionen werden. Im Valenzband entstehen damit Löcher, die als positive Ladungsträger zur Leitfähigkeit beitragen [Hun12].

Um eine Diode herzustellen ist die Kombination eines p- und eines n-dotierten Halbleiters nötig. Werden p- und n-dotiertes Halbleitermaterial miteinander in Kontakt gebracht, neigen die positiven Ladungsträger auf der p-dotierten und die negativen Ladungsträger auf der n-dotierten Seite dazu, sich durch Diffundieren durch die Grenzfläche auszugleichen. Dies geschieht solange, bis die sich dadurch aufbauende Spannung ein weiteres Diffundieren verhindert. Der Bereich um die Grenzfläche herum, in dem diese Prozesse stattfinden, wird Raumladungszone oder auch Verarmungszone genannt. Dies liegt daran, dass sich dort eine Ladung aufbaut und gleichzeitig die Anzahl der freien Ladungsträger zurückgeht. Im Bändermodell wird dies dadurch beschrieben, dass sich die Ferminiveaus beider Seiten angleichen. Dies bedeutet, dass es zu einer Verbiegung der Energieniveaus von Valenz- und Leitungs-



Abbildung 3.3: Der pn-Übergang in einer Photodiode im Bändermodell. Dargestellt ist der Verlauf des Unterkante des Leitungsband E_L , der Oberkante des Valenzbands E_V sowie die Fermienergie E_F . U_D entspricht der im pn-Übergang erzeugten Diffusionsspannung. Durch Photonen erzeugte freie Ladungsträger diffundieren zunächst zur Raumladungszone, wo sie in einen energetisch günstigeren Zustand gelangen können. Auf diese Weise entsteht ein Photostrom.

band im Bereich des Übergangs kommt. Der ursprüngliche Unterschied in der Energie der Ferminiveaus stellt schlussendlich den Spannungsunterschied dar, der sich im Bereich der Raumladungszone aufbaut (vergleiche Abb. 3.3).

Die Funktion einer Photodiode beruht nun darauf, mithilfe von Lichteinstrahlung Elektron-Loch-Paare innerhalb des Halbleiters zu erzeugen. Sofern diese Paare nicht zu schnell wieder unter Emission eines Photons zerfallen, werden sie durch das in der Raumladungszone bestehende elektrische Feld getrennt. Die Elektronen werden also auf die n-dotierte Seite und die positiven Löcher auf die p-dotierte-Seite gebracht, womit ein Strom in Sperrrichtung entsteht. Voraussetzung für diesen Prozess ist, dass die Bandlücke des verwendeten Halbleitermaterials im Bereich der Photonenenergie des eingestrahlten Lichts liegt. Ist die Energie eines eingestrahlten Photons zu klein, kann es kein Elektron-Loch-Paar im Halbleiter erzeugen und somit nicht detektiert werden. Falls die Energie eines Photons hingegen größer als die Bandlücke ist, kann nur die Energie der Bandlücke zur Erzeugung des Photostroms genutzt werden. Somit verschlechtert sich mit der Differenz zwischen Photonenenergie und Bandlücke die Photosensitivität einer Diode, die ein Maß für den Photostrom in Abhängigkeit von der eingestrahlten Strahlungsleistung ist. Letzteres ist vor allem für die Verwendung in Solarzellen, die i. A. auf Ausgangsleistung optimierte Photodioden darstellen, ungünstig.

Die in der Photodiode erzeugte Elektronen-Loch-Paar-Rate ist proportional zur



Abbildung 3.4: Versuchsaufbau zur Messung der Laserpulsenergie. Eine Photodiode wird mit dem Licht des Lasers bestrahlt. Die an einem 50 Ω -Widerstand abfallende Spannung wird mit einem Oszilloskop gemessen, woraus der Photostrom berechnet werden kann.

einlaufenden Strahlungsleistung. Somit ist auch die mit einer Photodiode erzeugte Stromstärke proportional dazu. Dies bedeutet, dass sich eine Photodiode auch für die Messung der Strahlungsleistung eines Lasers einsetzen lässt. Das hierbei verwendete Messverfahren wird im folgenden Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

3.3.2 Aufbau eines Testversuchs zur Messung der Laserpulsenergie

Durch Messung des mit einer Photodiode erzeugten Stroms kann, wie in Abschnitt 3.3.1 dargestellt, die Strahlungsleistung einer Lichtquelle gemessen werden. Im Falle eines gepulsten Lasers, wie er hier verwendet wurde, kann daraus auf die während eines Laserpulses abgestrahlte Energie geschlossen werden. Es wurden während dieser Messungen Photodioden vom Typ S1337-66BQ und S1337-1010BQ von hamamatsu² verwendet, die eine Größe von 66 bzw. 100 mm² haben.

Die Photodiode wird im Strahlgang des Lasers so positioniert, dass der Laserstrahl in kompletter Breite die Oberfläche der Photodiode trifft (siehe Abbildung 3.4). Die Anschlüsse der Photodiode werden mit einem BNC-Kabel über ein T-Stück sowohl mit einem 50 Ω -Widerstand als auch mit einem Oszilloskop verbunden. Das Oszilloskop misst also die Spannung an diesem Widerstand, woraus der mit der Photodiode erzeugte Strom berechnet werden kann. Durch Messen des Spannungssignals in Abhängigkeit von der Zeit während eines Laserpulses, kann also der zeitabhängige Photodiodenstrom bestimmt werden. Um daraus die eingestrahlte Energie eines Laserpulses zu berechnen, muss das Integral über den Strom für die gesamte Pulszeit gebildet und durch die Photosensitiviät geteilt werden. Für die Pulsenergie ergibt

²Für ein Datenblatt zu den verwendeten Dioden siehe [Ham12]. Hersteller: Hamamatsu Photonics K.K.,1126-1 Ichino-cho, Higashi-ku, Hamamatsu City, 435-8558 Japan, www.hamamatsu.com

sich folglich

$$E_p = \frac{1}{S \cdot R} \cdot \int_{t_a}^{t_e} U(t) dt \quad . \tag{3.9}$$

Dabei ist E_p die von der Diode registrierte Laserpulsenergie, R der Widerstand, an dem die Spannung gemessen wird, U(t) die mit dem Oszilloskop gemessene Spannung, t_a bzw. t_b die Anfangs- bzw. Endzeit des Laserpulses und S die Photosensitivität. Diese muss aus einer Graphik aus dem Datenblatt der Diode [Ham12] abgelesen werden und beträgt ca.

$$S = (0,135 \pm 0,005) \frac{A}{W} \quad . \tag{3.10}$$

Zur Messung der Pulsenergie wird mit dem Laser ein einzelner Puls abgegeben. Das vom einem Oszilloskop gemessene Spannungssignal wird gespeichert und anschließend verwendet, um mithilfe von *root*³ entsprechend Formel 3.9 die Laserpulsenergie zu berechnen. Der Laser ist aus Sicherheitsgründen innerhalb einer geschlossenen Box untergebracht, deren Aufbau im folgenden Unterkapitel 3.4 beschrieben wird.

3.4 Aufbau der Laserbox

Der verwendete UV-Laser ist in die Laserklasse 3B eingeordnet, was bedeutet, dass seine Strahlung gefährlich für das Auge ist und eine zufällige Exponierung von Personen unbedingt verhindert werden muss. Deshalb ist der Laser in einer abgeschlossenen Box untergebracht (s. Abb. 3.5). Die Box hat eine Länge von 120 cm, eine Breite von 30 cm und eine Höhe von 25 cm und bietet damit genug Platz, um den Laser sowie weitere, für die Messungen nötige, Instrumente unterzubringen. Um diese leicht fixieren und verstellen zu können, ist die Bodenplatte als Lochrasterplatte ausgeführt; der Aufbau und der Deckel bestehen aus Boschprofilen und PVC-Platten [Gro10]. Da zeitweise eine Stickstoffflutung der Box angedacht war (s. Unterkapitel 3.5.4), wurde zur Abdichtung zudem eine weitere PVC-Platte unter die Lochrasterplatte geklebt sowie ein Einlassstutzen für Stickstoff eingebaut. Damit der Laserstrahl von der Box ins KATRIN-Hauptspektrometer gelangen kann, hat die Box einen Ausgang, von dem aus ein Rohr mit dem KATRIN-Hauptspektrometer verbunden werden kann. Dieser Ausgang war während der Vorbereitungsmessungen, die nicht am KATRIN-Hauptspektrometer erfolgten, größtenteils verschlossen. Als zusätzlicher Sicherheitsmechanismus ist an der Box ein Interlocksystem angebracht, das beim Öffnen der Laserbox die Stromversorgung unterbricht.

Innerhalb der Box ist der Laser waagrecht angeordnet (vgl. Abb. 3.6 und 3.7). Der austretende Strahl wird mit einem Spiegel um 90 $^{\circ}$ nach unten abgelenkt, sodass der Strahl die Box durch eine Öffnung an der Unterseite verlassen kann. Da mit dem Laserstrahl verschiedene Teile der Spektrometerinnenseite angestrahlt werden sollen,

38

³root ist ein objektorientiertes Datenanalyse-Framework des CERN (*European Organization for Nuclear Research*, CH-1211 Genève 23, Schweiz), siehe dazu [Bru97] sowie https://root.cern.ch/.



Abbildung 3.5: Abbildung der Laserbox von außen gesehen. In dem Kasten auf der Vorderseite befindet sich die Elektronik des Interlocksystems. Der Ausgang der Box hin zum Hauptspektrometer befindet sich auf der Unterseite (nicht sichtbar). Die Abbildung ist entnommen aus [Gro10].

ist der Spiegel beweglich gelagert. Somit wird eine Verkippung des Strahls ermöglicht. Auf der Rückseite des Spiegels, der einen Teil seines Lichts transmittiert, ist eine Photodiode angebracht, die zur Messung der Strahlleistung des Lasers verwendet wird. Da die transmittierte Strahlleistung nur sehr gering ist, ist ein Verstärker nötig, der sich ebenfalls in der Box befindet. Das verstärkte Signal wurde während der Vorbereitungsmessungen an ein Oszilloskop und während der Hauptmessungen an die KATRIN-Detektorelektronik geleitet. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Bestandteile im Detail beschrieben.

3.4.1 Geometrie des Spiegelsystems zur Ausrichtung der Laserstrahlen

Für die Spiegelung des Laserstrahls wird ein Spiegel vom Typ PF10-03-F01 von ThorLabs⁴ verwendet, der aus Aluminium mit einer darüberliegenden Schutzschicht besteht und einen Durchmesser von 25,4 mm hat [Tho15a]. Bei einem Einstrahlungswinkel von 45° , wie er in der überwiegenden Zahl der Messungen in etwa verwendet wurde, hat dieser Spiegel für eine Wellenlänge von 224 nm einen Reflexionskoeffizienten im Bereich zwischen 76 und 82 % [Tho15b]. Der Spiegel wurde bereits für zuvor durchgeführte Messungen mit diesem System auf der Rückseite poliert, was eine kleine Transmission des Lichts durch den Spiegel ermöglicht [Gro10].

Der Spiegel ist in eine bewegliche Halterung eingebaut, die an drei Punkten an einem festen Rahmen fixiert ist. Dabei ist ein Punkt starr befestigt, während die Fixierung der anderen beiden Punkte beweglich durch das Ende einer Schraube mit stumpfem Kopf und einer Feder erfolgt. Die Schraube stellt dabei den beweglichen Teil eines Motors des Typs Z806 ebenfalls von ThorLabs dar. Durch Aus- und Einfahren der

⁴ThorLabs, Sparta AvenueNewton, New Jersey 07860, USA, www.thorlabs.com



Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der Laserbox von der Seite gesehen. Der Laserstrahl wird nach seinem waagrechten Austritt aus dem Laser auf einen teiltransparenten Spiegel geleitet, durch den der Hauptteil des Strahls um ca. 90° zum Ausgang der Box umgelenkt wird. Hinter dem Spiegel befindet sich eine Photodiode, mit der die Intensität des transmittierten Teils des Laserstrahls gemessen werden kann. Der Spiegel ist beweglich, sodass Abweichung vom 90°-Winkel von bis zu ca. 3,5° möglich sind.



Abbildung 3.7: Abbildung des vorderen Teils der Laserbox von oben mit den für die Messungen wichtigsten Komponenten.

40

Schraube und Nutzung der Rücktriebskraft der Feder kann auf diese Weise der Winkel des Spiegels festgelegt werden. Es sind zwei solcher Motoren nötig, einer für die Kipprichtung parallel und der andere für die Kipprichtung senkrecht zum Strahlverlauf. Der mit den Motoren mögliche Kippwinkel wurde experimentell auf ca. 3,5 ° bestimmt (s. Unterkapitel 5.2.1).

3.4.2 Position und Arretierung der Photodiode

Wie bereits in Kapitel 3.3.2 beschrieben, wird für die Messung der Laserintensität hinter dem Spiegel eine Diode des Typs S1337-1010BQ von Hamamatsu verwendet. Mit ihrer Größe von 10 mm × 10 mm kann diese einen großen Teil der Spiegelfläche abdecken. Diese ist auf eine kleine Platinenplatte gelötet und mit einem BNC-Kabel verbunden. Die Platine ist mit einer speziell dafür am Spiegelrahmen angebrachten Halterung an der Rückseite des Spiegels befestigt, sodass die Vorderseite der Diode in direktem Kontakt mit der Spiegelrückseite steht. Die Fixierung der Diode wird durch eine Kunststoffschraube mit stumpfer Spitze gewährleistet. Der Druck, mit dem die Vorderseite der Diode auf die Spiegelrückseite gedrückt wird, kann mit dieser Schraube eingestellt werden. Für die Messungen der Pulsenergie (s. Abschnitt 3.3.2) ist die Diode direkt am Laserausgang oder auf einer Scheibe im Strahlgang befestigt. Zu diesem Zweck kamen auch die kleineren Dioden des Typs S1337-66BQ (ebenfalls von Hamamatsu) zum Einsatz.

3.4.3 Interlocksystem zur Sicherung der Laserbox

Beim Öffnen des Deckels der Laserbox muss sichergestellt werden, dass der Laserstrahl unterbrochen wird. Für Messungen mit dieser Laserbox am KATRIN-Vorspektrometer wurde ein Shutter verwendet, der beim Öffnen der Laserbox den Strahlgang direkt hinter dem Laser unterbrach [Gro10]. Da während der Messungen am KATRIN-Hauptspektrometer die Box nicht mehr waagrecht angeordnet werden kann, musste diese Anordnung modifiziert werden, was in Vorbereitung auf die Messungen im Rahmen der SDS-I-Messphase geschah [Mül14]. Beim Öffnen des Deckels der Laserbox wird nun die Stromversorgung des Lasers unterbrochen. Um dies zu ermöglichen, hat der Laser auf der Rückseite Anschlüsse, über die der Versorgungsstromkreis läuft und extern geschlossen werden muss. Dies kann beispielsweise über eine Direktüberbrückung oder durch ein Interlocksystem erfolgen.

Das hier verwendete Interlocksystem basiert auf zwei magnetischen Kontaktpaaren in zwei Ecken der Box. Dabei befindet sich jeweils ein Kontakt im Deckel und der andere in der Box. Ist der Abstand der Kontakte klein genug (bei geschlossenem Deckel), fließt ein Strom zu einem Relais, das den Versorgungsstromkreis des Lasers schließt. An der Vorderseite der Platine zeigen zwei LEDs den Zustand des Systems an. Die erste gibt Information darüber, ob das Interlocksystem eingeschaltet ist, und die zweite darüber, ob der Deckel geschlossen oder geöffnet ist und damit, ob der Laser in Betrieb sein kann oder nicht.

3.5 Messungen der Lasereigenschaften

In diesem Unterkapitel werden Messungen vorgestellt, die in Vorbereitung für die Messungen am KATRIN-Hauptspektrometer zur Charakterisierung des Lasers durchgeführt wurden. Auf bereits zuvor mit diesem Laser durchgeführte Charakterisierungsmessungen ([Gro10], [Mül14]) kann nicht zurückgegriffen werden, da der Laser in der Zwischenzeit einer umfangreichen Reparatur unterzogen wurde. Somit könnten sich seine Eigenschaften geändert haben. Von besonderem Interesse ist die Messung der Pulsenergie des Lasers, da sie während der Hauptmessungen einen direkten Einfluss auf die Zahl der im KATRIN-Hauptspektrometer erzeugten Photoelektronen hat. Die Messung der Pulsenergie wird in Abschnitt 3.5.1 beschrieben. In Abschnitt 3.5.2 wird auf den zeitliche Verlauf und die zeitliche Stabilität der Laserpulsenergie bei längerer Betriebsdauer des Lasers näher eingegangen. Darauf folgt die Messung der Divergenz des Laserstrahls in Abschnitt 3.5.3, die ebenfalls von großer Bedeutung für die Interpreation der Messergebnisse ist. In Abschnitt 3.5.4 wird auf die Abhängigkeit der Pulsenergie von der Entfernung zum Laser eingegangen.

3.5.1 Pulsenergie

Während der Messphase 2 der in Kapitel 5 beschriebenen Hauptmessungen am KATRIN-Hauptspektrometer wurde die Anzahl der im Detektor eintreffenden Photoelektronen gemessen. Es ist zu erwarten, dass deren Anzahl proportional zum eintreffenden Photonenstrom und damit auch zur Pulsenergie des Lasers ist. Zur Bewertung der Anzahl der detektierten Photoelektronen ist daher die Kenntnis der Pulsenergie des Lasers erforderlich. Im Rahmen der vorhergehenden Messungen mit diesem Laser ([Gro10], [Mül14]) hat sich gezeigt, dass diese Pulsenergie teilweise größeren Schwankungen unterworfen ist. Das bedeutet, dass nicht nur die genaue Kenntnis der Pulsenergie wichtig, sondern auch deren permanente Überwachung während der Hauptmessungen als wünschenswert erscheint. Die einzige Möglichkeit zur Überwachung der Pulsenergie ist die hinter dem Spiegel angebrachte Diode, weshalb die Transmission und die Reflexion des Spiegels bekannt sein müssen. Auch darauf wird in den folgenden beiden Abschnitten eingegangen.

3.5.1.1 Vergleich der Pulsenergiewerte aus Messungen mit der Laserelektronik und mit einer externen Photodiode

Innerhalb des Lasers gibt es eine Möglichkeit zur Bestimmung der Pulsenergie, die ebenfalls auf einer Photodiode basiert. Das Ergebnis dieser Messung wird durch die Steuersoftware des Lasers für jeden einzelnen Puls angezeigt, es ist jedoch nicht kalibriert [PSY14]. Der zwischen diesen Werten und der tatsächlichen Pulsenergie bestehende Proportionalitätsfaktor muss also noch ermittelt werden, was mit den hier beschriebenen Messungen durchgeführt wurde. Dazu wird der in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Versuchsaufbau verwendet, bei dem in einem kurzen Abstand zum Laserausgang eine Photodiode im Strahlgang positioniert wird, deren Ausgangsstrom mithilfe eines Widerstands und eines Oszilloskops während eines gesamten Pulses aufgezeichnet wird. Aus dem auf diese Weise mit dem Oszilloskop am Widerstand gemessenenen Spannungssignal wird gemäß Formel 3.9 die Pulsenergie des Lasers berechnet. Dies wird mit der Software *root* durchgeführt. Das dazu verwendete Skript befindet sich im Anhang A.1. Dieses bildet das Integral über sämtliche vom Oszilloskop aufgezeichneten Messpunkte während des eigentlichen Pulses. Da bei vielen Messungen ein Rauschen um einen Wert abseits der Nulllinie erkennbar war, wurde das Ergebnis des Integrals zuätzlich um die Auswirkung des Rauschens korrigiert.

Die Fehlerbalken für mit dieser Methode bestimmten Pulsenergiewerte werden nach der Methode der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung berechnet. Für den Fehler der mit Formel 3.9 berechneten Werte gilt danach:

$$\Delta E_p = \sqrt{\left(\frac{\partial E_p}{\partial S}\right)^2 (\Delta S)^2 + \left(\frac{\partial E_p}{\partial R}\right)^2 (\Delta R)^2 + \left(\frac{\partial E_p}{\partial I}\right)^2 (\Delta I)^2}$$
(3.11)

$$= E_p \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2} \quad . \tag{3.12}$$

Für die Photosensitivität der Diode von $0,135 \frac{\text{A}}{\text{W}}$ wird ein Ablesefehler von $0,005 \frac{\text{A}}{\text{W}}$ geschätzt (s. Formel 3.10). Für den 50Ω -Widerstand vor dem Oszilloskop wird ein Fehler von $0,5 \Omega$ angenommen. Mit *I* wird hier das Integral über die mit dem Oszilloskop gemessene Spannung bezeichnet. Für dieses Integral wird pauschal ein Fehler von 5% angenommen.

Um den Proportionalitätsfaktor für die Messungen der Laserelektronik zu bestimmen, wurden Messreihen mit verschiedenen Photodioden und bei verschiedenen Stromstärken des Laserbetriebsstroms durchgeführt. Der Laserbetriebsstrom während eines Pulses ist ungefähr proportional zur Pulsenergie, die Pulsenergie ist jedoch auch anderen, vermutlich laserbautechnisch begründeten, Einflüssen unterworfen. Deshalb wird im folgenden stets nur die Pulsenergie und nicht der Laserbetriebsstrom angegeben. Das Verhältnis zwischen den mit der Laserelektronik gemessenen und den mit einer externen Photodiode gemessenen Werten kann so für verschiedene Laserpulsenergien bestimmt werden. Eine Übersicht über die durchgeführten Messungen befindet sich in Tabelle 3.1. Die mit der Diode gemessenen Werte werden nun über die mit der Laserelektronik gemessenen aufgetragen und es wird eine Ausgleichsgerade gebildet. Dieses Verfahren wurde für jede der Messreihen separat durchgeführt. Die Ergebnisse für die Ausgleichsgeradensteigung und den y-Achsenabschnitt sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Es wurden zwei ausführliche Messreihen mit zwei verschiedenen Photodioden durchgeführt (Messreihen 1 und 2 in Tabelle 3.1). Diese Photodioden haben verschiedene Flächen, sind jedoch ansonsten baugleich. Zu Kontrollzwecken wurden außerdem

Messreihe	Anzahl der durch- geführten Messungen	verwendete $Diode^a$	Energiebereich (Laserelektronik)
1	21	1 (Fläche: 66 mm ²)	$0{,}1\mu\mathrm{J}-8{,}9\mu\mathrm{J}$
2	14	2 (Fläche: 100 mm ²)	$0{,}1\mu\mathrm{J}-7{,}6\mu\mathrm{J}$
3	4	3 (Fläche: 66 mm ²)	$4{,}2\mu\mathrm{J}-5{,}0\mu\mathrm{J}$
4	5	2 (Fläche: 100 mm ²)	$4{,}7\mu\mathrm{J}-5{,}6\mu\mathrm{J}$

Tabelle 3.1: Übersicht über die zur Untersuchung der Pulsenergie des Lasers durchgeführten Messungen.

 $^a\mathrm{Die}$ Diode
n1und 3 sind vom Typ hamamatsu S1337-66BQ, die Diode
 2ist vom Typ hamamatsu S1337-100BQ

Tabelle 3.2: Ergebnisse für den Proportionalitätsfaktor zwischen den mit der Laserelektronik und den mit einer externen Photodiode bestimmten Pulsenergien des Lasers. Ein Überblick über die Messungen befindet sich in Tabelle 3.1. Eine Abbildung der Messwerte befindet sich in Abbildung 3.8.

Messreihe	Steigung der Ausgleichsgerade	y-Achsenabschnitt
1	$0{,}530\pm0{,}010$	$-0,\!014 \pm 0,\!029$
2	$0{,}563\pm0{,}011$	$-0.178 \pm 0{,}009$
3	$0,\!568\pm0,\!194$	$0,\!380 \pm 0,\!915$
4	$0,\!641\pm0,\!181$	$0,\!330 \pm 0,\!867$
1 und 2 kombiniert	$0,\!561 \pm 0,\!007$	$-0,\!168 \pm 0,\!008$

zwei weitere, kürzere Messreihen durchgeführt, die nur einen Teilbereich der Pulsenergie der anderen Messungen umfassen. Von diesen Messungen wurde die eine mit einer dritten Photodiode durchgeführt (Messreihe 3), die andere (Messreihe 4) mit der bereits in Messreihe 2 verwendeten Diode. Die Messreihen 1 und 2 weisen Geradensteigungen auf, die sich um nur ca. 4,9% unterscheiden sowie vergleichsweise kleine Fehler der Geradensteigungen, die 1,9% bzw. 1,0% der jeweiligen Geradensteigung selbst betragen. Beide Messreihen haben zudem im Vergleich zu den Messreihen 3 und 4 nur einen relativ kleinen y-Achsenabschnitt. In Messreihe 1 ist dieser sogar mit Null kompatibel. Es ist eine gute Korrelation zwischen den mit der Laserelektronik und den mit einer externen Photodiode bestimmten Werten erkennbar, die Messungen mit den zwei verschiedenen Dioden sind zudem relativ deckungsgleich.

