

Westfälische Wilhelms-Universität Münster

# Untersuchung der Eigenschaften der neuen winkelselektiven Elektronenquelle am KATRIN-Experiment

Zwölfwöchige Abschlussarbeit im Rahmen der Prüfung im Studiengang Physik (B.A.) an der Wilhelms-Universität Münster

> Name: Sarah Uthmann Matrikelnummer: 509022 E-Mail: suthmann@uni-muenster.de 1. Gutachter: Prof. Dr. Weinheimer 2. Gutachter: Prof. Dr. Andronic

Institut für Kernphysik AG Prof. Dr. C. Weinheimer

Münster, 19. September 2022

# Inhaltsverzeichnis

$\mathbf{Ein}$	leitung und Motivation	<b>2</b>
The 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6	<b>boretischer Hintergrund</b> Das Tritium $\beta$ -Zerfalls-Spektrum         Der Aufbau des KATRIN-Experiments         Das Messprinzip des MAC-E-Filters         Die winkelselektive Elektronenquelle         Ausgangspunkt der bisherigen Analysen         Extraktion der Daten	<b>3</b> 3 4 5 8 10 11
Unt	ersuchung der Transmissionsfunktion der Elektronenquellen	12
3.1 3.2 3.3	Darstellung einer Transmissionsfunktion der winkelselektiven Elektronen- quellequelleWellenlängenabhängigkeit der TransmissionsfunktionEinfluss des pile-up-Modells auf die Transmissionsfunktion	$12 \\ 15 \\ 19$
Unt	ersuchung der Austrittsarbeit der neuen Elektronenquelle	<b>22</b>
4.1	Lichtintensitätskorrektur der Elektronenrate	22
$4.2 \\ 4.3 \\ 4.4$	<ul> <li>4.1.1 Bestimmung des wellenlängenabhängigen Verstärkungsumrechnungsfaktors der Photodioden-Auslese</li> <li>4.1.2 Einfluss der Intensitätskorrektur auf die Fowler-Messung</li> <li>4.1.2 Optimierung des Fowler-Fits zur Austrittsarbeitsbestimmung</li> <li>Zeitliche Veränderung der Austrittsarbeit</li> <li>Korrelation zwischen Austrittsarbeit und Mitte der Transmissionsfunktion</li> </ul>	22 25 25 29 30
Unt	ersuchung des Elektronenquellen-Untergrunds	32
5.1 5.2	Untergrundrate in Abhängigkeit von der Beschleunigungs- und Spektrome- terspannung	32 34
Fazi	t und Ausblick	36
Anł	ang	39
A.1	Parameter der verwendeten Runs für die Austrittsarbeitsmessungen	39
A.2	Parameter der verwendeten Runs für die Transmissionsfunktionsmessungen	40
А.3 А.4	Vergleich der Untergrundrate bei Wellenlängen von 275 nm und 600 nm	41 41
	Einil The 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 Unt 3.1 3.2 3.3 Unt 4.1 4.2 4.3 4.4 Unt 5.1 5.2 Fazi Anh A.1 A.2 A.3 A.4	Einleitung und Motivation         Theoretischer Hintergrund         2.1 Das Tritium β-Zerfalls-Spektrum         2.2 Der Aufbau des KATRIN-Experiments         2.3 Das Messprinzip des MAC-E-Filters         2.4 Die winkelselektive Elektronenquelle         2.5 Ausgangspunkt der bisherigen Analysen         2.6 Extraktion der Daten         2.7 Untersuchung der Transmissionsfunktion der Elektronenquelle         3.1 Darstellung einer Transmissionsfunktion der Winkelselektiven Elektronen- quelle         3.2 Wellenlängenabhängigkeit der Transmissionsfunktion         3.3 Einfluss des pile-up-Modells auf die Transmissionsfunktion         3.4 Lichtintensitätskorrektur der Elektronenrate         4.1.1 Bestimmung des wellenlängenabhängigen Verstärkungsumrechnungs- faktors der Photodioden-Auslese         4.1.2 Einfluss der Intensitätskorrektur auf die Fowler-Messung         4.2 Optimierung des Fowler-Fits zur Austrittsarbeitsbestimmung         4.3 Zeitliche Veränderung der Austrittsarbeit und Mitte der Transmissionsfunktion .         4.4 Korrelation zwischen Austrittsarbeit und Mitte der Transmissionsfunktion .         5.1 Untergrundrate in Abhängigkeit von der Säulendichte         5.2 Untergrundrate in Abhängigkeit von der Säulendichte