Demgegenüber stehen die Messungen 3 und 4, die eine etwas größere Geradenstei-

44



Abbildung 3.8: Auftragung der mit einer externen Photodiode gemessenen über die mit der Laserelektronik gemessene Laserpulsenergie für die Messreihen 1 bis 4 der in Tabelle 3.1 beschriebenen Messungen. Durch Erstellen einer Ausgleichsgerade wird daraus das Proportionalitätsverhältnis zwischen diesen beiden Werten bestimmt. Die Ergebnisse dafür befinden sich in Tabelle 3.2. Für die Messreihen 1 und 2 ist eine gemeinsame Ausgleichsgerade eingezeichnet.

gung aufweisen und einen deutlich größeren y-Achsenabschnitt haben. Zudem sind die Fehler für beide Größen deutlich größer. Die größeren y-Achsenabschnitte könnten durch einen systematischen Fehler bedingt sein, wie beispielsweise Untergrundlicht. Da die Dioden für die Messungen mit Klebeband am Laserausgang befestigt und gegen Licht von außen abgeschirmt waren, ist das Vorhandensein von Untergrundlicht nicht auszuschließen. Eine weitere Ursache für diesen Fehler könnten Einflüsse auf die Photodiode durch den direkten Kontakt von Teilen der sensitiven Fläche der Diode mit dem Gehäuse sein. Die deutlicher von den anderen Messungen abweichende Steigung der Messreihe 4 (vor allem auch in Bezug zur mit der gleichen Diode durchgeführten Messreihe 2) könnte außerdem ein Effekt der zu wenigen Messpunkte sein, vor allem auch deshalb, weil diese Punkte alle in einem im Vergleich zu den ersten beiden Messreihen 3 und 4 nicht weiter betrachtet und für die weitere Analyse lediglich die Messreihen 1 und 2 verwendet.

Da die Punkte der ersten beiden Messreihen weitgehend deckungsgleich sind, bietet es sich an, eine Ausgleichsgerade über beide Messreihen zu legen, wie in Abbildung 3.8 dargestellt. Diese Messreihe genügt der folgenden Gleichung:

$$E_D = (0.561 \pm 0.007) \cdot E_L + (-0.168 \pm 0.008), \quad \text{mit } \mathbb{R}^2 = 0.995 \quad . \quad (3.13)$$

Hierbei ist E_D die mit einer externen Diode gemessene Laserpulsenergie und E_L die mit der Laserelektronik gemessene Pulsenergie. Die Steigung hat hierbei eine Standardabweichung von etwas über einem Prozent, was wie auch das Bestimmtheitsmaß R^2 auf eine gute Korrelation schließen lässt. Die größten bei diesen Messungen erreichbaren Pulsenergien liegen zwischen 4,5 und 4,8 µJ. Bei einer Pulslänge von 100 µs entspricht das jeweils durchschnittlichen Leistungen zwischen 45 und 48 mW. Dies ist unterhalb der Spezifikationen des Lasers, nach dessen Datenblatt [PSY15] der Laser eine Leistung > 50 mW haben sollte, die tatsächliche Leistung kommt zumindest für den Anfang der Lasertestmessungen diesem Wert jedoch immerhin relativ nahe. Da die Ausgangsleistung nicht während der gesamten 100 µs eines Pulses konstant ist, gibt es zudem in den meisten Laserpulsen auch Abschnitte, in denen der Wert von 50 mW überschritten wird. Da die Herstellerangabe vermutlich ein Maximalwert ist, der nicht unbedingt während der gesamten Pulsdauer erreicht wird, kann die Spezifikation während der in diesem Unterkapitel beschriebenen Messungen zumindest als teilweise erreicht angesehen werden.

3.5.1.2 Auswirkungen des Spiegels

Während der in Kapitel 5 beschriebenen Hauptmessungen wurde die Laserpulsenergie über eine Photodiode, die sich auf der Rückseite eines teiltransparenten Spiegels befindet, gemessen (s. Unterkapitel 3.4). Um mit dem an dieser Stelle gemessenen Wert Rückschlüsse auf die Laserpulsenergie, die tatsächlich das Hauptspektrometer erreicht, schließen zu können, ist die Kenntnis des Transmissions- und des Reflexionsfaktors des verwendeten Spiegels nötig.

Um diese Faktoren bestimmen zu können, wurden einige weitere Messreihen analog zu den im vorigen Abschnitt beschriebenen durchgeführt. Es wird wieder das Verhältnis zwischen der mit einer externen Photodiode gemessenen Laserpulsenergie und der mit der Laserelektronik gemessenen Laserpulsenergie berechnet. Der Unterschied zu den zuvor beschriebenen Messungen besteht darin, dass die Photodiode nun im durch den Spiegel reflektierten oder transmittierten Teil des Laserstrahls angebracht ist. Somit wird hier jeweils das Verhältnis der durch den Einfluss des Spiegels verkleinerten Pulsenergie zu der mit der Laserelektronik gemessenen, vollen Pulsenergie berechnet. Durch Division der auf diese Weise bestimmten Ausgleichsgerade mit der Ausgleichsgerade der im vorigen Abschnitt beschriebenen Messungen, bei denen die Diode direkt an der Laseröffnung angebracht ist, ergibt sich nun der prozentuale Anteil des durch den Spiegel reflektierten bzw. transmittierten Lichts:

$$T = \frac{G_T}{G_V}$$
 bzw. $\mathbf{R} = \frac{\mathbf{G}_{\mathbf{R}}}{\mathbf{G}_{\mathbf{V}}}$ (3.14)

Dabei entspricht T dem Transmissions- und R dem Reflexionsfaktor des Spiegels, während G_T und G_R die Steigungen der bei einer Transmissions- bzw. Reflexionsmessung bestimmten Ausgleichsgeraden darstellen. G_V ist die in Abschnitt 3.5.1.1

Messreihe Nr.	Energiebereich (Laserelektronik)	Messung der	Ergebnis von Reflexions- bzw. Transmissionsfaktor
1	$6,1-9,1\mu J$	Reflexion	$(72, 3 \pm 10, 5)\%$
1	$6,1-9,1\mu J$	Transmission	$(0,105\pm0,013)\%$
2	0,4-4,6µJ	Transmission	$(5,85\pm0,11)\%$
3	$1,5-1,7\mu J$	Transmission	$(5,16\pm2,69)\%$
4	1,0-1,6µJ	Transmission	$(4,90\pm0,65)\%$

 Tabelle 3.3: Bestimmung von Reflexion und Transmission des Spiegels.

berechnete Steigung der Ausgleichsgerade, für deren Messung die Photodiode direkt am Laser befestigt war. Ein statistischer Fehler dieser Verhältnisse lässt sich durch die gauß'sche Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der einzelnen Ausgleichsgeraden bestimmen:

$$\Delta X = \sqrt{\left(\frac{\partial X}{\partial G_T}\right)^2 \left(\Delta G_T\right)^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial G_V}\right)^2 \left(\Delta G_V\right)^2} = X \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta G_T}{G_T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta G_V}{G_V}\right)^2}.$$
(3.15)

X steht dabei entweder für die Transmission T oder die Reflexion R. Auf diese Weise wurde in insgesamt vier Messreihen die Transmission des Spiegels gemessen. In einer dieser Messreihen wurde gleichzeitig mit einer weiteren Didoe auch die Reflexion gemessen (Messreihe 1). Ihre Ergebnisse sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Die Messreihen 1 und 2 wurden im Vorfeld der Hauptmessungen durchgeführt, um während der Hauptmessungen die Spiegeltransmission und -reflexion bereits zu kennen. Mit diesen Informationen ist es möglich, während der Hauptmessungen für jeden Laserpuls die Pulsenergie zu messen, die im Hauptspektrometer ankommt. Dazu wird die Pulsenergie, die mit einer Photodiode hinter dem Spiegel gemessen wird, mithilfe des Transmissions- und Reflexionsfaktors in diejenige Pulsenergie umgerechnet, die im durch den Spiegel reflektierten Strahl erwartet wird:

$$E_{P,Strahl} = E_{P,Spiegel} \cdot \frac{R}{T} \quad . \tag{3.16}$$

Dabei ist $E_{P,Strahl}$ die Pulsenergie im reflektierten Strahl und $E_{P,Spiegel}$ die hinter dem Spiegel gemessene Pulsenergie.

Die Messreihen 3 und 4 wurden nach den Hauptmessungen durchgeführt im Rahmen von Messungen, mit denen das von der Elektronik des Detektorsystems ausgelesene Dioden-Signal direkt mit vom Oszilloskop gemessenen Werten verglichen werden sollte. Zu diesem Zweck wurden auch einige Messungen durchgeführt, bei denen nochmals einzelne Laserpulse mit dem Oszilloskop untersucht wurden. Da der Laser zu diesem Zeitpunkt aufgrund eines Deffekts nur noch bei sehr kleiner Intensität betrieben werden konnte, mussten diese Messreihen zum Großteil bei kleineren Pulsenergien durchgeführt, was die Vergleichbarkeit mit den anderen Messreihen erschwert.

Die Messung der Reflexion ergibt einen Wert von

$$R = (72, 4 \pm 10, 5) \% \quad . \tag{3.17}$$

Dies ist somit etwas geringer, als die vom Hersteller angegebenen Werte von 76,4% (für 220 nm Wellenlänge) sowie 81,6% (für 230 nm Wellenlänge), jedoch liegen diese Werte im Toleranzbereich der Messung. Da der Spiegel schon zuvor in zwei größeren Messphasen benutzt wurde, ist auch eine Senkung des Reflexionskoeffizienten durch Alterungseffekte denkbar. Auch Einflüsse durch Verschmutzung sind trotz zuvor durchgeführter, sorgfältiger Reinigung, nicht komplett auszuschließen.

Für den Transmissionsfaktor ergibt sich ein vielschichtigeres Bild. Bei den Messreihen 2 - 4 (vgl. Tabelle 3.3) wurden Werte in der gleichen Größenordnung gemessen, wohingegen der Transmissionsfaktor der Messung 1 um etwa einen Faktor 50 geringer ist. Der Grund für diesen Unterschied, könnte an der Befestigungsmethode der Diode liegen. Es zeigte sich nämlich bei Messungen, die zwischen den Messreihen 1 und 2 durchgeführt wurden, dass sich das Messverhalten der auf den Spiegel gedrückten Diode unter mechanischem Druck teilweise stark verändert. Unter anderem deswegen wurde der in Abschnitt 3.4.2 beschriebene Arretierungsmechanismus für die Diode erstellt, mit dem der mechanische Druck, mit dem die Diode auf den Spiegel gedrückt wird, durch eine Kunststoffschraube eingestellt werden kann. Somit konnte der Druck nun soweit reduziert werden, dass dadurch keine Einflüsse auf die Laserpulsenergie mehr erkennbar waren, was ab der Messreihe 2 durchgeführt wurde. Während der Messreihe 1 war die Diode mit Klebeband an der Rückseite des Spiegels festgeklebt. Es ist möglich, dass dabei in dem Klebebandstreifen zwischen der Diode und der Spiegelhalterung Zugkräfte auftraten, die die Messung stark beeinflusst haben.

Bei den Messreihen 2 – 4 fällt auf, dass sich die Fehler des Transmissionsfaktors stark unterscheiden. Während bei Messreihe 2 der Fehler lediglich etwa 1,9% des Wertes beträgt, sind dies bei den Messreihen 4 und 3 13,6% bzw. über 52%. Wie in den in Anhang B.1 dargestellten Abbildungen gut ersichtlich ist, liegt dies nicht an einer ungenaueren Messung, sondern vor allem an dem im Verhältnis zu den Fehlerbalken kleinen Messbereich in x-Richtung. Da die Messreihe 2 in einen deutlich größeren Messbereich in x-Richtung hat (vgl. Tabelle 3.3), wird deren Fehler als Abschätzung für den Fehler der Transmissionsmessung gewählt.

Aus den oben geschilderten Gründen wird die erste Messreihe für die Bestimmung des Transmissionskoeffizienten vernachlässigt. Für die anderen Messreihen ergibt sich ein Durchschnittswert von

$$T = 5.3\%$$
 . (3.18)

Dieser Wert ist mit einem Fehler von etwa 0,11% behaftet und kann für die Berechnung des reflektierten Teils der Laserpulsenergie nach Formel 3.16 verwendet werden.

3.5.2 Stabilität der Pulsenergie

Wie bereits in Abschnitt 3.5.1 motiviert, ist die Kenntnis der Pulsenergie während einzelner Laserpulse von großer Bedeutung, um damit die Anzahl der pro Puls auftreffenden Elektronen am KATRIN-Detektor während der Hauptmessungen bewerten zu können. Wichtig für die Messungen am KATRIN-Hauptspektrometer sind jedoch darüberhinaus Kenntnisse über die zeitliche Entwicklung der Pulsenergie bei Dauerbetrieb des Lasers. Bereits in den Messungen zur Pulsenergie (Abschnitt 3.5.1) hat sich gezeigt, dass trotz gleichen Betriebsstroms des Lasers sich teilweise deutlich unterschiedliche Pulsenergien einstellten. Nun stellt sich die Frage, ob diese Unterschiede kurzfristig, zwischen einzelnen, aufeinanderfolgenden Pulsen auftreten, oder ob es sich um längerfristige Effekte handelt, die vor allem beim Vergleich zwischen verschiedenen Messreihen berücksichtigt werden müssen. Vor allem für die Hauptmessungen der Messphase 3 (Kapitel 5.6) mit symmetrischer Magnetfeldkonfiguration ist dies von großer Bedeutung, da bei diesen Messungen die Elektronen nicht mehr einzelnen Laserpulsen zugeordnet werden können. Auch für die ersten beiden Messphasen (Kapitel 5.4 und 5.5) ist dies jedoch von großer Bedeutung, um klären zu können, wie wichtig die Überwachung der Pulsenergie jedes einzelnen Pulses ist.

Zur Untersuchung der Stabilität der Pulsenergie wurden zwei Messreihen aufgenommen, bei denen der Laser mit maximalem Betriebsstrom und maximaler Pulsfrequenz von 20 Hz betrieben wurde. Zur Messung der Pulsenergie wird wieder der in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Messaufbau verwendet, die Berechnung der Pulsenergie und des Fehlers erfolgt nach dem in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen Verfahren. Die Photodiode ist direkt am Laserausgang befestigt. In zeitlichen Abständen von jeweils einer Minute (\pm eine Sekunde) wird der Spannungsverlauf eines einzelnen Pulses mit dem Oszilloskop aufgezeichnet und daraus die Pulsenergie berechnet. Während die zweite Messreihe eine Zeitdauer von 25 Minuten erreicht, musste die erste wegen einer Fehlfunktion des Lasers abgebrochen werden und erreicht nur 13 Minuten.

Die für die zweite Messreihe gemessenen Pulsenergiewerte sind in Abhängigkeit von der Zeit seit dem Einschalten des Lasers in Abbildung 3.9 dargestellt. Die erste Messreihe liefert ein sehr ähnliches Ergebnis (vgl. Abbildung B.7 im Anhang). Es zeigt sich in beiden Messreihen, dass innerhalb der ersten Minute nach Anschalten des Lasers die Pulsenergie stark zunimmt. Bis zu einer Zeit von 8 - 10 Minuten nach Einschalten des Lasers nimmt die Pulsenergie weiter zu, jedoch mit abnehmender Änderungsrate. Danach stellt sich ein relativ konstantes Plateau ein mit Schwankungen der Messwerte von maximal zwei Prozent. Dies wird auch durch gleichzeitig mit der Laserelektronik gemessene Werte bestätigt, wo sich ebenfalls in diesem Bereich nur kleine Schwankungen ergeben. Auch zwischen den abgebildeten



Abbildung 3.9: Zeitlicher Verlauf der Laserpulsenergie bei Dauerbetrieb des Lasers mit maximalem Betriebsstrom und maximaler Pulsfrequenz von 20 Hz für die Messreihe 2.

Messwerten wurden keine stärkeren Abweichungen der Pulsenergie beobachtet, es gab also keine einzelnen Pulse, die eine stark abweichende Pulsenergie aufwiesen.

Die Messungen zeigen, dass der Laser nach einer "Aufwärmzeit" von etwa zehn Minuten mit einer stabilen Pulsenergie läuft; die Abweichungen sind kleiner als 2%. Dies ist von großem Vorteil für die Interpretation der Hauptmessungen, da so von weitgehend gleichen Pulsenergien während der gesamten Messzeit ausgegangen werden kann. Somit ist es möglich, auch bei der Messphase 3 mit symmetrischer Magnetfeldkonfiguration eine durchschnittliche, durch den Laser bedingte Elektronenrate zu berechnen und für diese einen Fehler von 2% anzunehmen. Da sich später herausgestellt hat, dass auch für die Messphasen 1 und 2 keine pulsgenaue Aufzeichnung der Pulsenergiewerte möglich war, ist dieses Ergebnis auch für diese Messungen von Bedeutung. Mit ihren Ergebnissen kann ähnlich verfahren werden.

3.5.3 Strahldivergenz

50

Die Kenntnis der Strahldivergenz ist wichtig, um abschätzen zu können, was für eine Fläche mit dem Laserstrahl auf der Spektrometerwand bestrahlt wird. Diese Information kann beispielsweise Rückschlüsse darauf geben, wie viele verschiede-

Durchmesserorientierung	Divergenz	
waagrecht	$(2,33 \pm 0,13) \mathrm{mrad} \hat{=} (0,133 \pm 0,007)^{\circ}$	
senkrecht	$(2,18 \pm 0,12) \operatorname{mrad} = (0,125 \pm 0,007)^{\circ}$	

 Tabelle 3.4: Messergebnisse f
 ür die Divergenz des Laserstrahls.

ne Elemente der Haltestruktur vom Laser gleichzeitig bestrahlt werden. Um Informationen über die Divergenz zu erhalten, wird ein mit Millimeterpapier beklebter Schirm in verschiedenen Abständen zwischen 2,5 und 20m zum Laser aufgestellt. Der Schirm wird vom Laser mit einer Frequenz von 20 Hz bestrahlt. Gleichzeitig werden mit einer Spiegelreflexkamera Bilder des Strahlauftreffpunktes gemacht. Dabei werden stets gleiche Einstellungen der Kamera (Belichtungszeit, Blende und ISO-Wert) verwendet, als Belichtungszeit wird 0,1s gewählt. Somit enthält jedes Bild das Licht von zwei Laserpulsen. Die Bilder werden mit dem Bildbearbeitungsprogramm Gimp⁵ ausgewertet. Dabei wird ein Schwellwert für die Helligkeit festgesetzt, oberhalb dessen ein Pixel als vom Laser angestrahlter Punkt registriert wird, während die unter diesem Wert liegenden Pixel als Hintergrund gewertet werden. Breite und Höhe des über dem Schwellwert liegenden Bereichs werden gemessen und mit der Pixelzahl pro Millimeter des Millimeterpapiers verglichen. Aus allen für einen Abstand gemachten Bildern wird der arithmetische Mittelwert gebildet. Die Mittelwerte des waagrechten Durchmessers des Strahlauftreffpunktes sind in Abb. 3.10 in Abhängigkeit des Abstand zwischen Laser und Auftreffpunkt dargestellt (für die Mittelwerte des senkrechten Durchmesser siehe Abb. B.6 im Anhang).

Die Fehler dieser Auftreffpunktdurchmesser werden aus dem Vergleich von verschiedenen, beim selben Abstand durchgeführten Messungen abgeschätzt. Hierbei ergeben sich Unterschiede von bis zu 5 Prozent, weshalb für diese Durchmesser ein Fehler von 5% angenommen wird. Desweiteren wird auf die ebenfalls aus den Fotografien ermittelte Pixelzahl pro Millimeter ein Fehler von 2% angenommen, sodass sich insgesamt ein Fehler von 7% des Messwertes ergibt. Für die Messung des Abstands wird ein Messfehler von 0,5 cm angenommen. Die Ergebnisse für die Geradensteigung und damit die Divergenz für den waagrechten und den senkrechten Durchmesser sind in Tabelle 3.4 angegeben.

Anders als bei vorherigen Messungen [Mül14], bei denen ein ellipsenförmiger Auftreffpunkt beobachtet wurde, ist die Form der Auftreffpunkte hier relativ kreisförmig. Die Form des Auftreffpunktes hat sich also durch die zwischenzeitlich durchgeführte Laserreparatur verändert. Die gemessenen Werte liegen deutlich unterhalb des vom Hersteller spezifizierten Maximalwertes von 4 mrad, was ca. $0,229^{\circ}$ entspricht. Bei der Entfernung zwischen Laser und Spektrometerwand von ca. 13 Metern hat der Strahl einen Durchmesser von 30,3 bzw. 28,3 mm.

⁵, GNU Image Manipulation Program", siehe dazu www.gimp.org.

52



Abbildung 3.10: Ausdehnung des Strahlauftreffpunkts in waagrechter Richtung in Abhängigkeit vom Abstand zum Laser.

3.5.4 Abhängigkeit der Pulsenergie von der Strahllänge

Da der Laser bereits am Ende der vorhergehenden Messungen deutliche Abnutzungserscheinung zeigte [Mül14], wurde er vor Beginn der in diesem Kapitel vorgestellten Vorbereitungsmessungen einer Generalreparatur beim Hersteller unterzogen. Vor dieser Reparatur wurden bereits einige Testmessungen durchgeführt, die die Notwendigkeit der Reparatur bestätigten. Dabei wurde auch die Pulsenergie mit einer Diode in Abhängigkeit von der Entfernung vom Laserausgang gemessen. Zu diesem Zweck wird die Photodiode an einer Halterung befestigt, mit der sie auf Strahlhöhe des Lasers innerhalb der Box montiert werden kann. Die Messungen werden im zur Verfügung stehenden Platz innerhalb der Laserbox durchgeführt, weshalb nur ein maximaler Abstand von 34,8 cm möglich ist (vgl. Abbildung 3.7). Bei geschlossenem Deckel der Box kann ein Einfluss von Störlicht weitgehend verhindert werden.

Wie in den anderen Vorbereitungsmessungen wird auch hier die Laserpulsenergie nach dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Verfahren bestimmt und mithilfe des in Anhang A.1 beschriebenen *root*-Skripts ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Da die Pulsenergie nicht nur vom Abstand zum Laserausgang abhängt, sondern auch von der Ausgangspulsenergie des betrachteten Pulses, wird zusätzlich eine Information über diese benötigt, um Aussagen über die Entwicklung der Pulsenergie im Verhältnis zum Abstand machen zu können. Wie in Abschnitt 3.5.1 gezeigt wurde, ist die mit der Laserelektronik gemessene Pulsenergie mit einer guten Genauigkeit linear zur tatsächlichen Pulsenergie, weshalb deren Werte für diesen Zweck verwendetet werden können. Die mit der Photodiode gemessenen, hier dargestellten, Werte sind auf einen Wert von 0,24 μ J der Laserelektronik-Pulsenergie normiert.

Es ergibt sich ein weitgehend exponentieller Abfall der Laserpulsenergie mit dem Abstand von der Box. Dies legt die Vermutung nahe, dass dies durch einen Absorptionseffekt nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz bedingt sein könnte. Nach diesem Gesetz gilt [KR13]:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-N\sigma d} \qquad (3.19)$$

Dabei ist I die Intensität, die der Strahl nach Durchgang einer Strecke d durch das Absorptionsmaterial hat, I_0 die ursprüngliche Intensität, N die Teilchendichte und σ der Wirkungsquerschnitt des Absorptionsmaterials. Die in Abbildung 3.11 ermittelte Ausgleichsexponentialfunktion hat einen Exponenten, der in diesem Fall dem Wert von $N \cdot \sigma$ entspricht, von

$$N\sigma = 0.0468 \frac{1}{\text{cm}}$$
 . (3.20)

Die Teilchendichte von Luft lässt sich aus dem molaren Volumen eines idealen Gases bestimmen. Dieses beträgt unter Normbedingungen $24,5 \frac{1}{\text{mol}}$, was einer Teilchendichte von $2,46 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{m}^3}$ entspricht. Mit diesem Wert lässt sich auf Basis von Gleichung 3.20 der Wirkungsquerschnitt dieser Messung berechnen:

$$\sigma = 1.90 \cdot 10^{-21} \,\mathrm{cm}^2 \quad . \tag{3.21}$$

Da Luft hauptsächlich aus Stickstoff und Sauerstoff besteht und Stickstoff nur bei UV-Wellenlängen deutlich unterhalb der mit dem Laser verwendeten absorbierend wirkt [Sch08], kommt als mögliche Ursache für eine Absorption in diesem Wellenlängenbereich hauptsächlich Sauerstoff infrage. Ab einer Wellenlänge von etwa 250 nm beginnt sich der Wirkungsquerschnitt von Sauerstoff mit sinkender Wellenlänge signifikant zu erhöhen [MPI13]. Bei der Wellenlänge des hier verwendeten UV-Lasers von 224,3 nm ist bereits eine deutlich stärkere Absorption in Sauerstoff vorhanden als bei Licht im sichtbaren Wellenlängenbereich. Dennoch liegt diese lediglich im Bereich zwischen $4.5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ und $5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ [Che86][Amo96][Yos88], wobei in einer einzelnen Quelle ein Wert von $8.7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ dokumentiert ist [Oga71]. Der gemessene Wert für die Absorption des UV-Laserlicht in Luft ist also in jedem Fall um zwei bis drei Größenordnungen größer als die Literaturwerte, der starke Abfall der Laserintensität kann also durch Sauerstoffabsorption nicht erklärt werden.

Da der gemessene exponentielle Abfall sehr stark ist (innerhalb von nur etwa 35 cm fiel die Pulsenergie auf 20% ihres ursprünglichen Wertes ab), wurde dennoch der Einfluss des Sauerstoffs durch Testmessungen in einer weitgehend sauerstofffreien Atmosphäre untersucht. Dies wurde erreicht durch eine Flutung der Laserbox mit



Abbildung 3.11: Mit einer Diode gemessene Pulsenergie in Abhängigkeit vom Abstand zum Laserausgang. Abgebildet sind hier die Ergebnisse von Messungen, die vor der Reparatur des Lasers durchgeführt wurden. Für jede Distanz wurden mehrere Messwerte durchgeführt, deren Mittelwert hier angegeben ist. Die Werte sind zudem auf einen Wert von $0.24 \,\mu$ J der mit der Laserelektronik gemessenen Pulsenergie normiert.