## 1 Einleitung und Motivation

Die Neutrinos sind elementare Teilchen ohne Ladung, welche unter anderem in der Teilchenphysik, aber auch in der Kosmologie eine große Rolle spielen. Da diese mit Materie jedoch nur schwach wechselwirken, ist der Nachweis dieser Teilchen sehr aufwendig. Im Standardmodell wurde lange angenommen, dass die Neutrinos masselos sind, was jedoch bei verschiedensten Experimenten, wie zum Beispiel dem Homestake-Experiment [1] oder dem Kamiokande-II-Experiment durch Neutrinooszillation [2], widerlegt wurde. Eine Methode zur Bestimmung der Ruhemasse dieser Teilchen ist die Vermessung des Tritium- $\beta$ -Spektrums, wie sie beim Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) durchgeführt wird. Das KATRIN-Experiment strebt dabei eine Sensitivität von  $0.2 \text{ eV}/c^2 (90\% \text{ C.L.})$  [3] an. Bei dem  $\beta$ -Zerfall des Tritiums werden unter anderem ein Antineutrino und ein Elektron emittiert. Das Energiespektrum des Elektrons wird am Endpunkt bei 18,6 keV durch das Antineutrino beeinflusst. Durch integrale Vermessung des Spektrums erhält man Informationen über die Elektron(-anti-)Neutrinomasse. In diesem Jahr konnte erstmals eine Obergrenze von  $m_{\nu} < 0.8 \text{ eV}/c^2 (90\% \text{ C.L.})$  [4] für die Neutrinomasse bestimmt werden. Um im weiteren Verlauf die obere Grenze immer weiter zu verringern, muss sowohl Statistik gesammelt, als auch die Systematik reduziert werden. Eine wichtige Komponente dabei stellt die winkelselektive und monoenergetische Photoelektronenquelle [5] dar, welche für unterschiedliche Untersuchungen am KATRIN-Experiment genutzt wird. Beispielsweise kann mit dieser der Energieverlust der Elektronen beim Durchgang durch die Tritiumquelle beschrieben werden [6]. Dort verlieren die Elektronen durch Stöße mit den Gasmolekülen Energie. Um anders als bisher Elektronen mit höheren kinetischen Energien erzeugen zu können, wurde zu Beginn des Jahres 2022 eine neue Elektronenquelle in das KATRIN-Experiment eingebaut [7]. Diese kann Beschleunigungsspannungen von bis zu  $-32 \,\mathrm{kV}$  erzeugen und wurde an der Universität Münster entwickelt. Wichtig ist jedoch, dass diese auch zuverlässig die Eigenschaften bei der bisher genutzten Beschleunigungsspannung von  $-18,6\,\mathrm{kV}$  widerspiegelt. Dazu werden verschiedenste Messreihen aufgenommen, welche unter anderem in dieser Arbeit ausgewertet werden.

Erzeugt werden Photoelektronen mithilfe einer Lichtquelle, der sogenannten LDLS (laser driven light source<sup>1</sup>), deren wellenlängenabhängige Lichtintensität parallel mit einer Photodiode gemessen wird. Die Lichtquelle arbeitet mit verschiedenen Verstärkungsfaktoren, welche die Lichtintensität beeinflussen. Um eine Intensitätskorrektur der Elektronenrate durchführen zu können wird somit eine Umrechnungsfunktion zwischen den verschiedenen Verstärkungsfaktoren benötigt (siehe Kapitel 4.1). Damit können dann zeitliche Schwankungen und die wellenlängenabhängige Lichtintensität korrigiert werden. Charakterisiert werden kann die Elektronenquelle mithilfe der Transmissionsfunktion, welche auf ihre Wellenlängenabhängigkeit im Kapitel 3.2 und verschiedene *pile-up*-Modelle im Kapitel 3.3 untersucht wird. Zudem wird die Fowler-Methode [8] verwendet, um die Austrittsarbeit als freien Parameter bestimmen zu können. Werden dabei Messungen über einen längeren Zeitraum betrachtet, so kann die Austrittsarbeit im zeitlichen Verlauf diskutiert werden. Dies ist wichtig, da sich durch Verschmutzungen der Oberfläche oder experimentelle Effekte die Austrittsarbeit verändern kann, was dann in der Ratenbetrachtung mit einbezogen werden muss, da sie einen Einfluss auf die Energieverteilung der Elektronen besitzt. In diesem Zusammenhang wird zusätzlich die mittlere Position der Transmissionsfunktion betrachtet, welche gleichbedeutend ist mit der Überschussenergie, bei welcher die Hälfte der Elektronen in der Analysierebene transmittiert und die andere Hälfte der Elektronen reflektiert wird. Dazu wird im Kapitel 4.4 untersucht, ob die mittlere Position der

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Energetiq EQ-99XFC LDLS

Transmissionsfunktion und die Austrittsarbeit miteinander korrelieren. Zuletzt wird noch die Untergrundrate der Elektronenquelle im Kapitel 5 genauer betrachtet. Dazu wird einerseits die Beschleunigungsspannung variiert, indem die Spannung der hinteren Platte erhöht wird. Die Untergrundrate sollte dabei konstant bleiben, da sich keine Fremdpartikel in der Elektronenquelle befinden sollten. Andererseits werden die Untergrundraten für verschiedene Säulendichten verglichen, da bei einer höheren Tritiumdichte aufgrund von Stößen auch die gemessene Untergrundrate entsprechend höher sein sollte.