Stickstoff. Um dies zu ermöglichen, mussten sämtliche Kanten der Laserbox mit Silikon abgedichtet werden. Zur Abdichtung der Lochplatte am Boden der Box wurde eine PVC-Platte unten auf die Lochplatte aufgeklebt. Der Stickstoff wird nun durch ein auf der Seite der Box angebrachtes Ventil eingeleitet, als Ausgang dient die Kabeldurchführung an der Rückwand der Box. Während der gesamten Messungen wird der Sauerstoffgehalt der Box mit einem Sauerstoffmessgerät des Typs GMH 3691 der Firma Greisinger⁶ in Kombination mit einem Sauerstoffsensor des Typs GOO 370 ebenfalls der Firma Greisinger überwacht. Mit der beschriebenen Methode war es möglich, den Sauerstoffgehalt innerhalb der Box auf Werte, die kleiner sind als der kleinstmögliche Messbereich des Sauerstoffmessgeräts, zu reduzieren. Da der Sauerstoffsensor einen Nennfehler von 0,2% [Gre15a] und das Sauerstoffmgessgerät zusätzlich einen Nennfehler von 0,1% [Gre15b] hat, bedeutet das, dass der Sauerstoffanteil in der Box < 0,3% betrug.

Die Messungen mit Stickstoff konnten leider erst nach erfolgter Laserreparatur durchgeführt werden. Zeitnah durchgeführte Messungen mit normaler Raumlauft ergaben

⁶Greisinger, Hans-Sachs-Strasse 26, 93128 Regenstauf, Deutschland, www.greisinger.de


Abbildung 3.12: Mit einer Diode gemessene Pulsenergie in Abhängigkeit vom Abstand zum Laserausgang. Abgebildet sind hier die Ergebnisse von Messungen, die nach der Reparatur des Lasers durchgeführt wurden. In schwarz sind dabei die durchschnittlichen Messwerte in Raumluft und in rot die durchschnittlichen Werte in Stickstoff mit < 0.3 % Sauerstoffanteil dargestellt.

nun keinen exponentiellen Abfall der Laserpulsenergie in Abhängigkeit vom Abstand mehr (s. Abbildung 3.12). Es ergibt sich zwar ein Abfall der Pulsenergie von etwa 3% (gemessen zwischen Entfernungen zum Laser von 5,6 und 36,9 cm), was jedoch nur einen Bruchteil des vor der Laserreparatur gemessenen Abfalls von ca. $80\,\%$ (gemessen zwischen der Laseröffnung und einer Entfernung von 34.2 cm) darstellt. Die Messungen, die bei einem Sauerstoffgehalt der Luft in der Box von < 0.3%durchgeführt wurden, zeigen einen etwas kleineren Abfall von ca. 1.6% zwischen den Entfernungen von 5,6 cm und 36,9 cm. Wie in Abbildung 3.12 deutlich zu sehen ist, sind zudem die Unterschiede deutlich kleiner als die Messfehler der Pulsenergie, die Messwerte sind also kaum aussagekräftig. Zudem ist der gemessene Pulsenergieabfall von 3% bei Raumluft noch immer deutlich größer als der Erwartungswert für einen Wirkungsquerschnitt von $5 \cdot 10^{-24} \,\mathrm{cm}^2$, der für diese Entfernung nur etwa 0,5 % betragen würde. Der Unterschied zwischen den Messungen mit und ohne Sauerstoff kann durch die Absorption von Sauerstoff also nicht erklärt werden. Eine mögliche Erklärung dafür, dass bei der Flutung der Box mit Stickstoff ein geringerer Abfall der Laserpulsenergie beobachtet wurde, könnte sein, dass der direkt aus der Stickstoffflasche kommende Stickstoff weniger verunreinigt war als die Raumluft. Da mit einer Stickstoffflutung in jedem Fall nur eine relativ geringe Verbesserung der Lichtausbeute erzielt werden kann, wird bei den Hauptmessungen am Hauptspektrometer auf die dafür angedachte Stickstoffflutung verzichtet. Aufgrund der Tatsache, dass der gemessene Pulsenergieabfall deutlich kleiner als der Pulsenergiemessfehler ist, kann zudem bei sämtlichen anderen Vorbereitungsmessungen auf die Berücksichtigung der Entfernung vom Laser verzichtet werden.

3.5.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Lasercharakterisierung

Die für die in Kapitel 5 beschriebenen Hauptmessungen wichtigen Ergebnisse der in diesem Unterkapitel durchgeführten Charakterisierungsmessungen werden im Folgenden nochmals zusammengefasst.

Die **Pulsenergie** des Lasers lässt sich sowohl mit einer externen Photodiode als auch mit dem laserinternen Messverfahren präzise messen. Beide Messverfahren habe eine hohe Proportionalität zueinander. Die mit der Laserelektronik gemessenen, nicht kalibrierten Werte können durch Multiplizieren mit einem Faktor von $0,561 \pm 0,007$ in die mit Photodioden gemessenen Werte umgerechnet werden. Der zum Umlenken des Laserstrahls verwendete Spiegel hat einen Reflexionskoeffizienten von $(72,3 \pm 10,5)$ % und einen Transmissionskoeffizienten von $(5,3 \pm 0,11)$ %. Diese Werte können verwendet werden, um aus der Messung des transmittierten Anteils den ins Hauptspektrometer reflektierten Anteil der Laserpulsenergie zu berechnen.

Der Laser erreicht eine hohe **Stabilität** der Pulsenergie bei Dauerbetrieb mit 20 Hz Wiederholfrequenz nach einer etwa zehnminütigen Anfangsphase. Während dieser Anfangsphase wurde ein Ansteigen der Pulsenergie von über 35 % beobachtet. Anschließend wurden nur kleinere Schwankungen in der Größenordnung von 2 % beobachtet. Somit ist zu erwarten, dass der Laser über längere Zeiträume gleichbleibende Elektronenraten im Hauptspektrometer erzeugen kann.

Die **Divergenz** des Laserstrahls bleibt in alle Richtungen mit Werten < 2,5 mrad im Rahmen der vom Hersteller angegebenen Spezifikationen. Basierend auf den durchgeführten Messungen wird ein Durchmesser des Auftreffpunkts an der Hauptspektrometerwand zwischen 28,3 und 30,3 mm erwartet.

Messungen bei verschiedenen **Distanzen zum Laser** bestätigten anfangs vermutete Luftabsorptionseffekte nicht. Ein Abfallen der Pulsenergie mit zunehmendem Abstand vom Laser konnte nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden. Testmessungen in Stickstoffatmosphäre brachten keine große Verbesserung.

Kapitel 4

Simulationen von Magnetfeldkonfigurationen und Elektrontrajektorien

In diesem Kapitel werden Simulationen zum Magnetfeld und zu Teilchenbahnen innerhalb des Hauptspektrometers bei einer asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration beschrieben. Es wird die Software *Kassiopeia* verwendet, die von Mitgliedern der KATRIN-Kollaboration für Simulationen für das KATRIN-Experiment entwickelt wurde.

4.1 Magnetfeldlinien bei asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration

Während der UV-Laser-Messungen im Rahmen der SDS-II-Messphase, die in Kapitel 5 beschrieben werden, wurden mehrere Messreihen mit einer asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration durchgeführt. Die Magnetfeldlinien laufen dabei vom Detektor zur Wand des Spektrometers. Die Endpunkte sollen in dem Bereich liegen, in dem der Laserstrahl die Wand treffen kann, um die durch diesen ausgeschlagenen Elektronen direkt zum Detektor leiten zu können. Die Einteilung des Detektors in Pixel ermöglicht damit auch, eine Information über die ungefähre Herkunft eines Elektrons zu erhalten. Die Magnetfeldlinien werden durch Kassiopeia in Abhängigkeit der Stromstärken in den Luftspulen und in den vier supraleitenden Magneten des Spektrometer-Detektor-Systems berechnet. Da keine Software existiert, um für eine solche asymmetrische Magnetfeldkonfiguration die nötigen Spulenströme zu berechen, wurden verschiedene Einstellungen simuliert. Die Werte für die Spulenströme wurden so lange angepasst, bis eine den Anforderungen genügende Magnetfeldkonfiguration erreicht war. Es wurden zwei verschiedene Konfigurationen verwendet, eine für die Messungen des Laserstrahlauftreffpunkts im Hauptspektrometer (Abschnitt 5.2.2) und die andere für die Messphasen 1 und 2 der Hauptmessungen (beschrieben in den Unterkapiteln 5.4 und 5.5). Die verwendeten Spulenströme sind in Tabelle 4.1 wiedergegeben und die magnetischen Feldlinien in Abbildung 4.1 abgebildet. Die erste Konfiguration hat den Vorteil, dass die Auftreffpunkte der Feldlinien an der Spektrometerwand näher zusammen liegen und somit eine genauere Strahlauftreffpositionsbestimmung möglich ist (s. Abschnitt 5.2.2). Bei der zweiten Konfiguration verlaufen die Feldlinien geradliniger und berühren an keiner Stelle bereits zuvor die Spektrometerwand. Deswegen wurde diese Konfiguration für die Hauptmessungen gewählt.

4.2 Elektronenbahnen bei asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration

Zum Vergleich mit den Messungen wurden Elektronenbahnen bei der im vorigen Unterkapitel 4.1 beschriebenen Magnetfeldkonfiguration simuliert. Es wurden dazu insgesamt 500.000 Elektronen auf der Unterseite des Hauptspektrometers im Bereich zwischen z = -1.5 m und z = +2 m gestartet. Dies entspricht in etwa dem Bereich, den die vom Detektor kommenden magnetischen Feldlinien treffen (vgl. Abbildung 4.1 unten). Die Startpunkte befinden sich alle entlang des tiefsten Bereichs im Spektrometer bei $\varphi = 270^{\circ}$ bei einem Radius von r = 4,60 m. Dies entspricht einem Abstand von 8 cm zur inneren Drahtlage, deren Drähte bei $r = 4.68 \,\mathrm{m}$ liegen. Ein Startpunkt näher bei den Drähten wäre nur mit einer unverhältnismäßig langen Rechenzeit möglich gewesen. Von dort werden die Elektronen isotrop in alle Richtungen emittiert. Diese Winkelverteilung wurde gewählt, da die Drähte und Haltestrukturen des Innere-Elektroden-Systems Oberflächen in allen Richtungen haben und diese alle Elektronen emittieren. Wie sich im Lauf der Messungen gezeigt hat (s. Unterkapitel 5.5), gibt es zahlreiche Spiegelungen des Laserstrahls, sodass auch dem Laser abgewandte Oberflächen angestrahlt werden können. Auch durch den Laserstrahl in den Drähten direkt ausgelöste Elektronen werden in einem weiten Winkelbereich emittiert. Deshalb erscheint eine isotrope Winkelverteilung realitätsnah.

Für das Ende der Elektronenbahnen gibt es drei Möglichkeiten:

- Das Elektron trifft den Detektor.
- Die Elektronenbahn verlässt das Spektrometer. In diesem Fall wird die Bahn abgebrochen, wenn die Position des Elektrons mehr als r = 4,625 m beträgt.
- Das Elektron wird im Spektrometer gefangen. In diesem Fall bricht das Simulationsprogramm die Bahn nach einer bestimmten Berechnungsschrittzahl ab.

Interessant ist nun der Anteil der Elektronen, die den Detektor erreichen. Dies sind diejenigen laserinduzierten Elektronen, deren Abschirmung in den Hauptmessungen untersucht werden kann. Ihr Anteil R bei dieser Simulation beträgt

$$R = 27.8\%$$
 . (4.1)

Es ist also für die Messungen zu erwarten, dass bei dieser Magnetfeldkonfiguration eine große Zahl der laserinduzierten Elektronen den Detektor erreicht. Dieser Wert stimmt gut überein mit Berechnungen zum Maximalwinkel relativ zu den Magnetfeldlinien, den Elektronen haben dürfen, um den Detektor erreichen zu können [Glü15]. Dieser hängt im Wesentlichen von der Energieauflösung des Spektrometers ab, die bei dieser Konfiguration, je nach z-Position, etwa 0,89 eV beträgt. Elektronen, die relativ zu den Magnetfeldlinien zu Beginn einen Transversalimpuls kleiner als diesen Wert haben, gelangen zum Detektor. Dies ist bei Elektronen mit einer Startenergie von 1,1 eV bis zu einem Winkel zu den Feldlinien von etwa 65° der Fall. Bei Annahme einer isotropen Winkelverteilung werden 28,8% der Elektronen mit Winkeln bis zu 65% zu den Feldlinien in Vorwärtsrichtung emittiert.

Dieser Anteil beschreibt jedoch nur einen groben Erwartungswert für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen. Da dabei die Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage untersucht werden soll, sind die Drahtelektroden stets auf negativerem Potential als die Drahtwand, sodass bereits alle Elektronen, die von der Spektrometerwand emittiert werden, abgeschirmt werden. Außerdem sind die Anteile des ursprünglichen und der gespiegelten Laserstrahlen, die Elemente des Innere-Elektroden-Systems treffen, nicht bekannt. Es kann jedoch gezeigt werden, dass diese Magnetfeldkonfiguration aufgrund hoher, den Detektor erreichender, Elektronenzahlen gut geeignet ist, um die Abschirmung laserinduzierter Elektronen zu untersuchen. **Tabelle 4.1:** Spulenströme für die verwendeten asymmetrischen Magnetfeldkonfigurationen. Eine Abbildung der damit berechneten magnetischen Feldlinien befindet sich in Abbildung 4.1. Angegeben sind die Werte für die 14 Luftspulen, die beiden Vorspektrometermagneten PS1 und PS2 (vor bzw. hinter dem Hauptspektrometer), den Pinch-Magnet (direkt hinter dem Hauptspektrometer) und den Detektormagnet (am Detektor). Konfiguration 1 ist die für die Positionsmessungen und Konfiguration 2 die für die Messphasen 1 und 2 verwendete Magnetfeldkonfiguration.

Magnet	Strom in A Konfiguration 1	Strom in A Konfiguration 2
Luftspule 1	-100	-100
Luftspule 2	-50	-100
Luftspule 3	-50	-50
Luftspule 4	-50	-30
Luftspule 5	0	-20
Luftspule 6	0	40
Luftspule 7	0	30
Luftspule 8	0	40
Luftspule 9	40	30
Luftspule 10	40	0
Luftspule 11	40	0
Luftspule 12	40	40
Luftspule 13	80	50
Luftspule 14	70	9
PS1-Magnet	0	103,9
PS2-Magnet	0	155,7
Pinch-Magnet	72,6	72,6
Detektor-Magnet	46,8	46,8



Abbildung 4.1: Magnetfeldlinien im Hauptspektrometer und im Detektorbereich für die gewählten asymmetrischen Magnetfeldkonfigurationen. Oben ist die Konfiguration 1 (verwendetet bei den Positionsmessungen) und unten die Konfiguration 2 (verwendet bei den Messphasen 1 und 2 der Hauptmessungen). Die Magnetfeldlinien verbinden den Detektor mit der Wand des Hauptspektrometers. Die Parameter für die gewählten Spulenströme sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Kapitel 5

Messungen im Rahmen der SDS-II-Messphase

In diesem Kapitel werden die mit dem in Kapitel 3 beschriebenen UV-Lasersystem durchgeführten Messungen am KATRIN-Hauptspektrometer beschrieben. Ziel dieser Messungen ist die Untersuchung der Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage des Innere-Elektroden-Systems gegenüber niederenergetischen Elektronen, die in den Haltestrukturen des Innere-Elektroden-Systems und in der äußeren Drahtlage entstehen. Dazu werden mit dem UV-Laser durch den Photoeffekt zusätzliche niederenergetische Elektronen ausgeschlagen. Die Messungen wurden im Rahmen der SDS-II-Messphase durchgeführt, die zur Vorbereitung des KATRIN-Betriebs Ende 2014 und Anfang 2015 durchgeführt wurde. Dies ist die zweite von mehreren Messphasen, bei denen die Eigenschaften des Hauptspektrometers und des Detektors als eigenständiges System untersucht werden.

Im Unterkapitel 5.1 werden zunächst der Aufbau der Laserbox am Hauptspektrometer (Abschnitt 5.1.1) und das Verbindungsrohr zwischen Laserbox und Hauptspektrometer (Abschnitt 5.1.2) beschrieben. Daran anschließend werden die Steuerung des Laser-Experiments sowie die Datennahme des Diodensignals (Abschnitt 5.1.3) und des Detektors (Abschnitt 5.1.4) erläutert. Das darauffolgende Unterkapitel 5.2 widmet sich dem Auftreffpunkt des Strahls auf der Innenseite des Hauptspektrometers. Zunächst wird der Auftreffpunkt anhand von Messungen zur Strahlposition berechnet (Abschnitt 5.2.1). Ergänzt wird dies durch die Messung des Auftreffpunkts mithilfe der magnetischen Feldlinien bei einer asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration (Abschnitt 5.2.2). Außerdem werden in diesem Unterkapitel der Aufbau der Drahtmodule und die Position ihrer Haltestrukturelemente beschrieben (Abschnitt 5.2.3). Im nächsten Unterkapitel 5.3 wird die Berechnung eines Ausgleichspotentials beschrieben, die nötig wurde, da das Hauptspektrometer teilweise in einer Kurzschlusskonfiguration betrieben werden musste. Darauf folgen die Beschreibungen der insgesamt drei durchgeführten Messphasen. In Messphase 1 (Unterkapitel 5.4) wird die Elektronenrate in Abhängigkeit der Laserstrahlposition untersucht. In Messphase 2 (Unterkapitel 5.5) wird die Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage bei einer



Laserauftreffpunkt

Steiler Konus

Abbildung 5.1: Skizze des Messaufbaus am Hauptspektrometer. Die Laserbox befindet sich auf einer Plattform oberhalb des Detektors, von wo der Laserstrahl zur Unterseite des Spektrometers geleitet wird (Abbildung entnommen aus [Mül14], modifiziert).

asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration gemessen. In Messphase 3 (Unterkapitel 5.6) wird dies bei einer symmetrischen Magnetfeldkonfiguration, wie sie für einen MAC-E-Filter verwendet wird, durchgeführt.

5.1 Messaufbau

5.1.1 Messaufbau am Hauptspektrometer

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.1 sowie auf dem Foto in Abbildung 5.2 dargestellt. Die in Abschnitt 3.4 beschriebene Laserbox wird auf einer Plattform oberhalb des Detektors auf einem speziell dafür im Rahmen vorhergehender Messungen [Mül14] entwickelten Gestell aufgebaut (eine Konstruktionsskizze dieses Gestells befindet sich im Anhang in Abbildung D.1). Das Gestell ist so ausgelegt, dass die Box parallel zum steilen Konus der Spektrometerwand angeordnet ist.



Abbildung 5.2: Seitenansicht des oberen Teils der am Spektrometer montierten Laserbox. Zu sehen sind außerdem die Anlagen des Instrumentierungsstutzens sowie das Verbindungsrohr. Während der Messungen war die Laserbox mit einem Deckel verschlossen. Fotos der Laserbox und des inneren Boxaufbaus befinden sich in den Abbildungen 3.5 und 3.7.

Der Laserstrahl tritt somit, je nach Position des Spiegels in der Laserbox, nahezu senkrecht zur Spektrometerwand aus der Box aus. Der Strahl wird durch ein aus PVC bestehendes Verbindungsrohr zu einem Instrumentierungsstutzen des Spektrometers geleitet. Das Verbindungsrohr, das für diese Messungen neu entwickelt wurde, wird in Abschnitt 5.1.2 näher beschrieben. Es ist mit einem Flansch an dem Instrumentierungsstutzen befestigt. In diesen tritt der Laserstrahl durch ein Saphirfenster ein, das im UV-Bereich durchsichtig ist. Bevor der Strahl in das Spektrometervolumen gelangen kann, muss noch ein Ventil passiert werden, das verhindern soll, dass im Fall eines Schadens an dem Saphirfenster Luft in das Spektrometer eindringen kann. Dieses Ventil muss während der Lasermesssungen geöffnet sein. Der Strahl verläuft nahezu senkrecht zum steilen Konus zum Boden des Hauptspektrometers, wo er Photoelektronen auslösen kann. Der genaue Auftreffpunkt des Strahls ist durch Verstellen des Spiegels variierbar (s. dazu Unterkapitel 5.2).

Die Energie einzelner Photonen der Laserwellenlänge von 224 nm beträgt

$$E = 8,86 \cdot 10^{-19} \,\mathrm{J} = 5,54 \,\mathrm{eV} \quad . \tag{5.1}$$

Die Austrittsarbeit von Edelstahl beträgt etwa 4,4 eV [Pic92]. Somit beträgt die kinetische Energie der durch den Photoeffekt ausgeschlagenen Elektronen

$$E_{kin} \approx 1.1 \,\mathrm{eV}$$
 . (5.2)

5.1.2 Verbindungsrohr zwischen der Laserbox und dem Hauptspektrometer

Zwischen der Laserbox und dem Hauptspektrometer wird der Strahl durch ein 35 cm langes Verbindungsrohr geleitet. Dieses hat zum einen die Aufgabe, in der Spektrometerhalle anwesende Personen vor dem Laserstrahl zu schützen, zum anderen muss es sicherstellen, dass kein Umgebungslicht zum Saphirfenster und damit in das Spektrometer gelangt. Da das Rohr eine Verbindung zwischen dem Hochspannungsbereich und dem geerdeten Bereich des Experiments herstellt, muss es zudem nichtleitend sein. Während der SDS-I-Messungen wurde zu diesem Zweck ein Kunststoffrohr mit einem Innendurchmesser von 4 cm verwendet. Die Strecke zwischen dem Spiegel und dem Rohrende beträgt etwa 50 cm, sodass mit diesem Rohr nur ein maximaler Ablenkwinkel von etwa 2,3° möglich ist. Da mit dem Spiegel Ablenkungen bis zu 3,5° möglich sind (vgl. Abschnitt 5.2.1) und eine volle Nutzung des möglichen Ablenkbereichs angestrebt wird, wurde ein neues Rohrsystem mit größerem Rohrdurchmesser entworfen und gebaut. Dieses Rohr besteht aus PVC und hat einen Innendurchmesser von 8,1 cm. Die Verbindung zur Laserbox und zum Spektrometer wird durch Metallhalterungen hergestellt (für Details siehe die Konstruktionszeichnung in Abbildung D.2 im Anhang). Da das Saphir-Fenster einen Durchmesser von nur 6,3 cm hat, ist dennoch keine komplette Nutzung der vollen Rohrbreite möglich. Der durch das Fenster zugelassene Winkel α kann berechent werden durch

$$\alpha = \arctan\left(\frac{r}{l}\right) \quad , \tag{5.3}$$

wobei r der Radius des Fensters und l die Länge der Strecke zwischen dem Spiegel und dem Fenster darstellen. Der maximal mögliche Winkel beträgt nun

$$\alpha = 3.6^{\circ} \quad , \tag{5.4}$$

was bedeutet, dass das Rohr-Fenster-System keinen limitierenden Faktor für die Nutzung des Spiegeleinstellbereichs darstellt.

5.1.3 Steuerung des Experiments und Verarbeitung des Diodensignals

Die Steuerung des Lasers und des Spiegelsystems kann aus Sicherheitsgründen nicht von der Plattform aus erfolgen, auf der sich der Laser befindet. Sämtliche für die Steuerung notwendigen Geräte sind daher im Bereich der Detektorsteuerungscomputer untergebracht. Für die Steuerung des Lasers wurde derselbe Computer wie in den Charakterisierungsmessungen verwendet. Aufgrund der großen Länge des Kabels (> 15 m) ist die Steuerung nicht mehr über ein USB-Kabel möglich, stattdessen wird ein Netzwerk-Kabel verwendet. Am Steuerungscomputer wird dazu die sonst für den Internetanschluss verwendete Netzwerkkarte verwendet, während am Laser für diesen Zweck ein Netzwerkanschluss vorhanden ist. Die Ansteuerung der Spiegelmotoren erfolgt über zwei RS232-Schnittstellenkabel durch ein Steuerungsgerät, das ebenfalls mit dem Steuerungscomputer des Lasers verbunden ist und von diesem die Stellsignale erhält.

Das Diodensignal, das von der hinter dem Spiegel befindlichen Photodiode gemessen wird (vgl. Abschnitt 3.4.2), muss aufgrund seiner geringen Stärke zunächst mittels eines BNC-Kabels zu einem Verstärker geleitet werden, wo es um einen Faktor 100 verstärkt wird. Von dort gelangt es mit einem weiteren BNC-Kabel zum Schaltschrank des Detektor-Datenaufnahmesystems (abgekürzt DAQ für engl. "data acquisition"). Von diesem System wird das Diodensignal wie ein weiterer Pixel des Detektors behandelt. Ähnlich wie in den Charakterisierungsmessungen mit einem Oszilloskop wird hier zunächst das Spannungssignal aufgezeichnet. Dieses wird von der DAQ auf größere Spannungssprünge hin untersucht. Wird für einen Spannungssprung ein gewisser, einstellbarer Schwellwert überschritten, wertet die Detektorelektronik dies als ein Signal, in diesem Fall als einen Laserpuls. Der tatsächlich erreichte Spannungssprung wird von der Detektorelektronik gespeichert und als ADC-Wert bezeichnet. Vor den eigentlichen Messungen musste der Schwellwert für diese Messung passend eingestellt werden. Es musste auch untersucht werden, ob die Anzahl der detektierten Laserpulse der tatsächlichen Anzahl der durch den Laser abgegebenen Pulse entspricht.

Durch die Auswertung des Diodensignals mit der Laserelektronik wird erreicht, dass der Zeitpunkt jedes Laserpulses genau bekannt ist und mit den Auftreffzeiten der Elektronen verglichen werden kann. Somit können in den Messphasen mit asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration (Messphasen 1 und 2) die am Detektor auftreffenden Elektronen präzise einem bestimmten Laserpuls zugeordnet werden. Angedacht war es außerdem, wie bei den SDS-I-Messungen mit diesem Laser [Mül14], aus den ADC-Werten Rückschlüsse auf die Pulsenergie zu ziehen. Es zeigte sich nämlich, dass der maximale Spannungsunterschied innerhalb eines Pulses relativ gut zum Integral dieses Pulses, also zur Laserpulsenergie, korreliert ist. In der Praxis war es leider nicht möglich, das DAQ-System so einzustellen, dass der ADC-Wert tatsächlich dem größten Spannungunterschied während eines Pulses entsprach. In nach den Hauptmessungen durchgeführten Vergleichsmessungen zeigte sich zudem, dass zwischen den ADC-Werten der Detektorelektronik und den mit der Laserelektronik gemessenen Pulsenergiewerten kaum eine Korrelation besteht. Aus diesem Grund ist es leider nicht möglich, aus den während der Hauptmessungen durchgeführten Photodiodenmessungen die Pulsenergie eines bestimmten Laserpulses zu berechnen. Um Informationen über diese Pulsenergie zu erhalten bleibt somit nur die Möglichkeit, die mit der Laserelektronik gemessenen Werte zu nutzen und diese mit dem in Abschnitt 3.5.1 bestimmten Proportionalitätsfaktor in die tatsächlich erreichten Pulsenergien umzurechnen.

5.1.4 Messung laserinduzierter Elektronen mit dem Detektorsystem

Diejenigen vom Hauptspektrometer kommenden Elektronen, die die elektrischen und die magnetischen Abschirmungseigenschaften des Hauptspektrometers überwinden, werden vom Detektor und dessen angeschlossener Elektronik registriert (ein Überblick über den Detektor wird in Abschnitt 2.2.4 gegeben). Auf der Rückseite des in Pixel unterteilten Silizium-Detektors befindet sich ein Spezialflansch, der das im Bereich des Detektors befindliche Ultrahochvakuum vom hinter dem Flansch herrschenden Hochvakuum abtrennt. Die Signale der Detektorpixel werden durch Durchführungen durch diesen Flansch hindurch zu auf der anderen Seite befindlichen Vorverstärkermodulen geleitet. Es gibt insgesamt 24 Vorverstärkermodule, die jeweils sechs oder sieben Pixel verarbeiten. Die Vorverstärkermodule sind so angeordnet, dass sie vom Zentrum des Detektors nach außen verlaufen und in dieser Reihe das Signal eines Pixels auf jedem zweiten Ring verarbeiten, sodass dies sechs Pixel sind. Vier Module verarbeiten zusätzlich einen der vier inneren Pixel. Eine Funktionseinschränkung oder ein Ausfall eines dieser Vorverstärkermodule bedeutet deshalb automatisch, dass alle Pixel dieses Moduls betroffen sind. Von den Vorverstärkermodulen werden die Signale durch einen weiteren Flansch, der den Hochvakuumbereich abschließt, zu einer von vier optischen Sendekarten $(OSB^1.)$ geleitet, die sich bei Atmosphärendruck befinden. Eine optische Übertragung der Detektorsignale zum DAQ-System hin ist nötig, da sämtliche bis jetzt beschriebenen Detektorbauteile auf dem Potential der Nachbeschleunigungselektrode liegen. Neben ihrer Aufgabe, die Signale zu einem Empfängermodul auf Erdpotential zu senden, verstärken die OSBs die Signale außerdem nochmals. Das Empfängermodul verwandelt die optischen Signale in Digitalsignale, die vom DAQ-System ausgelesen werden können. Die Steuerung der Detektorelektronik (von Bedeutung sind für die hier vorgestellten Messungen insbesondere das Starten und Beenden von einzelnen Messungen) erfolgt über das Programm ORCA².

Das Detektorsystem ist experimentspezifisch für sehr niedrige Elektronenraten im Millihertz-Bereich ausgelegt. Um effiziente Kalibrierungsvorgänge zu ermöglichen, kann der Detektor jedoch auch Raten im Kilohertz-Bereich bewältigen. Dies ist für die in den Unterkapiteln 5.4 und 5.5 beschriebenen Messungen mit asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration notwendig, da für diese Messungen sehr hohe Raten erwartet werden. Während dieser Messungen zeigte sich, dass die tatsächliche Rate die detektierbare Rate für einzelne Pixel überschritt. Dies zeigte sich darin, dass während des zeitlichen Verlaufs eines Laserpulses zunächst eine größere Anzahl von Pile-up-Effekten beobachtet wurde. Mehrere dicht hintereinander den Detektor erreichende Elektronen wurden vom DAQ-System als ein Elektron wahrgenommen, dessen gemessene Energie jedoch der Summe der Energien der daran beteiligten,

¹Abkürzung von engl. "Optical Sender Board"

²"Object-oriented Real-time Control and Aquisition". Das objektorientierte Framework wurde an der University of Washington und der Unviersity of North Carolina entwickelt. Siehe dazu auch http://orca.physics.unc.edu/~markhowe/Orca_Help/Home.html

einzelnen Elektronen entspricht. Anschließend brach das Signal abrupt ab, was dazu führte, dass, wenn überhaupt, nur noch einzelne Ereignisse des restlichen Teils des Pulses gemessen wurden. Dies kann auf einen Ausfall der Vorverstärkerkarte, die mit diesem Pixel verbunden ist, aufgrund von Überlastung zurückgeführt werden. Die anderen fünf oder sechs Pixel der betroffenen Vorverstärkerkarte sind deshalb auch betroffen. Bei Messungen, bei denen dieses Problem auftritt, können die betroffenen Pixel nicht für die weitere Analyse verwendet werden. Das für den Umgang mit diesen Pixeln angewandte Verfahren wird in Abschnitt 5.5.2 näher beschrieben.

5.2 Position des Laserstrahls

Anders als in den während der SDS-I-Messphase durchgeführten Messungen mit diesem UV-Lasersystem [Mül14] sollen nun vor allem die Auswirkungen der Haltestrukturelemente der Drahtelektroden untersucht werden. Deshalb ist zumindest die ungefähre Kenntnis des Auftreffpunktes des Laserstrahls wichtig. Die Bestimmung dieses Auftreffpunktes wird mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt. Die deutlich genauere Methode ist die in Abschnitt 5.2.1 beschriebene, bei der der Winkel des Laserstrahls in Abhängigkeit der Spiegelposition ca. 3,6 m entfernt von der Laserbox gemessen wird. Außerdem ist es aufgrund des Pixelaufbaus des Detektors möglich, durch dessen Messwerte Informationen zur Herkunft der Photoelektronen zu erhalten, wenngleich diese nur relativ ungenau sind³. Die Ermittlung des Auftreffpunkts auf diese Weise ist in Abschnitt 5.2.2 beschrieben. In Abschnitt 5.2.3 wird die Platzierung von Haltestrukturelementen der Drahtelektroden des Hauptspektrometers beschrieben. Mit dieser zusätzlichen Information kann darauf rückgeschlossen werden, ob und wenn ja welche Elemente der Haltestrukturen in den Hauptmessungen (s. Unterkapitel 5.4 - 5.6) vom Laserstrahl getroffen werden.

5.2.1 Berechnung des Strahlauftreffpunktes anhand von Messungen außerhalb des Hauptspektrometers

Mit den in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen wird der Winkel bestimmt, mit dem der Laserstrahl die Laserbox in Abhängigkeit von der Spiegelposition verlässt. Die Bezugsachse für diesen Winkel ist eine senkrecht zur Laserbox und zum Laser laufende Linie (vgl. Abbildung 5.3). Die Information über diesen Winkel wird benötigt, um den Auftreffpunkt des Strahls bei den Hauptmessungen am Hauptspektrometer zu bestimmen. Zu diesem Zweck wird die Laserbox in eine Experimentierhalle mit verschiedenen Ebenen gebracht. In einer dieser Ebenen wird die Box über ein verschließbares Loch im Boden gestellt. Dieses Loch wird geöffnet, sodass der Laserstrahl zum Boden der darunterliegenden Ebene gelangen kann, wo er

 $^{^{3}}$ Bei der gewählten Magnetfeldkonfiguration (s. Tabelle 4.1) hat die auf einem Pixel abgebildete Fläche Maße zwischen 30 und 35 cm in z-Richtung sowie 2,49 m in xy-Richtung entlang des Bogens der Spektrometerwand.



Abbildung 5.3: Skizze des Versuchsaufbaus zur Messung des Austrittswinkels des Laserstrahls.

auf am Boden befestigtem Papier sichtbar gemacht wird. Dies ist möglich, da UV-Licht der verwendeten Wellenlänge in Papier einen Fluoreszenzeffekt auslöst, der das Papier in einer sichtbaren, in diesem Fall bläulichen Wellenlänge zum Leuchten anregt. Auf dem Papier ist somit der Auftreffpunkt des Laserstrahls als blauer Leuchtpunkt sichtbar. Mithilfe eines Lots wird die Position, die der Strahl bei exakt senkrechtem Verlauf nehmen würde, bestimmt und auf dem Papier aufgezeichnet. Anschließend wird der Auftreffpunkt des Strahls bei verschiedenen Spiegelpositionen aufgezeichnet. Die Spiegelpositionen werden beschrieben durch den Stellweg der stumpfen Schrauben, die den Spiegel bewegen (vgl. Abschnitt 3.4.1) und in Millimeter angegeben. Die aufgezeichneten Punkte werden anschließend vermessen und mit dem Auftreffpunkt des Lots verglichen.

Dies wurde im Vorfeld der Hauptmessungen für beide mit der Spiegelmechanik verstellbaren Richtungen durchgeführt. Dies enspricht beim Anbringen des Lasers am Hauptspektrometer einmal der Nord-Süd- und einmal der Ost-West-Richtung. Das Ergebnis dieser Messungen für die Ost-West-Richtung ist in Abbildung 5.4 dargestellt⁴. Es lässt sich gut erkennen, dass die Spiegelverstellung mit diesem System sehr präzise möglich ist. Unterhalb eines Stellwegs von ca. 2,5 mm verliert die Schraube den Kontakt zum Spiegel, weshalb bei niedrigeren Werten keine Spiegelbewegung mehr möglich ist. Es wurden Strahlablenkungen bis etwa 3,5° gemessen. Durch Bilden einer Ausgleichsgeraden in beiden Messreihen wird ein Wert für die Ablenkung pro Stellschraubeneinheit berechnet. Diese Werte sind in Tabelle 5.1 angegeben. Zu-

 $^{^4\}mathrm{Für}$ die Messungen in Nord-Süd
 Richtung siehe Abbildung C.1 im Anhang.



Abbildung 5.4: Strahlablenkung des Laserstrahls in Abhängigkeit des Stellwegs der Stellschraube für die Ost-West-Richtung.

sätzlich wird die daraus berechnete Nulllage, d. h. die Stellschraubeneinstellung, bei der der Strahl genau senkrecht zur Laserbox dieselbe verlässt, angegeben.

Basierend auf den in Tabelle 5.1 angegebenen Werten sollen nun die Auftreffpunkte des Strahls innerhalb des Hauptspektrometers in Ost-West- und Nord-Süd-Richtung in Abhängigkeit der Spiegelposition berechnet werden. Die Strecke d, die der Strahl in Ost-West-Richtung senkrecht zur "idealen" Strahllage zurücklegt, lässt sich be-

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Messungen zur Ermittlung der Strahlablenkung in Abhängigkeit des Stellwegs der Spiegeljustierungsschraube. Die Nulllage beschreibt die Position des Spiegels, bei der der Strahl die Laserbox genau senkrecht verlässt (basierend auf berechneten Werten).

Bewegungs- richtung	Ablenkung pro Stellwegeinheit p ₁	y-Achsen- abschnitt p_0	Nulllage
Ost-West	$(2,19 \pm 3,0 \cdot 10^{-3}) \stackrel{\circ}{\underset{\rm mm}{\longrightarrow}}$	$(-9,21\pm0,013)^{\circ}$	$4,\!21\mathrm{mm}$
Nord-Süd	$(-3.09 \pm 7.8 \cdot 10^{-3}) \frac{\circ}{\mathrm{mm}}$	$(15,40 \pm 0,041)^{\circ}$	$4{,}99\mathrm{mm}$



Abbildung 5.5: Skizze zur Bestimmung des Auftreffpunktes des Laserstrahls im Hauptspektrometer in Nord-Süd-Richtung. z_0 ist dabei der Auftreffpunkt bei idealer Strahllage, bei der der Strahl den Winkel β zu einer senkrechten Linie hat. l_0 ist die dazu entsprechende Länge des Strahls. z_A ist der Auftreffpunkt des Strahls bei einer Abweichung von der Ideallage um den Winkel δ , bei der der Strahl die Länge l_A hat.

rechnen durch

$$d = l_0 \cdot \tan \alpha \quad . \tag{5.5}$$

Dabei ist l_0 die Länge des Strahls in Ideallage und α der Winkel des Strahls relativ zur Ideallage gemessen. Da die Auslenkungen des Strahls klein sind im Vergleich zum Radius des Hauptspektrometers, wird die Krümmung des Hauptspektrometers hier vernachlässigt, sodass dieser Wert auch als x-Koordinate für den Auftreffpunkt auf der Spektrometerwand und für die Länge des Bogens verwendet wird. Da die Positionen der Haltestrukturelemente des Drahtelektrodensystems in Grad bezogen auf den Bogen der Spektrometerwand angegeben werden, wird auch der Winkel des Strahls so berechnet durch

$$\gamma = \frac{d}{R} \quad , \tag{5.6}$$

wobei γ dem Auslenkungswinkel des Strahls an der Spektrometerwand und R dem Radius der Innenseite der Spektrometerwand entspricht.

Die Bestimmung des Auftreffpunkts in Nord-Süd-Richtung ist in Abb. 5.5 skizziert.

Die Längen z_0 bzw. z_A können berechnet werden durch

$$z_0 = h \tan(\beta) \tag{5.7}$$

$$z_A = h \tan(\beta + \delta) \quad . \tag{5.8}$$

Die Auslenkung des Laserstrahls im Verhältnis zur Ideallage lässt sich damit leicht durch Subtrahieren von z_A und z_0 bestimmen.

Die für die oben beschriebenen Rechnungen nötigen Parameter werden aus einer CAD-Zeichnung des Hauptspektrometers entnommen und sind in Tabelle 5.2 zusammen mit weitern, daraus berechneten Werten, angegeben. Benötigt werden der Winkel β und die Höhe h. Dabei wird ein mittig durch das Fenster am Spektrometer laufender Strahl angenommen, der exakt senkrecht zur Wand des Spektrometers in diesem Bereich (im Bereich des steilen Konus) läuft. Da die Laserbox nicht exakt senkrecht zur Wand angebracht werden konnte, ergibt sich in der Realität eine Abweichung des Winkels β , weshalb sich auch l_0 und z_0 von ihren theoretischen Werten unterscheiden. Für die Abweichung $\Delta\beta$ wurde ein Wert von $\Delta\beta = -0.45^{\circ}$ gemessen. Für diese Berechnungen wird als Strahlstartpunkt der Punkt gewählt, bei dem der Laserstrahl den Instrumentierungsstutzen des Hauptspektrometers erreicht, durch den er in das Spektrometer eintritt. Da der Strahl durch die Bauform des Verbindungsrohrs zwischen Laserbox und Spektrometer an diesem Punkt fixiert ist, ist der tatsächliche, etwa 50 cm längere Weg ab dem Spiegel für die Berechnung der Werte bei senkrecht aus der Box austretendem Strahl unerheblich. Für die Berechnung der Strahlablenkung muss diese Strecke jedoch berücksichtigt werden.

In Ost-West-Richtung kann der Winkel des Auftreffpunkts an der Spektrometerwand nun in Abhängigkeit der Spiegelstellschraubenposition s berechnet werden unter Verwendung der Formeln 5.5 und 5.6:

$$\gamma = \frac{l_0 \cdot \tan \alpha}{R} = \frac{l_0 \cdot \tan(p_0 + p_1 \cdot s)}{R} \quad . \tag{5.9}$$

Der Innenradius des Hauptspektrometers beträgt R = 4,90m. Die Werte für l_0 sowohl die Fit-Parameter p_0 und p_1 können aus den Tabellen 5.1 und 5.2 entnommen werden.

Für die den Auftreffpunkt in z-Richtung in Abhängigkeit der Stellschraubenposition gilt:

$$z = z_0 - z_A = z_0 - h \tan(\beta + \delta) = z_0 - h \tan(\beta + (p_0 + p_1 \cdot s)) \quad . \tag{5.10}$$

Dabei können die Werte für p_0 , p_1 sowie z_0 und β ebenfalls aus den Tabellen 5.1 und 5.2 entnommen werden.

Die mit dem Laser maximal erreichbaren Punkte innerhalb des Hauptspektrometers sind in Tabelle 5.3 angegeben.

Parameter	Theoretischer Wert	Wert nach Winkelkorrektur
Winkel β	54,3°	$53,85^{\circ}$
Höhe h	$7{,}17~\mathrm{m}$	
Strahllänge l_0	$12{,}45~\mathrm{m}$	12,14 m
z-Komponente der Strahllänge z_0	10,11 m	9,81 m
spektrometerkoordinaten z_{HS}	$0,50 \mathrm{~m}$	0,79 m

 Tabelle 5.2: Parameter des ideal senkrecht vom Spiegel zum Spektrometerboden laufenden Strahls.

Tabelle 5.3: Maximal mit dem Spiegelsystem erreichbare Bereiche im Hauptspektrometer. Angegeben sind jeweils die Werte in m in Ost-West sowie in Nord-Süd-Richtung. In Ost-West-Richtung ist zusätzlich angegeben, wie weit sich der Laserstrahl entlang des Bogens im Hauptspektrometer in Grad bewegt.

Bewegungsrichtung	Maximalwert	Minimalwert
	$x = 0.93 \mathrm{m}$	$x=-0{,}91\mathrm{m}$
Ost-West	$=11,2^{\circ}$	$=-11,0^{\circ}$
Nord-Süd	$z=2{,}00\mathrm{m}$	$z=-0,\!42\mathrm{m}$

5.2.2 Bestimmung des ungefähren Auftreffpunkts durch Messungen ohne Hochspannung

Vor dem Beginn der in den Unterkapiteln 5.4 bis 5.6 beschriebenen Hauptmessungen wurden mit dem Lasersystem Messungen ohne die Verwendung der Retardierungshochspannung des Hauptspektrometers durchgeführt. Dabei wurde der Strahl stets auf die gleiche Position geleitet und eine asymmetrische Magnetfeldkonfiguration angelegt (Konfiguration 1, s. Abschnitt 4.1 und Abbildung 4.1), dessen Feldlinien wie auch bei den Messphasen 1 und 2 die Spektrometerwand mit dem Detektor verbinden. Somit ist es möglich, den Weg der Elektronen vom getroffenen Pixel aus bis zu ihrem Erzeugungsort an der Spektrometerwand zurückzuverfolgen. Während der Messungen zeigte sich, dass Pixel Nr. 109 eine um etwa zwei Größenordnungen größere Elektronenereigniszahl registrierte als alle anderen Pixel (s. Abbildung 5.6). Somit kann davon ausgegangen werden, dass dieser Pixel durch Magnetfeldlinien mit dem Laserauftreffpunkt verbunden ist. Die diesen Pixel treffenden Magnetfeld-



Abbildung 5.6: Am Detektor gemessene Pixelverteilung bei der Messung des Auftreffpunkts ohne Hochspannung.

linien haben bei der verwendeten Magnetfeldkonfiguration ihren Ursprung zwischen z = 1,35 m und z = 1,62 m sowie zwischen x = -1,24 m und x = 1,24 m. In z-Richtung wäre bei der verwendeten Spiegelstellschraubenposition von 5,25 mm ein Auftreffpunkt von z = 1,08 m zu erwarten gewesen, was nicht innerhalb des auf diese Art gemessenen Bereichs liegt. Die Messung gibt also einen Anhaltspunkt darauf, dass bei den in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Messungen ein Messfehler unterlaufen ist. Bei einem angenommenen Strahlauftreffpunkt von z = 1,35 m müsste der Strahl einen Winkel von $53,0^{\circ}$ zur senkrechten haben, bei kleineren Werten darunter. Es ist daher anzunehmen, dass die Laserbox um einen Winkel von mindestens $1,4^{\circ}$ zum steilen Konus nach unten verkippt ist anstatt der $0,45^{\circ}$, die gemessen wurden. Die Messung zeigt damit, dass die Bestimmung des Auftreffpunkts des Laserstrahls nach Abschnitt 5.2.1 mit einer hohen Unsicherheit verbunden ist. In x-Richtung ist der auf einem Pixel abgebildete Bereich größer als der mit dem Laser erreichbare Bereich, sodass die Korrektheit der für diese Richtung durchgeführten Berechnungen auf diese Weise nicht überprüft werden kann.

5.2.3 Position und Aufbau der Haltestrukturelemente des Innere-Elektroden-Systems

Das Innere-Elektroden-System des Hauptspektrometers ist aus Modulen aufgebaut, die der Bogenform der Spektrometerwand angepasst sind. Die Module des Zentralteils des Spektrometers haben längs zur Elektronenstrahlrichtung, also in Nord-Süd-Richtung, eine Länge von 1,782 m, quer dazu, in Ost-West-Richtung, decken sie mit einer Breite von etwa 1,5 m 18° des Zylinderbogens ab. Ein einzelnes Drahtmodul ist in Abb. 5.7 dargestellt. Die beiden Drahtlagen sind in Längsrichtung aufgespannt

und an Drahtkämmen befestigt, die quer dazu verlaufen. Durch Aneinanderreihung mehrerer Module bilden die Kämme jeweils einen kompletten Kreis auf der Innenseite des Spektrometers. Da an ihnen die Drähte befestigt sind, können die Kämme nicht durch die innere Drahtlage abgeschirmt werden. In Längsrichtung befinden sich pro Modul vier Stabilisierungsstangen, die aufgrund ihrer Bauform "C-Profile" genannt werden (vgl. Abbildung 5.8). Die C-Profile können von der inneren Drahtlage elektrisch komplett abgeschirmt werden und haben Maße von 30×30 mm. Dies ist fast gleich groß wie die Querschnittsfläche des Laserstrahls in diesem Bereich (s. die Strahldivergenzmessungen in Abschnitt 3.5.3). Somit kann der Laserstrahl ein C-Profil ganz oder teilweise treffen. Die C-Profile haben zueinander einen Winkel von 5.37° (jeweils das äußere C-Profil zum inneren) bzw. 5.47° (die beiden inneren C-Profile zueiander). Die äußeren Profile haben einen Winkel von jeweils 1,8° zum ersten Profil des nächsten Moduls. Die Module sind so angeordnet, das sie in Querrichtung am tiefsten Punkt des Spektrometers aneinandertreffen. In Längsrichtung sind die Module so angeordnet, dass die Mitte des Spektrometers (z = 0) nicht an einer Modulgrenze liegt. Die Kämme des die Mitte bedeckenden Moduls befinden sich bei $z = \pm 0.885 \,\mathrm{m}$. Damit soll vermieden werden, dass Störungen der Potentialhomogenität an den Modulgrenzen im Bereich der Analysierebene auftreten. Mit Kenntnis dieser Positionen ist es nun möglich, zu berechnen, ob der Laserstrahl bei bestimmten Spiegeleinstellungen ein Element der Haltestruktur trifft. Ein Vergleich mit Tabelle 5.3 ergibt, dass mit dem Laser der Drahtkamm bei z = +0,885 getroffen werden kann. In Querrichtung ist in beide Richtungen das Treffen des ersten und des zweiten C-Profils zuverlässig möglich.

5.3 Effektives Potential bei Kurzschlusskonfiguration des Innere-Elektroden-Systems

Während der SDS-II-Messphase musste das Hauptspektrometer in einigen Teilen in einer Kurzschlusskonfiguration betrieben werden (für weitere Informationen siehe [Beh13] sowie speziell zur SDS-II-Messphase [Wac15]). Im Zentralteil des Hauptspektrometers waren in sämtlichen Drahtmodulen der Osthälfte die äußere und die innere Drahtlage kurzgeschlossen. Auf der Westhälfte hingegen konnten unterschiedliche Potentiale auf den Drahtlagen eingestellt werden. Diese Situation bringt das Problem mit sich, dass nun eine Asymmetrie zwischen West- und Osthälfte bezogen auf das angelegte Potential besteht, was zur Ausbildung eines geringfügigen elektrischen Dipols führt, der die Bewegung der Photoelektronen beeinflusst. Auf der Westseite wird das Potential im Inneren des Tanks nämlich im Wesentlichen durch die innere Drahtlage definiert. Dabei scheint jedoch das Potential der äußeren Drahtlage (und zusätzlich auch dasjenige der Spektrometerwand) durch die Lücken zwischen den Drähten durch, was in diesem Fall zu einer leichten Erhöhung des (negativen) Potentials führt. Dieser Effekt macht sich erst bei größeren Abständen zu den Drahtelektroden bemerkbar, dort ist das Potential jedoch sehr stabil (vgl. Abbildung 5.9). Dieses Potential wird als effektives Potential bezeichnet.



Abbildung 5.7: Abbildung eines Drahtmoduls des Innere-Elektrodensystems im Zentralteil des Hauptspektrometers Abbildung entnommen aus [Val09].



Abbildung 5.8: Queransicht eines Drahtmoduls. Dargestellt sind (von unten nach oben) Drähte, Haltestrukturen und die Spektrometerwand. Abbildung entnommen aus [Mül14].

In einem System mit einer einlagigen Drahtelektrode gilt für das effektive Potential nach den Formeln 2.9 und 2.10:

$$U_{eff} \approx U_{Draht} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht}}{S} \quad . \tag{5.11}$$

Dabei ist U_{eff} das effektive Potential, U_{Draht} das Potential an der Drahtelektrode und U_{Tank} das Potential, das an der Spektrometerwand anliegt. S stellt den sog. Abschirmungsfaktor dar, der sich aus geometrischen Faktoren der Drahtelektrode berechnen lässt [Val04]:

$$S \approx 1 + \frac{2\pi \frac{l}{s}}{\ln\left(\frac{s}{\pi d}\right)} \quad . \tag{5.12}$$

Dabei ist s der Abstand der Drähte zueinader, d der Drahtdurchmesser und L der Abstand zwischen den Drähten und der Spektrometerwand. Zur Illustration dieser Größen siehe Abbildung 2.5 in Kapitel 2.

Für ein System mit zweilagiger Drahtelektrode kann diese Formel nun erweitert werden durch rekursives Einsetzen des effektiven Potentials für die äußere Drahtlage in die Berechnung des effektiven Potentials für die innere Drahtlage [Val04]:

$$U_{eff,1} = U_{Draht1} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht1}}{S_1}$$
(5.13)

$$U_{eff,2} = U_{Draht2} + \frac{U_{eff,1} - U_{Draht2}}{S_2} \quad . \tag{5.14}$$

Dabei wird mit U_{Draht1} das Potential der äußeren und mit U_{Draht2} das Potential der inneren Drähte bezeichnet. Ineinander eingesetzt ergibt das also für das effektive Potential der inneren Drähte und damit für das effektive Potential im Inneren des Spektrometers:

$$U_{eff,2} = U_{Draht2} + \frac{1}{S_2} \left(U_{Draht1} - U_{Draht2} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht1}}{S_1} \right) \quad . \tag{5.15}$$

Diese Formel kann also für die Westseite des Hauptspektrometers (mit zwei funktionierenden Drahtelektrodenlagen) angewandt werden. Für die Ostseite (mit Kurzschluss zwischen den Drahtelektroden) gilt:

$$U_{Draht1} = U_{Draht2} = U_{Draht}$$

$$\rightarrow U_{eff,2} = U_{Draht} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht}}{S_1 \cdot S_2} \quad .$$
(5.16)

Es kann gezeigt werden, dass das Potential innerhalb eines zylinderförmigen Leiters, dessen Halbschalen durch eine kleine Lücke getrennt sind, homogen ist, sofern auf beiden Halbschalen das gleiche Potential anliegt [McD99]. Um einen Dipoleffekt innerhalb des Spektrometers zu vermeiden, muss nun also auf beiden Halbschalen dasselbe Potential angelegt werden. Die effektiven Potentiale des Dreilagensystems auf der Westhälfte (zwei unabhängige Drahtlagen und die Spektrometerwand) und



Abbildung 5.9: Beispiel des Potentialverlaufs für ein System mit einfacher Drahtelektrode (hier: KATRIN-Vorspektrometer). Das Potential wurde für verschiedene Dicken der Abschirmdrähte berechnet. Gut zu erkennen ist der für alle Fälle sehr homogene Potentialverlauf für Abstände von den Drähten, die über einige Zentimeter hinausgehen. Abbildung entnommen aus [Ang05].

des Zweilagensystem auf der Osthälfte (zwei kurzgeschlossene Drahtlagen und die Spektrometerwand) müssen folglich übereinstimmen. Es muss also gelten:

$$U_{eff,2,W} = U_{eff,2,O}$$

$$\Rightarrow U_{Draht2,W} + \frac{1}{S_2} (U_{Draht1,W} - U_{Draht2,W} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht1,W}}{S_1}) \qquad (5.17)$$

$$= U_{Draht,O} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht,O}}{S_1 \cdot S_2}$$

Basierend daraus wird nun das Potential errechnet, das an die Elektroden der Osthälfte in Abhängigkeit des Spektrometerpotentials und der Drahtelektrodenpotentiale auf der Westseite angelegt werden muss. Dazu wird Gleichung 5.17 nach $U_{Draht,O}$ aufgelöst:

$$U_{Draht,O} = \frac{1}{1 - \frac{1}{S_1 S_2}} \cdot (U_{Draht2,W} + \frac{1}{S_2} (U_{Draht1,W} - U_{Draht2,W} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht1,W}}{S_1}) - \frac{U_{Tank}}{S_1 S_2})$$

$$= \frac{1}{1 - \frac{1}{S_1 S_2}} \cdot (U_{eff,2,W} - \frac{U_{Tank}}{S_1 S_2}) \quad .$$
(5.18)

Bei Verwendung eines auf diese Weise berechneten Potentialwertes ergibt sich im Inneren des Hauptspektrometers ein homogener Potentialverlauf.

5.4 Messphase 1: Abscannen des mit dem Laser erreichbaren Bereichs

In dieser Messphase sollen die Elektronenraten bei verschiedenen Positionen des Spiegels beobachtet werden. Ziel ist es, angestrahlte Punkte zu finden, bei denen möglichst viele Elektronen, die den Detektor erreichen, ausgelöst werden. Bei höheren detektierten Elektronenzahlen ist die Statisik besser, sodass die Abschirmung bei einem negativeren Potential auf der inneren Drahtlage besser bestimmt werden kann, was in der Messphase 2 (Unterkapitel 5.5) durchgeführt wird. Für diese Messung wird eine asymmetrische Magnetfeldkonfiguration verwendet, bei der die magnetischen Feldlinien direkt von der Spektrometerwand im Zentralbereich des Hauptspektrometers zum Detektor laufen (vgl. Unterkapitel 4.1). Dies führt zu einer im Vergleich zur KATRIN-Standardmagnetfeldkonfiguration deutlich höheren Rate am Detektor eintreffender Elektronen, da die Elektronen nun direkt den Magnetfeldlinien folgen können. Die äußere Drahtlage wird, wie bei den Messphasen 2 und 3 auf ein im Vergleich zum Spektrometerpotential 100 V negativeres Potential gelegt, da nur die nicht durch die äußere Drahtlage abschirmbaren Elektronen untersucht werden sollen. Ursprüngliches Ziel war es, möglichst C-Profile zu treffen (vgl. Abschnitt 5.2.3), da diese eine verhältnismäßig große Fläche haben, die nur durch die innere Drahtlage abgeschirmt werden kann. Da sich dann aber gezeigt hat, dass direkt von den Drahtprofilen so viele Elektronen ausgelöst werden, dass die Detektorelektronik damit überfordert ist (vgl. Abschnitt 5.1.4), ist das Treffen von C-Profilen nicht zwangsläufig die beste Option, um eine möglichst hohe Anzahl detektierbarer Sekundärelektronen zu erhalten. Da die direkt am Auftreffpunkt des Laserstrahls ausgelösten Photoelektronen vom Detektor somit im Allgemeinen nicht detektiert werden können, werden nur diejenigen Elektronen untersucht, die durch reflektierte Anteile des Laserstrahls an anderen Punkten des Spektrometers ausgeschlagen werden. Die damit verbundenen Zusammenhänge werden im Rahmen der Auswertung der Messphase 2 detailliert beschrieben (s. Abschnitt 5.5.2). Der Laserstrahl wird sehr wahrscheinlich viele Male im Spektrometer reflektiert, sodass Photoelektronen von allen Bereichen des Spektrometers kommen. Je nach Auftreffpunkt der Sekundärstrahlen werden die Elektronen entweder auf den Oberflächen



Abbildung 5.10: Elektronenereignisse pro Laserpuls bei verschiedenen Spiegelpositionen. Abgebildet sind die in der Region of interest liegenden Elektronen in Abhängigkeit von der Spiegelposition, die in 0,1 mm - Schritten in Ost-West-Richtung verstellt wurde. Als senkrechte Linien sind die mithilfe der in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Messungen berechneten Positionen der C-Profile eingezeichnet. Bei sämtlichen Messungen wurde auf beiden Drahtlagen ein Potential von -100 V relativ zur Tankwand angelegt.

der C-Profile oder der Drähte ausgeschlagen. Die Zielsetzung dieser Messung verschiebt sich somit dahingehend, dass nun Strahlauftreffpositionen gesucht werden, bei denen der Strahl so gespiegelt wird, dass an Sekundärauftreffpunkten möglichst viele Elektronen ausgeschlagen werden, die zum Detektor gelangen.

Bei den hier vorgestellten Messungen wurde der Spiegel so bewegt, dass sich der Strahlauftreffpunkt in Ost-West-Richtung verschiebt. Da in dieser Richtung die C-Profile getroffen werden können, die komplett durch die innere Drahtlage abgeschirmt werden können, ist diese Richtung interessanter als die Nord-Süd-Richtung. Für diese könnten beim Abfahren des möglichen Bereichs nur die Drahtkämme getroffen werden, die sich auch durch die innere Drahtlage nicht vollständig abschirmen lassen (vgl. dazu die in Abschnitt 5.5.3 beschriebenen Ergebnisse der Messphase 2). Die gemessenen, durchschnittlichen Ereigniszahlen pro Puls in Abhängigkeit von der Spiegelposition sind in Abb. 5.10 dargestellt. Zusätzlich in dieser Abbildung eingezeichnet sind die Positionen der C-Profile (bestimmt aus den Ergebnissen der in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Messungen). Diejenigen Pixel, die mit magnetischen Feldlinien direkt mit dem Auftreffpunkt des Laserstrahls verbunden sind und wegen zu vieler Ereignisse von der Detektorelektronik nicht mehr ausgelesen werden konnten, werden nicht berücksichtigt. Dies gilt auch für die Pixel, die mit diesen Pixeln auf demselben Vorverstärkermodul liegen und deshalb ebenfalls nicht ausgelesen werden konnten (vgl. Abschnitt 5.1.4). Außerdem sind nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Elektronenenergie innerhalb des als "Region of interest" bezeichneten Energiebereichs liegt. Dieser Energiebereich ist so definiert, dass er die Werte umfasst, die die Elektronen nach Beschleunigung durch die Spektrometerspannung und die Detektornachbeschleunigungsspannung haben können. Es zeigte sich, dass die Pulsenergie des Lasers ausreichend stabil war, sodass deren Schwankungen nicht berücksichtigt werden. Die durchschnittlichen Ereigniszahlen pro Laserpuls in Abhängigkeit von der Spiegelposition sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Zusätzlich sind dort die nach Abschnitt 5.2.1 berechneten Positionen der C-Profile eingezeichnet, die jedoch keinen erkennbaren Einfluss auf die Zahl der Elektronenereignisse haben.

Die deutlichsten Charakteristika sind der abrupte Anstieg um die Spiegelstellschraubenposition 4,0 sowie einzelne Positionen mit im Vergleich zu den übrigen Positionen sehr kleinen Ereigniszahlen zwischen den Werten 4,0 und 6,6. Warum das Reflexionsverhalten des Strahls und/oder das Flugverhalten der ausgelösten Elektronen sich dort so stark veränderte, ist mit aktuellem Kenntnisstand nicht zweifelsfrei erklärbar. Das starke Einbrechen bei einzelnen Punkten könnte durch das Treffen eines C-Profils mit dem Primärstrahl kommen. Nach den in Abschnitt 3.5.3 beschriebenen Strahldivergenzmessungen, ergibt sich, dass der Strahl um den Auftreffpunkt im Hauptspektrometer herum einen Durchmesser von etwa 3 cm hat. Die Abstände der Auftreffpositionen betragen ca. 5 cm und die C-Profile haben eine Breite von 3,0 cm. Somit ist im Allgemeinen zu erwarten, dass lediglich bei einer Spiegelposition dasselbe C-Profil getroffen wird. Dass der Laserstrahl bei zwei benachbarten Spiegelpositionen einen Teil desselben C-Profils trifft, ist jedoch trotzdem möglich. Eine mögliche Erklärung dafür, dass die Rate beim Treffen eines C-Profils so stark einbricht könnte daran liegen, dass es dabei zu stärkeren Reflexionen als an anderen Stellen kommt und damit zu höheren Elektronenemissionen an Sekundärauftreffpunkten. Pile-up-Effekte innerhalb des Detektors können neben der bereits in Abschnitt 5.1.4 diskutierten Erhöhung der gemessenen Elektronenenergie auch zu deren Senkung führen. Bei vielen dieser Messungen ist eine hohe Rate an Ereignissen bei niedrigeren Ereignisenergien feststellbar. Diese Ereignisse liegen somit nicht mehr in der Region of interest, also dem Energiebereich, in dem die Elektronen als laserinduziert akzeptiert werden und sind somit nicht in der Graphik berücksichtigt. Eine mögliche Erklärung für den starken Anstieg der Ereignisszahlen pro Puls um die Spiegelposition 4,0 könnte sein, dass unterhalb davon der Strahl bereits innerhalb des Instrumentierungsstutzens erstmalig gespiegelt wird. Somit wäre der erste Auftreffpunkt des Strahls im Spektrometer bereits ein sekundärer Auftreffpunkt. Es ist somit möglich, dass eine deutlich geringere Energie des Laserpulses im Zentralteil des Spektrometers deponiert wird und dort Photoelektronen auslösen kann.

Für die Messphasen 2 und 3 werden nun Spiegelpositionen ausgewählt, die bei ho-

hen Zählraten, aber auch in der Nähe von Haltestrukturen liegen. Teilweise liegen die während der Messphase 2 verwendeten Positionen (3,9; 4,0; 6,3 und 6,4) dennoch in Bereichen, bei denen in Abbildung 5.10 nur wenige Elektronen registriert wurden. Bei der Messphase 2 wurden bei diesen Stellen unerwarteterweise deutlich mehr Elektronen als bei der Messphase 1 registriert. Dies könnte an leichten Geometrieverschiebungen liegen, die bei Arbeiten im Bereich der Laserbox entstanden sind, oder daran, dass die Laserpulsenergie bei diesen Messungen niedriger war.

5.5 Messphase 2: Asymmetrische Magnetfeldkonfiguration

In dieser Messphase wird wiederum eine asymmetrische Magnetfeldkonfiguration verwendet. Wie in Messphase 1 werden die durch den Photoeffekt ausgelösten Elektronen auf den magnetischen Feldlinien direkt zum Detektor geleitet. Dies verringert die magnetische Abschirmung des Hauptspektrometers erheblich, sodass im Vergleich zur Standardmagnetfeldkonfiguration eine um mehrere Größenordnungen größere Anzahl an Elektronen den Detektor erreicht. Die große Anzahl ermöglicht eine sehr effiziente Untersuchung der Auswirkung verschiedener Spannungen des Innere-Elektroden-Systems auf die Anzahl der am Detektor auftreffenden Elektronen. Für das KATRIN-Experiment ist die Kenntnis über die Effizienz des Innere-Elektroden-Systems von großer Bedeutung, weshalb mehrere Messreihen mit verschiedenen Potentialen durchgeführt wurden.

Nachdem bereits während zuvor durchgeführter Messungen die Abschirmeffizienz der äußeren Drahtlage untersucht wurde [Mül14], ist das Hauptziel dieser Arbeit die Untersuchung der Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage des Innere-Elektroden-Systems. Da während der Messungen Teile des Hauptspektrometers in einer Kurzschlusskonfiguration betrieben werden mussten, bei der die innere mit der äußeren Drahtlage elektrisch verbunden ist, ist das Messen der Abschirmwirkung nur für Teile der inneren Drahtlage möglich. Um einen Dipoleffekt während der Messungen zu vermeiden, muss für diese Konfiguration das in Abschnitt 5.3 berechnete Ausgleichspotential auf der Osthälfte verwendet werden. In diesem Unterkapitel werden zunächst in den Abschnitten 5.5.1 und 5.5.2 Messdurchführung und die Auswertungsmethode für die Messphase 2 vorgestellt. Im Abschnitt 5.5.3 werden anschließend die Ergebnisse der Messungen beschrieben.

5.5.1 Durchführung der Messungen

Im Rahmen dieser Messphase wurden insgesamt fünf verschiedene Messreihen bei unterschiedlichen Potentialen der inneren Drahtlage durchgeführt. Ein Überblick über diese Messungen wird in Tabelle 5.4 gegeben. Um Unterschiede bei verschiedenen Elementen der Haltestrukturen untersuchen zu können, wurde bei verschiedenen Positionen des Laserstrahls gemessen. Das Potential der äußeren Drahtlage wurde auf einen konstanten Wert von -18.600V eingestellt. Dies entspricht einem Unterschied von $-100\,V$ zur Spektrometerwand, die ein Potential von -18.500V aufwies. Somit ist zu erwarten, dass von der Wand kommende Photoelektronen nahezu komplett abgeschirmt werden. Dies ermöglicht das Untersuchen ausschließlich der Elektronen, die aus Elementen der Haltestrukturen oder aus den Drähten der äußeren Drahtlage des Innere-Elektroden-Systems ausgeschlagen werden. Für jede Messreihe wurden 10 Messungen von jeweils 60 s Länge durchgeführt, bei denen nacheinander die folgenden Potentiale auf die innere Drahtlage gelegt wurden:

U = 0; -0,2; -0,5; -1; -2; -5; -10; -20; -50; -100 V

Die Angaben sind relativ zur äußeren Drahtlage, also relativ zu einem Potential von -18.600 V. Die ersten drei Messreihen wurden bei gleichem Potential auf der inneren Drahtlage beider Spektrometerhälften durchgeführt, da erwartet wurde, dass sich bei kleinen Unterschieden der Dipoleffekt nicht wesentlich bemerkbar macht. Da sich jedoch vor allem bei höheren Potentialdifferenzen zwischen innerer und äußerer Drahtlage Dipoleffekte deutlich bemerkbar machten, wurden zwei weitere Messreihen unter Verwendung des nach Formel 5.18 berechneten Potentials durchgeführt. Leider konnte bei den Messreihen 1 und 5 kein Signal an der Photodiode gemessen werden. Dies liegt sehr wahrscheinlich am Kippwinkel des Spiegels. Mögliche Erklärungen wären, dass sich die Transmissionseigenschaften des Spiegels mit dem Anstrahlungswinkel verändern oder dass bei diesem Winkel die sensitive Fläche der Diode nicht mehr getroffen wurde. Leider konnte dieses Problem in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht gelöst werden. Der Effekt ist jedoch reproduzierbar, sodass auch wiederholtes Anfahren von kleineren Werten der Ost-West-Spiegelpositionen ein zuverlässiges Diodensignal lieferten. Die Signalfrequenz stimmte bei den Messreihen 2-4 stets mit der eingestellten Laserfrequenz überein.

5.5.2 Auswertung der Detektordaten

Bei diesen Messungen zeigten sich mehrere unerwartete Ereignisse, die für die Auswertung berücksichtigt werden müssen. Wie bereits in Messphase 1 (Unterkapitel 5.4) zeigt sich hier kein Detektorpixel, der eine deutlich höhere Rate als alle anderen Pixel aufweist. Es kann also durch bloßes Analysieren der Ereigniszahl pro Pixel kein Pixel definiert werden, der mit magnetischen Feldlinien direkt mit dem Auftreffpunkt des Strahls verbunden ist. Desweiteren zeigt sich, dass eine große Zahl an zweifelsfrei laserinduzierten Ereignissen von Pixeln gemessen wurden, die über den ganzen Detektor verteilt sind. Dieser Effekt kann nur durch das Vorhandensein von Spiegelungen auf der Edelstahloberfläche im Inneren des Spektrometers erklärt werden. Bei der Wellenlänge des Lasers sind für Stahl Reflexionsgrade von 30 - 40 % dokumentiert [Hul15], es ist also zu erwarten, dass ein erheblicher Teil des Strahls reflektiert wird. Gestützt wird diese These auch von Ergebnissen der UV-Laser-Messungen am Vorspektrometer, bei denen ebenfalls Photoelektronen aus großen Bereichen des Spektrometers beobachtet wurden [Gro10].

Eine Reflexion im Bereich zwischen 30 und 40 % bedeutet jedoch, dass trotz allem

Tabelle 5.4: Überblick über die im Rahmen der Messphase 2 durchgeführten Messungen. Bei der mit "normal" bezeichneten Potentialeinstellung wurde die innere Drahtlage auf West- und Osthälfte mit gleichem Potential betrieben; bei der Einstellung "Äquipotential" wurden auf der Osthälfte nach Formel 5.18 berechnete Werte verwendet. Es wurden jeweils zehn Messungen mit einer Zeitdauer von 60 s bei den folgenden Potentialen der inneren Drahtelektrode durchgeführt: U = 0; -0.2; -0.5; -1; -2; -5; -10; -20; -50; -100 V

Die Potentiale sind relativ zum Potential der äußeren Drahtlage (-18600 V) angegeben. Bei der Angabe der Spiegelposition steht NS für die Nord-Süd- und OW für die Ost-West-Richtung.

Mess- reihe Nr.	Spiegelposition NS / OW (in mm)	Pulsenergie (Laserelektronik) in µJ	Potential- einstellung	Dioden- signal
1	4,03 / 6,30	2,45 - 2,55	normal	nein
2	4,03 / 3,89	2,45 - 2,5	normal	ja
3	4,03 / 3,99	2,4 - 2,45	normal	ja
4	4,03 / 3,99	2,4 - 2,5	Äquipotential	ja
5	4,03 / 6,36	2,5 - 2,6	Äquipotential	nein

zu erwarten ist, dass der größte Teil des Strahls direkt am Auftreffpunkt Photoelektronen ausschlägt. Das Fehlen eines Pixels mit deutlich erhöhter Ereignisrate kann also durch Spiegelungen nicht erklärt werden. Um dieser Sache nachzugehen, wird zunächst die Ereignisrate pro Pixel in Abhängigkeit von der Zeit während eines Laserpulses untersucht. Es wird also für sämtliche Pulse während einer Messung die Zeitdauer der Ereignisse nach ihrem zugehörigen Diodensignal gemessen. Diese Werte werden dann für alle Pulse gemeinsam in ein Diagramm, in dem die Ereigniszahl über der Zeit aufgetragen ist, eingezeichnet. Dabei zeigt sich bei den meisten Pixeln eine ungefähr $100 \,\mu s$ lange Phase mit einer stark erhöhten Elektronenrate, dies entspricht dem Laserpuls mit einer Länge von ebenfalls 100 µs (s. Abbildung 5.11, linke Seite). Bei einzelnen Pixeln fällt diese Phase jedoch deutlich kürzer aus, bei manchen Pixeln dauert sie nur wenige Mikrosekunden. Für den Rest der Zeit des Laserpulses werden keine oder fast keine Ereignisse mehr registiert (ein Besipiel befindet sich in Abbildung 5.11 auf der rechten Seite). Das nähere Betrachten dieser Pixel ergibt, dass sie auf demselben Vorverstärkermodul liegen. Wie in Abschnitt 5.1.4 beschrieben, liegt das Abbrechen des Signals sehr wahrscheinlich an der hohen Elektronenrate des hauptsächlich getroffenen Pixels. Diese ist so hoch, dass die Detektorelektronik sie nicht mehr verarbeiten kann, was dazu führt, dass das gesamte Vorverstärkermodul für den Rest des Laserpulses keine Daten mehr nehmen kann. Somit sind sämtliche Pixel dieses Moduls betroffen. Die meisten Elektronen, die direkt am Auftreffpunkt des Lasers im Spektrometer ausgeschlagen werden, können



Abbildung 5.11: Elektronenereignisse bei verschiedenen Pixeln am Detektor. Links (Pixel 50) ist ein typischer Pixel, der wie erwartet eine Laserpulsdauer von etwa 100 μ s wiedergibt, dargestellt. Auf der rechten Seite (Pixel 60) befindet sich ein Pixel, dessen Ereignisrate bereits nach 30 – 40 μ s einbricht.

somit nicht vom Detektorsystem erfasst werden. Da die im ganzen Spektrometer reflektierten Strahlen immer noch viele Elektronen ausschlagen und die Detektorelektronik mit ihrer Anzahl umgehen kann, werden hauptsächlich diese bei den Messungen registriert. Deshalb sieht es so aus, als ob vom gesamten Spektrometer ähnliche Anzahlen an Elektronen kämen. Ein typisches Beispiel für die Ereignisverteilung auf dem Detektor befindet sich in Abbildung 5.12 auf der linken Seite. Die Substrukturen der Elektronenrate sind durch Elemente der Haltestrukturen bedingt, vor allem der Drahtkämme, die in einem Kreisbogen durch das ganze Spektrometer verlaufen (vgl. Abschnitt 5.2.3).

Diese Situation bringt mit sich, dass die Pixel mit dem eben beschriebenen Verhalten für die weitere Analyse nicht verwendet werden können. Auch eine Hochrechnung ihrer gemessenen Raten ist nicht möglich, da sie nicht nach dem gleichen Zeitpunkt aufhören, Ergebnisse aufzuzeichnen. Desweiteren bedeutet dies, dass nur die Abschirmung von Photoelektronen untersucht werden kann, die durch reflektierte Laserstrahlen erzeugt werden. Da es nach mehreren Reflexionen sehr wahrscheinlich sekundäre Strahlauftreffpunkte in allen Regionen des Spektrometers gibt, führt dies dazu, dass eine ähnlich große Anzahl an Photoelektronen sowohl von der Westals auch von der Osthälfte kommt. Ob der Laserstrahl auf die West- oder auf die Osthälfte gerichtet ist, hat auf die Anzahl der von einer Hälfte kommenden Photoelektronen also keinen direkten Einfluss mehr. Da nur die von der Westhälfte kommenden Elektronen mit dem Innere-Elektroden-System abgeschirmt werden können, ist für die weitere Analyse dieser Messungen auch nur die entsprechende Hälfte des Detektors interessant. Auch in den Messungen ist der Unterschied zwischen West-



Abbildung 5.12: Verteilung der laserinduzierten Elektronen auf dem Detektor. Registriert sind alle Elektronen, die in einer Zeitdauer zwischen 100 μ s vor und 200 μ s nach dem Diodensignal eines Laserpulses ankommen. Die Rate ist in Ereignissen pro Sekunde (engl. *counts per second*) angegeben. Links sind beide Drahtlagen auf gleichem Potential (-100 V relativ zur Spektrometerwand). Es ist gut erkennbar, dass die Elektronen vom gesamten Spektrometer kommen. Rechts ist auf der Westhälfte auf der inneren Drahtlage ein Potential von -5 V relativ zur äußeren eingestellt. Auf der der Westseite entsprechenden rechten Seite des Detektors ist eine deutliche Reduzierung der Elektronenrate im Vergleich zur linken Seite erkennbar.

und Osthälfte bei angelegter Drahtspannung auf der inneren Drahtelktrode deutlich erkennbar (s. Abbildung 5.12, rechte Seite). Um ein zuverlässiges Ergebnis für die Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage zu erhalten, dürfen keine mit der Osthälfte des Spektrometers verbundene Pixel verwendet werden, diese müssen also für die weitere Analyse aussortiert werden.

Die Grundauswertung wird mit der Software *beans* durchgeführt. *beans* ist ein von der KATRIN-Kollaboration speziell für die Auswertung von Daten des KATRIN-Detektors entwickeltes Framework, das auf der Programmiersprache C++ und dem CERN-Framework *root*⁵ basiert. Ein für *beans* geschriebenes Skript bezieht die Rohdaten des Experiments, kalibriert die Energie der einlaufenden Elektronen und bestimmt die Anzahl an auftreffenden Elektronen pro Pixel (s. Anhang A.2.1). Dies ist für verschiedene Zeitdauern relativ zum Beginn der Laserpulse, also zum Photodiodensignal, möglich. Somit wird nicht nur die Anzahl der Elektronen pro Pixel im Zeitraum $-100 \,\mu s < t < 200 \,\mu s$, sondern auch in den Zeiträumen $-20 \,\mu s < t < 50 \,\mu s$ und $50 \,\mu s < t < 150 \,\mu s$ bestimmt. Die letzten beiden Zeiträume entsprechen ungefähr der ersten bzw. der zweiten Hälfte des Laserpulses. Durch Berechnen des Quotienten der Elektronenzahlen der zweiten und der ersten Hälfte des Laserpulses werden

⁵root ist ein objektorientiertes Datenanalyse-Framework des CERN (*European Organization for Nuclear Research*, CH-1211 Genève 23, Schweiz), siehe dazu [Bru97] sowie https://root.cern.ch/.

die Pixel identifiziert, bei denen die Elektronenrate vor Ende des Pulses abbricht oder bei denen andere untypische Effekte vorliegen. Dies wird durch ein *root*-Skript durchgeführt. Die Pixelnummern aller Pixel, für die dieser Quotient < 0,2 oder > 2 beträgt, werden gespeichert, um sie im weiteren Verlauf der Auswertung aussortieren zu können. Desweiteren werden in diesem Schritt mit einem weiteren *root*-Skript die Pixel der Westseite definiert, die nicht durch magnetische Feldlinien mit einem Drahtkamm verbunden sind. Dazu wird für jede Messreihe für jeden Pixel der Quotient aus den Ereigniszahlen bei 0 V und -2 V auf der inneren Drahtlage gebildet. Alle Pixel mit einem Quotient über 2 werden als solche Pixel definiert und ebenfalls gespeichert⁶.

Im nächsten Schritt wird erneut eine Auswertung mit einem *beans*-Skript durchgeführt. Diese Auswertung ist ähnlich wie die zuvor durchgeführte, allerdings werden nun nur diejenigen Pixel berücksichtigt, die Spektrometerteile auf der Westhälfte abseits der Drahtkämme abbilden und keinen vorzeitigen Abbruch der Elektronenrate aufweisen. Sämtliche Detektorereignisse, die diesen Kriterien genügen sowie die Photodiodenereignisse werden mit ihren Parametern in einem *root-tree*⁷ gespeichert. In diesem ist u. a. der genaue Zeitpunkt jedes Ereignisses gespeichert. Nun soll die Anzahl an Ereignissen pro Laserpuls bestimmt werden. Dazu wird mithilfe eines weiteren *root*-Skriptes der Zeitpunkt jedes Ereignisses mit dem Zeitpunkt der Diodensignale verglichen. Alle Ereignisse, die in einem Zeitraum $-100 \,\mu s < t < 200 \,\mu s$ zu einem bestimmten Diodensignal liegen, werden als laserinduzierte Elektronen des entsprechenden Pulses gewertet. Daraus wird ein Durchschnittswert für sämtliche Pulse einer Messung gebildet, der als Ergebnis für diese Messung angegeben wird. Das dazu verwendete Skript ist im Anhang A.2.3 wiedergegeben.

Zur Fehlerberechnung dieses Wertes werden die Ereigniszahlen für jeden Puls in ein Histogramm eingetragen. Es werden Histogramme verwendet, bei denen jede natürliche Zahl, also jede mögliche Ereigniszahl einer eigenen Histogrammklasse entspricht. Über das Histogramm wird eine Gaußfunktion gelegt:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad . \tag{5.19}$$

Dabei entspricht μ dem Erwartungswert und σ^2 der Varianz. σ ist folglich die Standardabweichung, die für die Berechnung des Fehlers der Messung verwendet werden kann. Daraus muss nun noch die Standardabweichung des Mittelwerts berechnet werden, für die gilt:

$$\sigma(\bar{E}) = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad . \tag{5.20}$$

⁶Ebenfalls in diese Kategorie fallen Pixel, bei denen bei -2 V keine Ereignisse registriert wurden und somit kein Quotient berechnet werden konnte.

⁷Ein *root-tree* ist ein *root*-Objekt, das aus mehreren Zweigen (*branches*) besteht. In jedem dieser Zweige kann eine Reihe gleichartiger Daten gespeichert werden. Siehe dazu auch https://root.cern.ch/root/html/TTree.html.

Tabelle 5.5: Ergebnisse für die Anzahl detektierter Elektronen pro Laserpuls, die mit unterschiedlichen Potentialen auf der inneren Drahtlage erreicht wurden für die Messreihen 2 - 4. Angegeben ist jeweils das Verhältnis der Elektronenzahl, die den Detektor beim angegebenen Potential erreichten, relativ zu der Anzahl, die ohne Potentialunterschied (d. h. bei 0 V) gemessen wurde. Sämtliche Potentialwerte sind relativ zum Potential der äußeren Drahtlage angegeben, das auf -18600 V eingestellt war. Das Potential der Spektrometerwand betrug -18500 V. Nähere Informationen zu den Messreihen befinden sich in Tabelle 5.4.

Potential	Messreihe 2	Messreihe 3	Messreihe 4
$-0,2\mathrm{V}$	$(86,\!96\pm0,\!81)\%$	$(89, 36 \pm 1, 36)\%$	$(111,88\pm9,23)\%$
$-0,\!5\mathrm{V}$	$(57, 83 \pm 0, 60) \%$	$(57,22\pm0,96)\%$	$(70,\!32\pm5,\!83)\%$
$-1\mathrm{V}$	$(19,81\pm0,34)\%$	$(12,29\pm0,38)\%$	$(14,\!84\pm1,\!31)\%$
$-2\mathrm{V}$	$(9,\!48\pm0,\!22)\%$	$(2,22\pm0,27)\%$	$(1,96\pm0,49)\%$
$-5\mathrm{V}$	$(1,13\pm0,14)\%$	$(0,59\pm0,34)\%$	$(1,57\pm0,39)\%$
$-10\mathrm{V}$	$(0,41\pm0,11)\%$	$(0,\!41\pm0,\!07)\%$	$(1,26\pm0,36)\%$
$-20\mathrm{V}$	$(0,30\pm0,13)\%$	$(0,34\pm0,07)\%$	$(0,95\pm0,26)\%$
$-50\mathrm{V}$	$(0,\!13\pm0,\!03)\%$	$(0,\!18\pm0,\!06)\%$	$(0,55\pm0,11)\%$
$-100\mathrm{V}$	$(0,29\pm0,11)\%$	$(0,\!42\pm0,\!07)\%$	$(1,50\pm0,29)\%$

Dabei ist E der arithmetische Mittelwert für die Ereignisse pro Laserpuls E und n die Anzahl der Einzelwerte, die für die Berechnung des Mittelwertes verwendet werden, hier also die Zahl der Laserpulse.

5.5.3 Ergebnis für die Effizienz der inneren Drahtlage bei asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration

Anhand des im vorherigen Abschnitt 5.5.2 beschriebenen Verfahrens können die Messreihen 2 – 4 ausgewertet werden, da für diese Messreihen ein Diodensignal vorhanden war (s. Tabelle 5.4). Die durschnittliche Anzahl an Ereignissen für einen Puls in Abhängigkeit des auf der inneren Drahtlage anliegenden Potentials ist exemplarische für die Messreihen 2 und 4 befinden sich in den Abbildungen C.4 bzw. C.3 im Anhang. In Abbildung 5.13 sind die Messwerte für die Spannungen von 0 bis -5 V angegeben, während in Abbildung 5.2.2 für dieselbe Messreihe die Werte für die Spannungen von -0.2 bis -100 V auf einer logarithmischen Skala angegeben sind. In Tabelle 5.5 ist die Ratenreduzierung in Abhängigkeit des Potentials für die Messreihen 2 – 4 angegeben. Die dort angegebenen Prozentwerte werden berechnet



Abbildung 5.13: Durchschnittliche Zählrate pro Puls in Abhängigkeit vom Potential der inneren Drahtlage. Abgebildet ist das Ergebnis der Messreihe 3 (s. Tabelle 5.4) für Potentiale von 0 bis -5 V. Berücksichtigt wurden lediglich die zur Westeite des Spektrometers korrespondierenden Pixel. Die Fehlerbalken sind so klein, dass sie in dieser Graphik nicht angezeigt werden können.

nach

$$A = \frac{R_{Pot}}{R_0} \quad . \tag{5.21}$$

Dabei ist A der Ratenreduzierungs- oder Abschirmfaktor, R_{Pot} die durschnittliche Ereigniszahl pro Puls beim angegebenen Potential der inneren Drahtlage und R_0 die durchschnittliche Ereigniszahl pro Puls ohne Potentialunterschied zwischen den beiden Drahtlagen. Die Messreihen 1 und 5, können aufgrund des fehlenden Diodensignal nicht anhand des beschriebenen Verfahrens ausgewertet werden. Für diese wurde die durchschnittliche Anzahl der detektierten Elektronen pro Sekunde berechnet und ebenfalls im Verhältnis zum Potential der inneren Drahtlage aufgetragen (Abbildung C.4 bwz. C.5 im Anhang). Die Ergebnisse sind nicht direkt mit denen der Messreihe 2 – 4 vergleichbar, ihre Ergebnisse ähneln jedoch stark den im Folgenden näher beschriebenen Ergebnissen der Messreihen 2 – 4.

Bei allen drei hier untersuchten Messreihen ist eine deutliche Reduzierung der vom Detektor registrierten Elektronenzahl pro Puls mit zunehmendem Potentialunterschied erkennbar. Die Messreihe 4 zeigt dabei ein atypisches Verhalten, was daran liegt, dass während der Referenzmessung ohne Potentialunterschied der Laser eine


Abbildung 5.14: Durchschnittliche Zählrate pro Puls in Abhängigkeit vom Potential der inneren Drahtlage. Abgebildet ist wie in Abbildung 5.14 die Messreihe 3, hier jedoch für alle Potentiale von -0,2 bis -100 V auf einer logarithmischen Skala.

Fehlfunktion zeigte. Dabei fiel eine größere Zahl an Pulsen aus, was zu einer höheren statistischen Unsicherheit im Vergleich zu den anderen Messreihen führt. Auch die bei -0.2 V im Vergleich zur Referenzmessung höhere Ereigniszahl ist dadurch begründet. Da die statistischen Fehler dieser Messung jedoch deutlich unter den zugehörigen Werten liegen, wird diese Messreihe trotzdem berücksichtigt.

Wie bei der Startenergie der Photoelektronen von 1,1 eV zu erwarten ist, genügen die Potentialdifferenzen von 0,2 und 0,5 V nicht, um die Mehrzahl der Elektronen abzuschirmen. Erst ein um ein Volt negativeres Potential reicht aus, um die Zahl der registrierten Elektronen auf 10 - 20% ihrer ursprünglichen Anzahl zu reduzieren. Bei einem Potentialunterschied von 2 V erreichen nur noch zwischen 2 und 9% der Elektronen den Detektor. Auffallend ist bei den beiden letztgenannten Potentialen die Diskrepanz zwischen der Messreihe 2 und den Messreihen 3 und 4. Da die Messreihe 2 bei einer anderen Spiegelposition als die Messreihen 3 und 4 gemessen wurde, könnte der Effekt durch einen anderen Auftreffpunkt des Strahls im Spektrometer bedingt sein. Ein anderer Auftreffpunkt und -winkel führen sehr wahrscheinlich auch zu einer Änderung der Reflexionen, was dazu führt, dass die Elektronen von anderen Punkten im Spektrometer kommen. Zu einer näheren Analyse dieses Effekts müssten Messungen mit weiteren Spiegelpositionen durchgeführt



Abbildung 5.15: Untersuchung der Abschirmung von Elektronen auf den Pixeln, die Drahtkämme der Westhälfte des Spektrometers abbilden für die Messreihe 3. Der Wert für 0 Volt Potentialunterschied liegt bei 18,13 Ereignissen pro Laserpuls.

werden. Ein Potentialunterschied von 5 V reicht bei allen Messungen aus, um die Ereigniszahl auf 1 - 2% zu reduzieren. Eine weitere Vergrößerung des Potentialunterschieds bringt nur noch geringfügige Unterschiede. Der nach diesen Messungen optimale Potentialunterschied beträgt 50 V. Dabei erreicht die Ereigniszahl pro Puls für alle Messreihen ein Minimum. Bei 100 V ergibt sich ein geringfügiger Ansteig im Vergleich zu den Werten von 50 V.

Es wurden ebenfalls die Einflüsse des Potentialunterschieds untersucht für diejenigen Pixel der Westhälfte, deren korrespondierender Bereich im Hauptspektrometer einen Drahtkamm umfasst. Die Ereignisse pro Puls auf diesen Pixeln für die Messreihe 3 sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Die anderen Messreihen haben ähnliche Resultate (s. Anhang C.2). Anders als für die übrigen Pixel auf der Westseite ist hier bis zu einem Potentialunterschied von 2 V kein signifikanter Abfall der Ereignisse pro Puls erkennbar. Bei höheren Spannungen gibt es einen Abfall der Ereignisse, der jedoch deutlich hinter dem der übrigen Pixel zurückbleibt. Die Anzahl der Ereignisse ist für diese Pixel in der Summe annähernd so hoch wie die aller anderer Pixel, die die Westseite abbilden. Somit scheint eine hohe Zahl an Photoelektronen in den Drahtkappen ausgeschlagen zu werden, die auch mit der inneren Drahtlage nicht abgeschirmt werden können.

Es lässt sich zusammenfassend somit zeigen, dass die innere Drahtlage eine gute

Abschirmeffizienz gegenüber den laserinduzierten Elektronen hat, die in Haltestrukturen abseits der Drahtkämme entstehen. Das bezieht sich also vor allem auf die C-Profile. Ab einem Potentialunterschied von 5 V werden über 98 % der Elektronen durch die innere Drahtlage abgeschirmt. In den Drahtkämmen entstehen jedoch ähnlich viele Elektronen, die durch die innere Drahtlage mit Potentialunterschieden in der Größenordnung von 1 V zur äußeren Drahtlage kaum abgeschirmt werden können. Hier scheinen lediglich größere Potentialunterschiede eine verhältnismäßig geringfügige Abschirmung zu bewirken.

5.6 Messphase 3: Symmetrische Magnetfeldkonfiguration

In Messphase 2 hat sich gezeigt, dass bei Verwendung einer asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration durch den UV-Laser induzierte Photoelektronen in den C-Profilen der Haltestruktur mithilfe der inneren Drahtlage effizient abgeschirmt werden können. Da im KATRIN-Betrieb jedoch die Magnetfeldkonfiguration eines MAC-E-Filters verwendet werden wird, stellt sich die Frage, wie effektiv die Abschirmung laserinduzierter Elektronen bei solch einer Magnetfeldkonfiguration ist. Die magnetische Abschirmung des Spektrometers ist bei solch einer Einstellung deutlich größer, weshalb zu erwarten ist, dass deutlich weniger Elektronen den Detektor erreichen. Deshalb wird der Laser für diese Messungen mit seiner maximalen Frequenz von 20 Hz betrieben. Außerdem sind deutlich längere Messzeiten nötig, weshalb eine Messdauer von einer Stunde je Messeinstellung gewählt wird. Als Magnetfeldkonfiguration wurde die Standardmagnetfeldkonfiguration mit einer magnetischen Flussdichte von 3,8 G in der Mitte des Spektrometers gewählt. Es wurden 3 Messungen mit Spannungen der inneren Drahtlage von 0, -2 und -100 V relativ zur äußeren Drahtlage durchgeführt. Da wie in Messphase 2 nur in der Westhälfte des Spektrometers ein negativeres Potential auf die innere Drahtlage gelegt werden konnte, wurden auf der Osthälfte auf beiden Drahtlagen nach Abschnitt 5.3 berechnete Ausgleichspotentiale angelegt. So wurde die Bildung eines Dipolfeldes im Inneren des Spektrometers minimiert. Für jede der Messungen wurden nur diejenigen Detektorereignisse berücksichtigt, deren Energie im Bereich der sog. "Region of interest" liegen. Diese berücksichtigt nur Ereignisse, die in dem Energiebereich liegen, in dem die Signalelektronen (und auch die laserinduzierten Elektronen) erwartet werden. Die Zählraten für diesen Bereich sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Angegeben ist jeweils der Mittelwert der Ereignisse pro Sekunde für die gesamte Messung:

$$R = \frac{E_{Det}}{T} \quad , \tag{5.22}$$

wobei R der durchschnittlichen Ereignisrate am Detektor, E_{Det} der Ereignisanzahl während der ganzen Messung und $T = 3600 \,\mathrm{s}$ der Messdauer entspricht. Für eine Ereignisrate wie die hier beschriebene kann eine Poissonverteilung angenommen werden. Für deren Fehler gilt:

$$\Delta R = \frac{\sqrt{E_{Det}}}{T} \quad . \tag{5.23}$$

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Messphase 3. Dargestellt sind die Ereignisraten in Abhängigkeit des Potentials der inneren Drahtlage bei Verwendung einer symmetrischen Magnetfeldkonfiguration. Die Potentialwerte sind relativ zum Potential der äußeren Drahtlage angegeben, welches auf -18600 V liegt, während das Tankpotential -18500 V beträgt. Die Angabe der durchschnittlichen Ereignisrate erfolgt in mcps (millicounts per second), was 10^{-3} Ereignissen pro Sekunde entspricht. Für die Messung ohne einen Potentialunterschied auf der inneren Drahtlage liegen umfangreiche Vergleichsmessungen ohne Laserbestrahlung vor [Lin15].

Potential	Rate ohne Laserbestrahlung	Rate mit Laserbestrahlung
0 V	$(705.9\pm0.7)\mathrm{mcps}$	$(744,2\pm14,4)\mathrm{mcps}$
-2V		$(684,4\pm13,8)\mathrm{mcps}$
-100 V		$(656, 1 \pm 13, 5) \mathrm{mcps}$

Ohne Potentialunterschied zwischen innerer und äußerer Drahtlage wurde bei UV-Laser-Bestrahlung eine Untergrundrate von $(744, 2 \pm 14, 4) \text{ mcps}^8$ gemessen. Dieser Wert kann mit umfangreichen Untergrundmessungen verglichen werden, die zur Untersuchung des myoninduzierten Untergrunds ohne Laserbestrahlung, sonst aber bei gleichen Einstellungen, durchgeführt wurden [Lin15]. Diese Messungen ergaben eine Untergrundrate von $(705,9\pm0,7)$ mcps. Es ist somit anzunehmen, dass die Differenz dieser Werte dem zusätzlichen Untergrund durch Laserbestrahlung entspricht. Die laserbedingte Elektronenrate beträgt also:

$$R_{Laser} = (38 \pm 15) \,\mathrm{mcps}$$
 . (5.24)

Dieses Ergebnis zeigt, dass nur eine sehr geringe Anzahl der in den Haltestrukturelementen und Drähten der Drahtelektroden produzierten Photoelektronen den Detektor erreicht. Es kann also nur ein extrem kleiner Anteil dieser Elektronen weit genug in den magnetischen Flussschlauch gelangen.

Ein zusätzliches Potential auf der inneren Drahtlage der Westhälfte des Spektrometers von -2 V führt zu einer Reduzierung der Rate auf (684,4 ± 13,8) mcps, was einer Reduzierung um $(8,8 \pm 2,8)$ % entspricht. Bei einem zusätzlichen Potential von -100 V wird eine Reduzierung der Rate um $(11,8 \pm 2,8)$ % auf (656,1 ± 13,5) mcps erreicht. Da lediglich auf einer Hälfte des Spektrometers im Zentralteil ein unterschiedliches Potential auf die beiden Drahtlagen gelegt werden konnte, ist mit einer Verdopplung der prozentualen Ratenreduzierung bei einem vollständig funktionierenden Innere-Elektroden-System zu rechnen.

Für die Messungen mit -2 V bzw. -100 V Potentialunterschied existieren leider keine Vergleichsmessungen mit gleichen Einstellungen ohne Laserbestrahlung. Aus diesem

 $^{^{8}}$ mcps = "millicounts per second", dies entspricht also (0,7442±0,144) Ereignissen pro Sekunde.

Grund kann für diese Messungen der Anteil der laserinduzierten Elektronen am Gesamtuntergrund nicht bestimmt werden. Somit ist nicht genau bekannt, welcher Anteil der bei diesen Potentialunterschieden beobachteten Ratenreduzierung auf die laserinduzierten Elektronen entfällt. Mehrere Indizien sprechen jedoch dafür, dass ein großer Teil der laserinduzierten Elektronen abgeschirmt wird. Die Tatsache, dass die absolute Ratenreduzierung bei -2 V bereits größer ist als die Rate der laserinduzierten Elektronen, gibt einen ersten Hinweis darauf, dass ein Großteil der laserinduzierten Elektronen bei diesem Potentialunterschied bereits abgeschirmt werden könnte. Diese Aussage wird dadurch unterstützt, dass Korrelationsmessungen zwischen der Rate kosmischer Myonen und der Ereignisrate am Detektor ergeben haben, dass nur ein relativ kleiner Anteil von etwa 14,5 % des Untergrunds durch kosmische Myonen induziert wird. Dies entspricht für diese Rate etwa 100 mcps. Lediglich eine Teilmenge dieser Elektronen entsteht in den abschirmbaren Teilen von Haltestrukturen und Drähten des Innere-Elektroden-Systems bei Energien, die von einem -2V negativeren Potential abgeschirmt werden können. Da nur in einem Teil des Spektrometers beide Drahtlagen voll funktionsfähig waren, ist mit einem Anteil abschirmbarer Elektronen durch kosmische Myonen von unter 50 mcps zu rechnen. Die Tatsache, dass die Ratenreduzierung bei -2V Potentialunterschied deutlich größer als bei $-100 \,\mathrm{V}$ ist, lässt ebenfalls auf die Abschirmung vieler Elektronen unter 2 eV schließen, von denen viele durch den Laser induziert sein dürften. Für eine genaue Bestimmung der Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage bei einer symmetrischen Magnetfeldkonfiguration sind jedoch weitere Untersuchungen nötig.

5.7 Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen durchgeführt mit dem Ziel, die Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage des Innere-Elektrodensystems gegenüber niederenergetischen Elektronen zu testen, die in den Haltestrukturen und Drähten des Innere-Elektroden-Systems ausgeschlagen werden. Zu diesem Zweck wurden zusätzliche Elektronen mit einer Energie von 1,1 eV durch den Photoeffekt erzeugt. Ausgelöst wurden diese mit einem UV-Laser der Wellenlänge $\nu = 224,3$ nm, der zu diesem Zweck am Hauptspektrometer aufgebaut wurde. Sein Lichtstrahl wurde durch ein UV-lichtdurchlässiges Fenster ins Innere des Hauptspektrometers geleitet, wo dieser an der Innenseite der Wand sowie in den Haltestrukturelementen und Drähten des Innere-Elektroden-Systems Elektronen auslösen konnte.

Die Abschirmeffizienz der äußeren Drahtlage wurde bereits in vorhergehenden Messungen untersucht [Mül14], weshalb diese nicht nochmals gemessen wurde. Deshalb wurde die äußere Drahtlage für sämtliche Messungen auf ein 100 V negativeres Potential relativ zur Spektrometerwand gelegt, was erwarten lässt, dass ein Großteil der in der Wand ausgelösten Elektronen bereits durch diese Drahtlage abgeschirmt wird und die Messungen nicht weiter beeinflusst. Das Potential der inneren Drahtlage wurde relativ zur äußeren Drahtlage variiert, um die auftreffende Rate in Abhängigkeit des Potentials bestimmen zu können. Die Osthälfte des Spektrometers konnte nur in einer Kurzschlusskonfiguration betrieben werden, bei der die äußere und die innere Drahtlage elektrisch verbunden waren. Deshalb konnte nur für die Westhälfte die Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage untersucht werden. Da der Laser sehr hohe Elektronenraten auslöst, konnte die Detektorelektronik für die direkt vom Laser getroffenen Stellen keine Elektronenrate ermitteln. Somit musste sich die Untersuchung auf von reflektierten Strahlen ausgelöste Elektronen beschränken.

Die erste von insgesamt drei Messphasen war eher vorbereitend und legte den Schwerpunkt auf die Untersuchung der Elektronenraten, die bei unterschiedlichen Positionen des Laserstrahls im Spektrometer ausgelöst wurden. Um eine höhere Elektronenrate zu erhalten, wurde eine asymmetrische Magnetfeldkonfiguration verwendet. Es wurden, je nach Position, teilweise deutlich unterschiedliche Raten gemessen. Diese Effekte können nur teilweise durch die Anordnung der Haltestrukturelemente erklärt werden.

In der zweiten Messphase wurde die Abschirmeffizienz ebenfalls bei einer asymmetrischen Magnetfeldkonfiguration für verschiedene Potentiale der inneren Drahtlage untersucht. Es wurden Messungen bei verschiedenen Positionen des Laserstrahls durchgeführt. Es zeigte sich bei allen Positionen, dass Elektronen, die nicht von Bereichen der Drahtkämme kommen, ab einem Potential von -2 V auf der inneren Drahtlage sehr effizient abgeschirmt werden können. Bei einem Potential von -2 V gelangten noch zwischen 2 und 9 % der ursprünglich gestarteten Elektronen zum Detektor, während dies bei einem Potential von -50 V nur noch zwischen 0,1 und 0,6 % waren. Von den Drähten der äußeren Drahtlage oder von den C-Profilen kommende Elektronen scheinen zum Großteil abgeschirmt werden zu können. Anders sieht dies für die Anzahl derjenigen Elektronen aus, die in Bereichen um die Drahtkämme ausgeschlagen werden. Diese konnten nur zu einem verhältnismäßig geringen Anteil abgeschirmt werden. Dies lässt darauf schließen, dass eine signifikante Anzahl an Sekundärelektronen in den Drahtkappen ausgeschlagen wird, die auch von der inneren Drahtlage nicht abgeschirmt werden können.

In einer dritten Messphase wurde die Abschirmeffizienz bei der (symmetrischen) Magnetfeldkonfiguration eines MAC-E-Filters untersucht (3,8-Gauß-Standardkonfiguration). Es zeigte sich, dass nur ein sehr geringer Anteil der laserinduzierten Elektronen überhaupt in den magnetischen Flussschlauch eindringen und den Detektor erreichen kann. Die Messergebnisse liefern starke Indizien dafür, dass ebenfalls ein Großteil der laserinduzierten Elektronen bereits bei einem Potential von -2 V auf der inneren Drahtlage abgeschirmt wurde, bei einem Potential von -100 V vergrößerte sich der Wert noch. Aufgrund fehlender Vergleichsmessungen ohne Laserbestrahlung konnte jedoch kein genauer Wert für die Abschirmeffizienz bei einer symmetrischen Magnetfeldkonfiguration bestimmt werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Mit Experimenten zu Neutrino-Oszillationen konnte gezeigt werden, dass Neutrinos eine Masse haben, jedoch kann durch diese die Masse nicht gemessen werden. Der zur Zeit vielversprechendste Ansatz zur Messung der Neutrinomasse ist aufgrund seiner Modellunabhängigkeit die Untersuchung der Kinematik des Beta-Minus-Zerfalls. Unter Verwendung von Tritium wurde in den 1990er Jahren mit Experimenten in Mainz und in Troitsk die aktuelle Obergrenzen für die Elektronneutrinomasse zu $m_{\nu_e} < 2 \text{ ev/c}^2$ bestimmt. Das KATRIN-Experiment (**Ka**rlsruhe-**Tri**tium-**N**eutrino-Experiment), das sich zur Zeit am KIT-Campus Nord im Aufbau befindet, ist ein Tritium-Betazerfall-Experiment der nächsten Generation und hat das Ziel, die Neutrinomasse mit einer Sensitivität von $m_{\nu_e} = 0.2 \text{ eV/c}^2$ (90 % C. L.) zu messen.

Die niedrige Zählrate im Endbereich des Tritium-Betaspektrums macht das Experiment sehr untergrundsensitiv. Um die geplante Messsensitivität zu erreichen, darf die Rate an Untergrundelektronen im Hauptspektrometer maximal 0.01 Ereignisse pro Sekunde betragen. Dies erfordert große Anstrengungen zur Senkung der Untergrundrate. Eine von mehreren Untergrundquellen sind in den Wänden des Hauptspektrometers ausgelöste Sekundärelektronen, die beispielsweise durch kosmische Myonen oder γ -Teilchen entstehen. Zu deren Abschirmung ist ein zweilagiges Innere-Elektroden-System in das Hauptspektrometer eingebaut, das aus dünnen Drähten besteht, auf die ein im Verhältnis zur Spektrometerwand negativeres Potential angelegt wird. Die weiter innen liegende dieser Drahtlagen hat neben der Aufgabe, ein stabiles Potential innerhalb des Hauptspektrometers zu erzeugen, auch den Zweck, Sekundärelektronen, die in den äußeren Drähten oder in Haltestrukturelementen des Innere-Elektroden-Systems entstehen, abzuschirmen. Zu diesem Zweck wird sie auf ein im Verhältnis zur ersten Drahtlage nochmals negativeres Potential gelegt. Nachdem die Abschirmeffizienz der ersten Drahtlage bereits zuvor gemessen wurde, ist der Zweck dieser Arbeit, die Abschirmeffizienz der inneren Drahtlage zu untersuchen. Um eine große Menge abschirmbarer Elektronen untersuchen zu können, wurden mit einem UV-Laser durch den Photoeffekt zusätzliche Sekundärelektronen mit einer kinetischen Energie von $E_{kin} = 1,1 \text{ eV}$ ausgelöst.

Mit dem verwendeten UV-Laser-System wurden zunächst umfangreiche Charakterisierungsmessungen durchgeführt. Es wurden die Anteile des Laserlichts bestimmt, die von einem Spiegel im Strahlverlauf reflektiert bzw. transmittiert wurden. Bei einer Messung des kleinen, transmittierten Anteils durch eine Photodiode kann so auf die Laserpulsenergie, die in das Spektrometer gelangt, geschlossen werden. Es zeigte sich, dass die Pulsenergie des Lasers bei Dauerbetrieb nach einer etwa zehnminütigen Startphase sehr stabil ist. Im zeitlichen Verlauf wurden lediglich Schwankungen bis zu 2% beobachtet. Die Divergenz des Laserstrahls beträgt zwischen 2,2 und 2,3 mrad und liegt damit unter den Spezifikationen des Herstellers. Im Bereich des Auftreffpunkts hat der Laserstrahl eine Ellipsenform mit Halbdurchmessern von 2,8 bzw. 3,0 cm.

Im Rahmen der SDS-II-Messphase wurden mit dem Lasersystem Messreihen bei symmetrischen und asymmetrischen Magnetfeldkonfigurationen durchgeführt. Da nur Elektronen untersucht werden sollten, die nicht durch die äußere Drahtlage abgeschirmt werden können, wurde die äußere Drahtlage stets auf ein im Verhältnis zur Spektrometerwand 100 V negativeres Potential eingestellt. Während der Messungen mit asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration, bei der die Spektrometerwand direkt durch magnetische Feldlinien mit dem Detektor verbunden war, zeigte sich, dass das Detektorsystem mit der Anzahl der laserinduzierten Elektronen überfordert war, sodass direkt durch den Laserstrahl ausgelöste Elektronen nicht detektiert werden konnten. Da der Laserstrahl mehrfach innerhalb des Spektrometers reflektiert wird, war es jedoch möglich, von reflektierten Laserstrahlen ausgelöste Elektronen zu untersuchen. Deren Ursprungspunkte sind über das gesamte Spektrometer verteilt. Während der Messungen mussten Teile des Innere-Elektroden-Systems in einer Kurzschlusskonfiguration betrieben werden, bei der die äußere mit der inneren Drahtlage elektrisch verbunden ist. Im Zentralteil des Hauptspektrometers konnten lediglich auf der Westhälfte verschiedene Potentiale angelegt werden, sodass die Abschirmung der inneren Drahtlage nur für diese Seite untersucht werden konnte.

In der ersten Messphase mit asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration wurde die Anzahl der detektierten Elektronen pro Puls bei verschiedenen Strahlauftreffpunkten untersucht. Es sollten Punkte gefunden werden, bei der möglichst viele detektierbare Elektronen ausgelöst werden. Die Elektronenanzahl ändert sich teilweise deutlich mit der verwendeten Position. In der zweiten Messphase wurde bei mehreren Strahlauftreffpunkten die Abschirmung der Elektronen bei verschiedenen Potentialen untersucht. Es zeigte sich, dass Elektronen, die nicht aus Bereichen um die Drahtkämme kommen (d.h. im Wesentlichen aus den C-Profilen und den äußeren Drähten), durch die innere Drahtlage effektiv abgeschirmt werden können. Wie bei einer kinetischen Energie der Elektronen von 1,1 eV zu erwarten war, reichte bereits ein um 2 Volt negativeres Potential aus, um einen Großteil dieser Elektronen abzuschirmen (nur zwischen 2 und 9% der ursprünglichen Elektronenzahl erreichte den Detektor). Bei einem Potentialunterschied von 50 Volt wurde mit Werten zwischen 0,1 und 0,6 % die beste Abschirmung erreicht. Elektronen, die aus dem Bereich der Drahtkämme kommen, können durch ein negativeres Potential auf den inneren Drahtlagen allenfalls geringfügig abgeschirmt werden. Bei Messungen mit symmetrischer Magnetfeldkonfiguration (3,8-Gauß-Standardkonfiguration) zeigte sich, dass aufgrund der magnetischen Abschirmung nur wenige laserinduzierte Elektronen überhaupt bis zum Detektor gelangen können. Genaue Abschirmfaktoren bei einem negativeren Potential der inneren Drahtlage konnten aufgrund fehlender Vergleichsmessungen nicht ermittelt werden, die Messung ergab jedoch starke Anzeichen dafür, dass ein Großteil der laserinduzierten Elektronen bereits bei einem Potentialunterschied von 2 V abgeschirmt wird.

Zusammenfassend zeigen die Messungen, dass niederenergetische Sekundärelektronen, die nicht in den Drahtkämmen ausgelöst werden, durch die innere Drahtlage effizient abgeschirmt werden können. Dies sind vor allem in der äußeren Drahtlage oder in den C-Profilen ausgelöste Elektronen. Auf den Drahtprofilen ausgelöste Elektronen können hingegen nur geringfügig abgeschirmt werden. Außerdem sind weitere Untersuchungen nötig, um genaue Aussagen zur Abschirmung bei symmetrischen MAC-E-Filter-Magnetfeldkonfigurationen machen zu können. Dennoch konnte mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen bestätigt werden, dass die innere Drahtlage die Anforderung, in den Haltestrukturen und den äußeren Drähten emittierte Elektronen abzuschirmen, für Elektronen im Energiebereich von 1 eV gut erfüllen kann.

Anhang A

Quellcode zur Analyse der Messdaten

A.1 Skript zum Bestimmen der Laserpulsenergie bei Diodenmessungen

Das hier wiedergegebene *root*-Skript wurde zur Berechnung der Laserpulsenergie aus Messungen des Diodenstroms mit einem Oszilloskop verwendet. Es wird dabei über die 2500 Messpunkte des Oszilloskops integriert und damit die Laserpulsenergie nach Formel 3.9 berechnet. Bei der Berechnung wird die Höhe des Rauschens berücksichtigt und vom Laserpulsenergiewert abgezogen.

```
int laserpulsenergie(){
//Einzugebende Werte:
double amplifier=100; //Einstellung des Signalverstaerkers
int start_file=1; //Nummer der Datei der ersten Messung
int end_file=21; //Nummer der Datei der letzten Messung
ofstream file("results150205.csv");
file << "Messung-Nr. Energie-E_o Energie-E_d Background-Punkte" <<
   endl:
//Deklaration der Variablen:
int e;
Double_t time,voltage;
Double_t time1[2500],voltage1[2500]; //2500 ist die Anzahl der vom
   Oszilloskop aufgezeichneten Messpunkte.
double meansum=0;
double integral;
double bg_integral=0;
double integral sum=0;
double meanv, meanvsum, uppermeanv, uppermeanvsum, lowermeanv,
   lowermeanvsum;
int upper_i,lower_i;
```

```
bool background[2500];
double energy_E_o;
double energy_E_d;
double energy_bg;
double energy_bg_sr;
Int_t background_n;
stringstream input;
//Schleife zum Bearbeiten vieler Messungen in einem Programm:
for (e=start_file;e<=end_file;e++){</pre>
    stringstream input;
    //Im folgenden muss der nicht variable Teil des Namens der
        Rohdaten-Dateien eingefuegt werden.
    if(e<10){
         input << "1502050" << e << ".CSV";
         }
    else{
         input << "150205" << e << ".CSV";
         }
    background_n=1;
    TTree *T1 = new TTree("Messung1","M1"); //root-tree, in den die
         Rohdaten eingelesen werden
    T1->ReadFile(input.str().c_str(),"A1/C:A2:A3:time/D:voltage",',
        ');
    T1->SetBranchAddress("time",&time);
    T1->SetBranchAddress("voltage",&voltage);
    //In der folgenden Schleife werden die Daten in arrays aus c++
        -Variablen eingelesen.
    for(int i=0;i<=2500;i++){</pre>
          T1->GetEntry(i);
          time1[i]=time;
          voltage1[i]=voltage;
          }
    bg_integral=0;
    integral_sum=0;
    meanv=0,meanvsum=0,uppermeanv=0,uppermeanvsum=0,lowermeanv=0,
        lowermeanvsum=0;
    upper_i=0,lower_i=0;
    background [0] = true;
    //Schleife, in der die Berechnung der Laserpulsenergie nach
        Formel 3.9. Gleichzeitig wird untersucht, ob ein Messpunkt
        im Bereich des Laserpulses ist oder nicht. Ueber die Punkte,
fuer die dies nicht zutrifft, wird ebenfalls integriert, um
die Hoehe des Rauschens der Diode berechnen und von der
        Laserpulsenergie abziehen zu koennen.
    for (int i=1;i<=2500;i++){</pre>
         integral=((time1[i]-time1[i-1])*(voltage1[i]+voltage1[i-1])
            /2);
```

```
integral_sum+=integral;
        if(background[i-1]==true){
            meanvsum+=voltage1[i];
            meanv=meanvsum/background_n;
        }
        if(voltage1[i]>meanv && background[i-1]==true){
        uppermeanvsum+=voltage1[i];
        upper_i++;
        uppermeanv=uppermeanvsum/upper_i;
        }
        if(voltage1[i]<meanv && background[i-1]==true){</pre>
        lowermeanvsum+=voltage1[i];
        lower_i++;
        lowermeanvsum/lower_i;
        }
        background[i]=true;
        if(i>15){
            if((voltage1[i]-meanv)>5*(uppermeanv-meanv)){
            background[i]=false;
            }
            if((voltage1[i]-meanv) <5*(lowermeanv-meanv)){</pre>
            background[i]=false;
            }
        }
        if(background[i]==true){
        background_n++;
        }
    }
    //Schleife zur Berechnung des Rauschens:
    for (int i=1;i<=2500;i++){</pre>
        if(background[i]==true){
        integral=((time1[i]-time1[i-1])*(voltage1[i]+voltage1[i-1])
           /2);
        bg_integral+=integral;
        }
    }
    //Berechnung der Laserpulsenergiewerte mit und ohne
       Beruecksichtigung des Rauschens:
    energy_E_o = integral_sum/0.135/50/amplifier;
    energy_bg_sr = bg_integral/0.135/50/amplifier;
    energy_bg = energy_bg_sr/background_n*2500;
    energy_E_d = energy_E_o-energy_bg;
    //Ausgabe der Werte im Konsolenfenster und in eine Datei:
    cout << "Energy E_o = " << energy_E_o << endl;</pre>
    cout << "Energy E_d = " << energy_E_d << endl;</pre>
    cout << "Number of background points = " << background_n <<
       endl;
    file << e << " " << energy_E_o << " " << energy_E_d << " " <<
       background_n << endl;</pre>
return(0);
```

7

A.2 Skripte zur Auswertung der Detektorsignale

In diesem Abschnitt werden Teile des Quellcodes wiedergegeben, der für die Auswertung der Messungen mit asymmetrischer Magnetfeldkonfiguration (Messphasen 1 und 2, beschrieben in den Unterkapiteln 5.4 und 5.5) verwendet wurde.

A.2.1 Auslesen der Detektordaten mit beans

Im Folgenden werden Teile des *beans*-Skripts wiedergegeben, das verwendet wurde, um die mit dem DAQ-System gemessenen Detektordaten auszulesen. Es werden die Elektronereignisse für jeden Pixel einzeln in Abhängigkeit von der Zeit vor/nach einem Laserpuls als Diagramm ausgegeben und in einer root-Datei gespeichert. Dies bildet die Basis, um Pixel, bei denen der Detektor überlastet war, aussortieren zu können sowie um die nicht zu den Drahtkämmen gehörenden Pixel der Westseite des Hauptspektrometers zu bestimmen.

```
#include <KDBeans.h>
```

```
using namespace std;
using namespace katrin;
int main(int argc, char** argv)
    KDBeans beans;
    (beans
        //Einlesen der Messdaten, Energiekalibration und
            Aussortierung der Region of interest:
        .Append(new KDEnergyEventReadout())
        .Append(new KDFpdEnergyCalibration())
        .Append((new KDEnergyRangeSelection())
              ->SetRange(25710, 30710)
        )
        .AppendFor < beans :: RefCh > ((new KDChannelSelection())
             ->AddChannel(5303027) // Einlesen des Diodensignals (
                FLT 19-3)
        )
        //Abbildung von Eigenschaften des Diodensignals:
        .AppendFor < beans :: RefCh > ((new KDAdcHistogram())
             ->SetBin(100, 0, 2000)->SetYAxisLog()
->SetTitle("ADC, UV laser")
        )
        .AppendFor < beans :: RefCh > ((new KDRateTrendGraph())
             ->SetTickWidth(0.1)
             ->DisableError()
             ->SetTitle("Rate, UV laser")
        )
        .Append(new KDDraw())
        //Auswahl der Ereignisse im Zeitbereich eines Laserpulses
        .Append((new KDCoincidenceSelection())
             ->SetReferenceChannelGroup(KDChannel::kRef)
             ->SetTimeWindow(-100e-6, 50000e-6)
        )
```

```
//Darstellung der Rate detektierter Elektronen in
       Abhaengigkeit der Zeit nach den Diodensignalen. Die
       folgenden Zeilen erzeugen fuer jeden Pixel ein
       entsprechendes Diagramm, dessen Daten auch als root-
       Datei gespeichert werden.
    .Append((new KDEventHistogram())
        ->SetInputValue("TimeDiff")
        ->SetTitle("FPD Event Time from UV Laser")
        ->SetXAxisTitle("time (s)")
        ->SetBin(220, -100e-6, 200e-6)->SetYAxisLog()
        ->AddXAxisCursor(0)
        ->SplitByChannel()
    )
    .Append(new KDIndividualPixelDraw())
    .Append(new KDDraw())
    //Filtern der detektierten Elektronen nach bestimmten
       Ankunftszeitbereichen vor und nach dem Diodensignal:
    .Append((new KDEventValueRangeTagging())
        ->SetTagName("Instant")
        ->SetValueName("TimeDiff")
        ->SetRange(-100e-6, 200e-6)
    )
    [...] //Es werden verschiedene Ankunftszeitbereiche
       erstellt, um diese miteinander vergleichen zu koennen (z
       . B. -20 - 50 us und 50 bis 150 us nach dem Diodensignal
       ). Der letzte Abschnitt des Codes wird dazu einfach
       wiederholt und unter "SetRange" andere Werte eingestellt
       . Unter SetTagName wird jedes mal ein anderer Name
       eingegeben.
    //Abbildung der oben gefilterten Bereiche in Form einer
       Pixelkarte
    .Append((new KDChannelRateHistogram())
        ->SelectTag("Instant")
        ->SetTitle("Rate, -100 us < dT < 200 us")
        ->SetYAxisLog()
        ->SetSchematicMapping("fpd")
    )
    [...]
beans.Build(argc, argv).Start();
return 0;
```

A.2.2 Speicherung der Ereignisdaten der verwertbaren Pixel in einem *root-tree*

}

Mit diesem *beans*-Skript werden die Daten derjenigen Pixel ausgelesen, mit denen die Bestimmung der Abschirmeffizienz möglich ist. Dies sind diejenigen Pixel, bei denen der Detektor nicht mit der Elektronenrate überlastet war und die die Westseite des Hauptspektrometers außerhalb der Drahtkämme abbilden. In die Datei werden Informationen zu den aussortierten Pixeln, die auf Basis der Daten des im vorigen Abschnitt A.2.1 beschriebenen Skripts gewonnen wurden, eingelesen. Sämtliche Ereignisse der nicht aussortierten Pixel werden in einen *root-tree* geschrieben.

```
#include <KDBeans.h>
#include <KDSchematicMap.h>
#include <TH1.h>
#include <iostream>
#include <cstdlib>
#include <string>
#include <iomanip>
using namespace std;
using namespace katrin;
int main(int argc, char** argv)
{
    Double_t quotient[148];
    Bool_t rejected_pixels[148];
    for(Int_t i=0; i<148; i++){</pre>
        rejected_pixels[i]=false;
    3
    Int_t run;
    //In dieser Schleife werden die Pixel aussortiert, bei denen
       der Detektor mit der Elektronenrate ueberfordert war. Welhce
        Pixel dies sind, wird aus einer Datendatei der erste drei
       Messungen jeder Messreihe entnommen.
    for(Int_t k=0;k<3;k++){</pre>
        run=22949+k;
        stringstream runnumber;
        runnumber << "../root/pixelmap_diff" << run << ".root";</pre>
        cout << runnumber.str() << endl;</pre>
        TFile pixel_quotient(runnumber.str().c_str());
        TH1 *h1 = (TH1*)pixel_quotient.Get("hist_diff");
        for(Int_t i=0; i<148; i++){</pre>
            quotient[i]=h1->GetBinContent(i+1);
            //Ist die Rate in der ersten Haelfte des Pulses mehr
                als zweimal oder weniger als 0.2 mal so hoch wie in
                der zweiten Haelfte, wird der Pixel nicht akzeptiert
            if(quotient[i]>2 || quotient[i]<0.2)</pre>
                 rejected_pixels[i]=true;
        }
        pixel_quotient.Close();
    }
    //Auswahl der Pixel, die auf der Westhaelfte des
       Hauptspektrometers liegen:
    TFile westpixels("../root/westpixels22949.root");
    TH1 *h_west = (TH1*)westpixels.Get("hist_westpixels");
    for(Int_t i=0;i<148;i++){</pre>
```

```
if(h_west->GetBinContent(i+1)==0.)
    rejected_pixels[i]=true;
7
//Erneutes Auslesen der Detektordaten unter Beruecksichtigung
   nur der nicht aussortierten Pixel:
KDBeans beans;
(beans
    .Append(new KDEnergyEventReadout())
);
for(Int_t i=0;i<148;i++){</pre>
    if (rejected_pixels[i]==true){
        (beans
             .Append((new KDPixelRejection())
                 ->AddPixel(i)
            )
        );
    }
}
//Uebertragen der Daten in einen root-tree zur weiteren
   Verarbeitung:
(beans
    .Append(new KDFpdEnergyCalibration())
.Append(new KDEventTree())
);
beans.Build(argc, argv).Start();
return 0;
```

A.2.3 Berechnung der Ereigniszahlen pro Laserpuls mit root

In dem hier wiedergegebenen *root*-Skript werden Diagramme zur Anzahl der Elektronenereignisse pro Laserpuls in Abhängigkeit des Potentials der inneren Drahtlage erstellt. Die Diagramme sind in den Abbildungen 5.13 und 5.14 sowie C.2 und C.3 wiedergegeben. Es werden die Daten des *root-trees*, der durch das in Abschnitt A.2.2 beschriebene Skript erzeugt wurde, verwendet.

```
Double_t RMS_mean_value [10] = {0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.};
Double_t par2[10] = {0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.};
Double_t gausmean [10] = {0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.};
TGraphErrors* graph1 = new TGraphErrors();
TGraphErrors* graph2 = new TGraphErrors();
for(Int_t e=estart;e<=estop;e++){</pre>
    stringstream input_file;
    input_file << "../root-tree/main-evaluation/tree_run" << e</pre>
       << ".root";
    cout << "Starting to calculate values for run number " << e</pre>
        << "\n";
    //Einlesen der in einem Root-Tree gespeicherten Daten fuer
       die Zeitpunkte saemtlicher Elektronenereignisse und
       Laserpulse:
    TFile *run = new TFile(input_file.str().c_str());
    TTree *myTree = run->Get("beans/EventTree00");
    Int_t channel;
    Double_t energy, time;
    myTree ->SetBranchAddress("Channel", &channel);
    myTree->SetBranchAddress("Energy", &energy);
    myTree->SetBranchAddress("Time", &time);
    int counter=0;
    Double_t time1[1000]; //Array fuer Zeitpunkt der Laserpulse
    Long_t events[1000]; //Array fuer Anzahl der
       Detektorereignisse pro Laserpuls
    Double_t voltage,rates;
    Double_t rate1;
    Double_t mean_c=0;
    Int_t j_c=0;
    TH1D *h1 = new TH1D("Histogram1", "h1", 40, 0, 40);
    for (Int_t a=0; a<1000; a++){</pre>
        events[a]=0;
    }
    //Speichern der Zeitpunkte der Laserpulse im Array time1:
    for (Int_t i = 0; i < myTree->GetEntries(); i++)
    ſ
        myTree->GetEntry(i);
        if(channel==5303027){
        time1[counter]=time;
        counter++;
        }
    }
    //In der folgenden Schleife werden die Auftreffzeitpunkte
       saemtlicher detektierter Elektronen mit den Zeitpunkten
       der Laserpulse (Diodensignale) verglichen. Liegt ein
       Elektron im Zeitbereich eines Laserpulses, wird der
       Zaehlwert fuer die Elektronenereignisse dieses Pules um
       1 erhoeht.
    for (Int_t i = 0; i < myTree->GetEntries(); i++){
        myTree ->GetEntry(i);
```

```
if(i%1000==0){
             cout << "proceeding event nr. " << i << endl;</pre>
        }
        if (energy > 25710 && energy < 30710){
             for (Int_t j=0; j<counter; j++){</pre>
                 if (time-time1[j]<0.0002 && time-time1[j</pre>
                    ]>-0.0001 && channel!=5303027)
                     events[j]++;
             }
        }
    }
    //Berechnung des Mittelwerts, Eintrag in ein Histogramm zur
         Bestimmung der Gausskurve und Ergebnisausgabe:
    cout << endl << "Results:" << endl;</pre>
    for (int k=0;k<counter; k++){</pre>
        h1->Fill(events[k]);
        mean_c+=events[k];
        output << k << "\t" << events[k] << endl;</pre>
    }
    mean[e2]=mean_c/counter;
    cout << endl << "mean value (counts per pulse): " << mean[</pre>
       e2] << endl;
    //Berechnung des Sigma-Werts der Gausskurve:
    TCanvas *chist = new TCanvas();
    h1->Fit("gaus");
    par2[e2]=gaus->GetParameter(2);
    stringstream histos;
    gausmean[e2]=par2[e2]/sqrt(counter);
    cout << "Gauss-sigma:\t" << par2[e2] << "\tmean value of</pre>
       gauss sigma:\t" << gausmean[e2] << "\n\n\n";</pre>
    //Eintragen der Werte in Graphiken:
    if(voltages[e2]==0){
    }
    else{
        graph1->SetPoint(e2-1,voltages[e2],mean[e2]);
        graph1->SetPointError(e2,0,gausmean[e2]);
        output1 << voltages[e2] << "\t" << mean[e2]/mean[0] <<</pre>
            "\t" << mean[e2]/mean[0]*sqrt((gausmean[e2]/mean[e2
            ])*(gausmean[e2]/mean[e2])+(gausmean[0]/mean[0])*(
            gausmean[0]/mean[0])) << endl;</pre>
        cout << "Shielding factor for -" << voltages[e2] << "V:</pre>
             " << mean[e2]/mean[0] << endl << endl << endl;
    }
    if (voltages[e2] <= 5) {</pre>
        graph2->SetPoint(e2,voltages[e2],mean[e2]);
        graph2->SetPointError(e2,0,gausmean[e2]);
    }
    e2++;
    //Ausgabe der Graphiken:
TCanvas *c1 = new TCanvas();
c1->SetLogx();
c1->SetGrid();
graph1->Draw("AP");
```

```
graph1 ->SetMarkerStyle(3);
graph1->GetXaxis()->SetTitle("Potentialdifferenz in V");
graph1->GetYaxis()->SetTitle("Ereignisse pro Puls");
graph1->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.2);
graph1->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.2);
c1->SaveAs("messreihe22949.pdf");
TCanvas *c2 = new TCanvas();
c2->SetGrid();
graph2->Draw("AP");
graph2->SetMarkerColor(1);
graph2->SetMarkerStyle(3);
graph2->GetXaxis()->SetTitle("Potentialdifferenz in V");
graph2->GetYaxis()->SetTitle("Ereignisse pro Puls");
graph2->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.2);
graph2->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.2);
c2->SaveAs("messreihe22949_upto5V.pdf");
```

Anhang B

Weitere Diagramme zu Kapitel 3

B.1 Bestimmung von Spiegeltransmission und reflexion

Im Folgenden werden die Diagramme wiedergegeben, die in Abschnitt 3.5.1.2 zur Bestimmung von Spiegeltransmission und -reflexion verwendet wurden.



Abbildung B.1: Graphik zur Bestimmung der Spiegelreflexion für die Messreihe 1 in Tabelle 3.3.



Abbildung B.2: Graphik zur Bestimmung der Spiegeltransmission für die Messreihe 1 in Tabelle 3.3.



Abbildung B.3: Graphik zur Bestimmung der Spiegeltransmission für die Messreihe 2 in Tabelle 3.3.



Abbildung B.4: Graphik zur Bestimmung der Spiegeltransmission für die Messreihe 3 in Tabelle 3.3.



Abbildung B.5: Graphik zur Bestimmung der Spiegeltransmission für die Messreihe 4 in Tabelle 3.3.



B.2 Strahldivergenz

Abbildung B.6: Ausdehnung des Strahlauftreffpunkts in senkrechter Richtung in Abhängigkeit vom Abstand zum Laser. Die Messungen zur Strahldivergenz des Laserstrahls werden in Abschnitt 3.5.3 beschrieben.

B.3 Stabilität der Pulsenergie



Abbildung B.7: Zeitlicher Verlauf der Laserpulsenergie bei Dauerbetrieb des Lasers mit maximalem Betriebsstrom und maximaler Pulsfrequenz von 20 Hz für die Messreihe 1. Die Messungen zur Stabilität der Laserpulsenergie werden in Abschnitt 3.5.2 beschrieben.

Anhang C

Weitere Diagramme zu Kapitel 5

C.1 Messungen zur Positionsbestimmung des Laserstrahls



Abbildung C.1: Strahlablenkung des Laserstrahls in Abhängigkeit des Stellwegs der Stellschraube für die Nord-Süd-Richtung. Die zugehörigen Messung zum Auftreffpunkt des Laserstrahls werden in Abschnitt 5.2.1 beschrieben



C.2 Messphase 2

Abbildung C.2: Durschnittliche Zählrate pro Puls in Abhängigkeit von der Spannung der inneren Drahtlage. Abgebildet ist das Ergebnis der Messreihe 2 (s. Tabelle 5.4) für Potentiale der inneren Drahtlage von 0 bis -5 V (oben) sowie von -0,2 bis -100 V (unten). Berücksichtigt wurden lediglich die zur Westeite des Spektrometers korrespondierenden Pixel. Pixel, die Bereiche der Drahtkämme abbilden, wurden ausgeschlossen.



Abbildung C.3: Durschnittliche Zählrate pro Puls in Abhängigkeit von der Spannung der inneren Drahtlage. Abgebildet ist das Ergebnis der Messreihe 4 (s. Tabelle 5.4) für Potentiale der inneren Drahtlage von 0 bis -5 V (oben) sowie von -0,2 bis -100 V (unten). Berücksichtigt wurden lediglich die zur Westeite des Spektrometers korrespondierenden Pixel. Pixel, die Bereiche der Drahtkämme abbilden, wurden ausgeschlossen.



Abbildung C.4: Durschnittliche Zählrate pro Sekunde in Abhängigkeit von der Spannung der inneren Drahtlage. Abgebildet ist das Ergebnis für die Messreihe 1 (s. Tabelle 5.4) für Potentiale der inneren Drahtlage von 0 bis -5 V (oben) sowie von -0,2 bis -100 V (unten). Berücksichtigt wurden lediglich die zur Westeite des Spektrometers korrespondierenden Pixel. Da für diese Messreihe der Zeitpunkt der Laserpulse nicht aufgenommen werden konnte, sind die Werte nicht direkt mit den Ergebnissen der Messreihen 2-4 vergleichbar. Dennoch zeigen auch diese, dass eine gute Abschirmung der laserinduzierten Elektronen erreicht wird, sie bestätigen somit das Ergebnis der anderen Messreihen.



Abbildung C.5: Durschnittliche Zählrate pro Sekunde in Abhängigkeit von der Spannung der inneren Drahtlage. Abgebildet ist das Ergebnis für die Messreihe 1 (s. Tabelle 5.4) für Potentiale der inneren Drahtlage von 0 bis -5 V (oben) sowie von -0,2 bis -100 V (unten). Berücksichtigt wurden lediglich die zur Westeite des Spektrometers korrespondierenden Pixel. Da für diese Messreihe der Zeitpunkt der Laserpulse nicht aufgenommen werden konnte, sind die Werte nicht direkt mit den Ergebnissen der Messreihen 2-4 vergleichbar. Dennoch zeigen auch diese, dass eine gute Abschirmung der laserinduzierten Elektronen erreicht wird, sie bestätigen somit das Ergebnis der anderen Messreihen.

Anhang D

Technische Zeichnungen



Abbildung D.1: Konstruktionsskizze des Gestells, mit dem die Laserbox auf der Laserplattform befestigt war.



Abbildung D.2: Konstruktionsskizze des neuen Laserrohrs. Anders als in der Zeichnung angegeben, wurde das Rohr jedoch nur mit einer Länge von 350 statt 565 mm gebaut.
Literaturverzeichnis

- [Aad12] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah et al.. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Physics Letters B, 716 1, 1-29 (2012). URL http:// www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X
- [Abe12] Y. Abe et al.. Indication of Reactor $\overline{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment. Phys. Rev. Lett., **108**, 131801 (2012). URL http://link. aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.131801
- [Ahm01] Q. R. Ahmad et al.. Measurement of the Rate of ν_e + d → p + p + e⁻ Interactions Produced by ⁸B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett., 87, 071301 (2001). URL http://link. aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.071301
- [Ahm02] Q. R. Ahmad et al.. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett., 89, 011301 (2002). URL http://link.aps.org/doi/ 10.1103/PhysRevLett.89.011301
- [Amo96] A. Amoruso, L. Crescentini, M. S. Cola und G. Fiocco. Oxygen absorption cross-section in the Herzberg continuum. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 56 1, 145 - 152 (1996). URL http: //www.sciencedirect.com/science/article/pii/002240739600012X
- [Ams15] J. Amsbaugh et al.. Focal-plane detector system for the KATRIN experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 778, 40 60 (2015). URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215000236
- [An12] F. P. An et al. Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay. Phys. Rev. Lett., 108, 171803 (2012). URL http://link. aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.171803
- [Ang05] J. Angrik et al.. *KATRIN Design Report 2004*. Wissenschaftlicher Bericht FZKA 7090, Forschungszentrum Karlsruhe (2005).

- [Ase11] V. N. Aseev et al.. Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment. Phys. Rev. D, 84, 112003 (2011). URL http: //link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.112003
- [Bab12] M. Babutzka et al.. Monitoring of the operating parameters of the KA-TRIN Windowless Gaseous Tritium Source. New Journal of Physics, 14 10, 103046 (2012). URL http://stacks.iop.org/1367-2630/14/i=10/ a=103046
- [Beh13] J. Behrens et al. EMD consequences of electrical shorts at the inner electrode system (2013). Interner KATRIN-Bericht, URL http: //fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d875477/430-doc-3-9002-EMD% 20consequences%20of%20electrical%20shorts%20at%20the% 20inner%20electrode%20system.pdf
- [Bru97] R. Brun und F. Rademakers. ROOT An object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 389 1–2, 81 86 (1997). New Computing Techniques in Physics Research V. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X
- [Cha14] J. Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der Betastrahlen von Radium B+C. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 16, 383–391 (1914).
- [Cha12] S. Chatrchyan, et al.. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Physics Letters B, 716 1, 30 - 61 (2012). URL http://www.sciencedirect.com/science/article/ pii/S0370269312008581
- [Che86] A.-C. Cheung, K. Yoshino, W. Parkinson, S. Guberman und D. Freeman. Absorption cross section measurements of oxygen in the wavelength region 195-241 nm of the Herzberg continuum. Planetary and Space Science, 34 11, 1007 - 1021 (1986). URL http://www.sciencedirect.com/science/ article/pii/0032063386900115
- [Cle98] B. T. Cleveland et al.. Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. The Astrophysical Journal, 496 1, 505 (1998). URL http://stacks.iop.org/0004-637X/496/i=1/a=505
- [Dan62] G. Danby et al. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. Phys. Rev. Lett., 9, 36-44 (1962). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36
- [Dev13] P. S. B. Dev, S. Goswami, M. Mitra und W. Rodejohann. Constraining neutrino mass from neutrinoless double beta decay. Phys. Rev. D, 88, 091301 (2013). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevD.88.091301

- [Dre13] G. Drexlin, V. Hannen, S. Mertens und C. Weinheimer. Current Direct Neutrino Mass Experiments. Advances in High Energy Physics, 2013, 293986 (2013). URL http://dx.doi.org/10.1155/2013/293986
- [Eic06] J. Eichler und H. J. Eichler. Laser. Springer-Verlag (2006).
- [Ein16] A. Einstein. Zur Quantentheorie der Strahlung. Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich, 18 (1916).
- [Erh14] M. Erhard et al.. High-voltage monitoring with a solenoid retarding spectrometer at the KATRIN experiment. Journal of Instrumentation, 9 06, P06022 (2014). URL http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=06/ a=P06022
- [Fer34] E. Fermi. Versuch einer Theorie der Beta-Strahlen. I. Zeitschrift für Physik, 88 3-4, 161-177 (1934). URL http://dx.doi.org/10.1007/ BF01351864
- [Fis14] S. Fischer. Commissioning of the KATRIN Raman system and durability studies of optical coatings in glove box and tritium atmospheres. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (2014). URL http: //nbn-resolving.org/urn:nbn:de:swb:90-436973
- [Frä14] F. M. Fränkle et al.. Penning discharge in the KATRIN pre-spectrometer. Journal of Instrumentation, 9 07, P07028 (2014). URL http://stacks. iop.org/1748-0221/9/i=07/a=P07028
- [Fuk98] Y. Fukuda et al.. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. Phys. Rev. Lett., 81, 1562-1567 (1998). URL http://link.aps.org/ doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562
- [Fur02] M. A. Furman und M. T. F. Pivi. Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 5, 124404 (2002). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevSTAB.5.124404
- [Ger80] D. Gerstenberger, R. Solanki und G. Collins. Hollow cathode metal ion lasers. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 16 8, 820-834 (1980). URL http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1070578
- [Gil10] W. Gil et al.. The Cryogenic Pumping Section of the KATRIN Experiment. Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, **20** 3, 316–319 (2010).
- [Glü05] F. Glück. Background theory: radial motion of electrons from spectrometer electrodes into the fluxtube (2005). Internes KATRIN-Dokument. URL http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d174403/background_theory_ Glueck.pdf
- [Glü15] F. Glück. Persönliche Kommunikation, Karlsruher Institut für Technologie (2015).

- [Gol58] M. Goldhaber, L. Grodzins und A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. Phys. Rev., 109, 1015-1017 (1958). URL http://link.aps.org/doi/ 10.1103/PhysRev.109.1015
- [Gre15a] Datenblatt zu Luftsauerstoffsensoren der Firma Greisinger, abgerufen am 04.08.2015. URL https://greisinger.de/files/upload/de/ produkte/kat/k15_055_DE_oP.pdf
- [Gre15b] Bedienungsanleitung zum Luftsauerstoffmessgerät GMH 3691 der Firma Greisinger. URL www.greisinger.de
- [Gro10] S. Groh. Untersuchung von UV-Laser induziertem Untergrund am KA-TRIN Vorspektrometer. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (2010). URL http://www.katrin.kit.edu/publikationen/dth-groh. pdf
- [Ham12] Datenblatt für Photodioden der Reie S1337 von hamamatsu (2012). Abgerufen am 03.06.2015. URL http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ ssd/s1337_series_kspd1032e.pdf
- [Hen77] B. L. Henke, J. A. Smith und D. T. Attwood. 0.1-10 keV x-rayinduced electron emissions from solids—Models and secondary electron measurements. Journal of Applied Physics, 48 5, 1852-1866 (1977). URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/ 48/5/10.1063/1.323938
- [Hig07] H. Higaki, K. Ito, W. Saiki, Y. Omori und H. Okamoto. Properties of non-neutral electron plasmas confined with a magnetic mirror field. Phys. Rev. E, 75, 066401 (2007). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevE.75.066401
- [Hoo77] F. J. de Hoog, J. R. McNeil, G. J. Collins und K. B. Persson. Discharge studies of the Ne-Cu laser. Journal of Applied Physics, 48 9 (1977).
- [Hul15] E. O. Hulburt. The Reflecting Power of Metals in the Ultra-Violet Region of the Spectrum. Astrophysical Journal, 42 3, 205 - 230 (1915). URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode= 1915ApJ....42..205H&db_key=AST
- [Hun12] S. Hunklinger. *Festkörperphysik*. de Gruyter (2012).
- [Hus13] U. Husemann. Vorlesungsfolien zur Vorlesung "Teilchenphysik I" des Karlsruher Institut für Technologie im Wintersemester 2013/14 (2013).
- [Kin13] S. F. King und C. Luhn. Neutrino mass and mixing with discrete symmetry. Reports on Progress in Physics, 76 5, 056201 (2013). URL http://stacks.iop.org/0034-4885/76/i=5/a=056201

- [Kle14] M. Kleesiek. A Data-Analysis and Sensitivity-Optimization Framework for the KATRIN Experiment. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (2014). URL http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de: swb:90-433013
- [Kod01] K. Kodama et al.. Observation of tau neutrino interactions. Physics Letters B, 504 3, 218 - 224 (2001). URL http://www.sciencedirect. com/science/article/pii/S0370269301003070
- [KR13] H. Keller-Rudek, G. K. Moortgat, R. Sander und R. Sörensen. The MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest. Earth System Science Data, 5 2, 365-373 (2013). URL http://www.earth-syst-sci-data.net/5/365/2013/
- [Kra05] C. Kraus et al.. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay. The European Physical Journal C - Particles and Fields, 40 4, 447-468 (2005). URL http://dx.doi.org/10.1140/ epjc/s2005-02139-7
- [Lei14] B. Leiber. Investigations of background due to secondary electron emission in the KATRIN-experiment. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (2014).
- [Lin15] J. Linek. Investigation of the muon induced background at the KATRIN main spectrometer. Masterarbeit, Karlsruher Institut f
 ür Technologie (2015).
- [Los97] The Reines-Cowan Experiments Detecting the Poltergeist 1953-1956. Los Alamos Science, 25 (1997). URL http://library.lanl.gov/ cgi-bin/getfile?25-02.pdf.
- [Luk12] S. Lukić et al.. Measurement of the gas-flow reduction factor of the KA-TRIN DPS2-F differential pumping section. Vacuum, 86 8, 1126 - 1133 (2012). URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/ S0042207X11003800
- [Mai60] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. Nature, 187, 493 494 (1960).
- [Mak62] Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. Progress of Theoretical Physics, 28 5, 870-880 (1962). URL http://ptp.oxfordjournals.org/content/28/5/ 870.abstract
- [McD99] K. T. McDonald. Ph501 Electrodynamics Problem Set 3 (1999). URL http://puhep1.princeton.edu/~mcdonald/examples/ph501set3.pdf
- [Mer13] S. Mertens et al.. Background due to stored electrons following nuclear decays in the KATRIN spectrometers and its impact on the neutrino mass

sensitivity. Astroparticle Physics, 41, 52 - 62 (2013). URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650512001892

- [MPI13] Vergleich verschiedener Messungen innerhalb des MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest (2013). Abgerufen am 10.06.2015. URL http://joseba.mpch-mainz.mpg.de/ spectral_atlas_data/cross_sections_plots/0xygen/02_Herzberg_ lin.jpg
- [Mül14] A. Müller. Untersuchung von elektrischen und magnetischen Abschirmfaktoren am KATRIN Hauptspektrometer. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (2014). URL http://www.katrin.kit.edu/ publikationen/dth-mueller2014.pdf
- [Oga71] M. Ogawa. Absorption Cross Sections of O2 and CO2 Continua in the Schumann and Far-UV Regions. The Journal of Chemical Physics, 54 6 (1971).
- [Pau30] W. Pauli. Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereinstagung zu Tübingen. Wiedergegeben in Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg u. a., Band II: 1930-1939. Herausgeber: K. v. Meyenn. Springer (1985) (1930).
- [Pic92] A. Picard et al.. Precision measurement of the conversion electron spectrum of83m Kr with a solenoid retarding spectrometer. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 342 1, 71–78 (1992). URL http://dx. doi.org/10.1007/BF01294491
- [Pov14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche und W. Rodejohann. Teilchen und Kerne - 9. Auflage. Springer-Verlag (2014).
- [Pri15] F. Priester, M. Sturm und B. Bornschein. Commissioning and detailed results of KATRIN inner loop tritium processing system at Tritium Laboratory Karlsruhe. Vacuum, 116, 42 - 47 (2015). URL http://www. sciencedirect.com/science/article/pii/S0042207X15000846
- [PSY14] Firma Photon Systems (www.photonsystems.com). Persönliche Kommunikation (2014).
- [PSY15] Deep UV Lasers 224 and 248 nm. Datenblatt zu den DUV-Lasern der Firma Photonsystems, abgerufen am 30.07.2015 (2015). URL http:// www.photonsystems.com/downloads/duv_lasers_datasheet.pdf
- [Sch97] N. Schmitz. *Neutrinophysik*. Teubner (1997).
- [Sch08] P. Schlosser, S. Pfirman, M. Ting und J. Smerdon. Vorlesungsfolien zur Vorlesung "The Climate System" Columbia University (2008). URL http://eesc.columbia.edu/courses/ees/climate/ lectures/radiation_hays/

- [Sch14] J. Schwarz. The Detector System of the KATRIN Experiment Implementation and First Measurements with the Spectrometer. Dissertation, Karlsruher Institut f
 ür Technologie (2014). URL http://nbn-resolving. org/urn:nbn:de:swb:90-427724
- [Tho15a] Produktbeschreibung auf der Internetseite des Herstellers (2015). Abgerufen am 18.05.2015. URL http://www.thorlabs.de/newgrouppage9. cfm?objectgroup_id=264
- [Tho15b] Tabellen-Datei mit Messungen des Reflexionskoeffizienten bei verschiedenen Wellenlänge auf der Internetseite des Herstellers (2015). Abgerufen am 18.05.2015. URL http://www.thorlabs.de/images/TabImages/ Thorlabs_UV-Enhanced_Aluminum_Coating.xlsx
- [Thü02] T. Thümmler. Entwicklung von Methoden zur Untergrundreduzierung am Mainzer Tritium-β-Spektrometer. Diplomarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2002).
- [Tob95] R. Tobin et al. High-gain hollow-cathode metal ion lasers for the UV and VUV. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 1 3, 805-810 (1995). URL http://plasma.szfki.kfki.hu/~zoli/ pdfs/IEEEJSTQE_1995_Tobin_High-Gain_Hollow-Cathode_Metal_ Ion_Lasers.pdf
- [Val04] K. Valerius. Elektromagnetisches Design für das Hauptspektrometer des KATRIN-Experiments. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn (2004). URL http://www.uni-muenster.de/Physik. KP/AGWeinheimer/Files/theses/Diplom_Kathrin_Valerius.pdf
- [Val09] Κ. Valerius. Spectrometer-related background processes and their suppression inthe KATRIN experiment. Dissertati-Wilhelms-Universität on. Westfälische Münster (2009).URL http://repositorium.uni-muenster.de/document/miami/ 93137705-73f4-404a-a438-09d487cbff63/diss valerius.pdf
- [Wac15] O. Wack. Masterarbeit in Vorbereitung, Karlsruher Institut für Technologie (2015).
- [Wu57] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes und R. P. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. Phys. Rev., 105, 1413-1415 (1957). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev. 105.1413
- [Yos88] K. Yoshino et al.. Improved absorption cross-sections of oxygen in the wavelength region 205-240 nm of the Herzberg continuum. Planetary and Space Science, 36 12, 1469 - 1475 (1988). Daten der Reims-Gruppe. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/ 0032063388900128
- [Zub12] K. Zuber. Neutrino Physics Second Edition. Taylor & Francis (2012).

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die mir das Erstellen dieser Arbeit mit ihrer oft großzügigen Hilfe ermöglicht haben. Mein besonderer Dank gilt

- Prof. Dr. Guido Drexlin für das Ermöglichen dieser Arbeit im interessanten Umfeld der Neutrinophysik.
- Prof. Dr. Ulrich Husemann für die schnelle und unkomplizierte Übernahme des Koreferats.
- Daniel Hilk für die Betreuung der Arbeit, für den großen Einsatz während der Messphase und das Korrekturlesen.
- Dr. Florian Fränkle für die große Unterstützung beim Durchführen und Auswerten der Messungen sowie das Korrekturlesen.
- Dr. Ferenc Glück für die Hilfe bei vielen Fragen theoretischer Natur, insbesondere bei der Simulation von Teilchenbahnen im Hauptspektrometer.
- Dr. Joachim Wolf für die Hilfe beim Aufbau des Laser-Experiments.
- Dr. Stefan Groh für die Beantwortung sämtlicher Fragen zum Simulationsprogramm Kassiopeia.
- Florian Müller und Rudolf Sack für die Hilfe bei der Durchführung der Vorbereitungsmessungen.
- Dr. Johannes Schwarz für die Hilfe bei den Kalibrierungsmessungen für das Diodensignal.
- Martin Jäger, Dr. Thomas Thümmler und Daniel Hilk für die Hilfe beim Anbringen der Laserbox am Hauptspektrometer.
- Rolf Rinderspacher für das Erstellen eines Plan für das neue Laserrohr und die Koordinierung seines Baus.
- Siegfried Horn, Klaus Mehret und Holger Frenzel für die Hilfe beim Aufbau des Laser-Experiments.
- meinen Bürokollegen Rodolphe Combe, Wolfgang Gosda und Rudolf Sack für die Hilfe bei vielen kleineren Problemen sowie allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die gute Arbeitsatmosphäre und die schöne Zeit.