## 2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel wird eine theoretische Einführung in das KATRIN-Experiment gegeben. Dazu wird zuerst im Kapitel 2.1 der grundlegende Tritium- $\beta$ -Zerfall erklärt, auf dessen Basis das Energiespektrum des dabei erzeugten Elektrons in der Endpunktregion von 18,6 keV untersucht wird. Danach wird im Kapitel 2.2 der Aufbau des KATRIN-Experiments veranschaulicht und anschließend das Messprinzip des MAC-E-Filter näher erläutert (siehe Kapitel 2.3). Eine weitere wichtige Komponente um Kalibrierungsmessungen durchführen zu können ist die Elektronenquelle, dessen Aufbau und Funktionsweise im Kapitel 2.4 erläutert wird. Zuletzt werden noch die systematischen Effekte in Bezug auf die Untergrundrate und die *pile-up*-Korrektur erklärt, da diese für die weitere Auswertung (siehe Kapitel 3.3 und 5.2) wichtig sind.

#### 2.1 Das Tritium $\beta$ -Zerfalls-Spektrum

Das KATRIN-Experiment besitzt als Ziel die Messung der inkohärenten Summe der Neutrinomassen  $m_{\bar{\nu}}$  mit einer Sensitivität von 0,2 eV/ $c^2$  bei einem *confidence level* (C.L.) von 90% [3]. Ausgenutzt wird dabei der  $\beta^-$ -Zerfall von Tritium

$${}_{1}^{3}\mathrm{H} \longrightarrow {}_{2}^{3}\mathrm{He}^{+} + \mathrm{e}^{-} + \bar{\nu}_{e}, \qquad (1)$$

welches in einen Heliumkern, ein Elektron und ein Antineutrino zerfällt [9]. Aufgrund der Energieerhaltung teilt sich die restliche Zerfallsenergie statistisch zwischen dem Elektron und dem Antielektronneutrino auf. Es ergibt sich für das Elektron dabei das in Abbildung 1 dargestellte Energiespektrum.



Abbildung 1: Das Energiespektrum der Elektronen, welche bei dem Tritium- $\beta$ -Zerfall entstehen. In der linken Abbildung ist das komplette Spektrum dargestellt und die rechte Abbildung stellt die Endpunktregion bei einer Energie von 18,6 keV vergrößert dar. Unterschieden werden dabei die Fälle eines masselosen Neutrinos ( $m_{\nu} = 0 \text{ eV}/c^2$ ) und eines massiven Neutrinos ( $m_{\nu} = 1 \text{ eV}/c^2$ ). Dabei entstehen Elektronen mit einer kinetischen Energie nahe des Endpunkts nur mit einem Anteil von  $2 \cdot 10^{-13}$  an allen Zerfällen [3].

Relevant für das KATRIN-Experiment ist jedoch nur der Endpunkt des Spektrums bei einer Energie von 18,6 keV, da dort die kinetische Energie des Elektrons maximal ist und die Masse des Neutrinos den größten Einfluss auf die Form des Spektrums hat. Da es sich bei Neutrinos um massereiche Teilchen handelt, was durch die Neutrionooszillation bewiesen wurde [2], beeinflussen diese die Endpunktregion des Spektrums. Bei einer endlichen Masse sollte die maximale Energie des Elektrons dann um die gleiche Energie kleiner sein. Das Spektrum sollte somit, wie in der rechten Abbildung dargestellt, hin zu einer kleineren Energie verschoben sein. Da Elektronen mit Energien nahe dem Endpunkt jedoch nur sehr selten erzeugt werden (alle  $2 \cdot 10^{-13}$  Zerfälle), wird zur effizienten Vermessung eine Quelle mit einer sehr großen Luminosität benötigt.

#### 2.2 Der Aufbau des KATRIN-Experiments

Das KATRIN-Experiment lässt sich in unterschiedliche Systeme aufteilen, welche in Abbildung 2 dargestellt sind. Diese lassen sich in sechs Hauptkomponenten unterteilen, welche im Folgenden genauer beschrieben werden:



Abbildung 2: Schematischer Aufbau des 70 Meter langen KATRIN-Experiments, welches sich im Karlsruher Institut für Technologie befindet. Dieses besteht aus der *Rear Section*, der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle, dem Transport und Pumpenbereich, dem Vorspektrometer, dem Hauptspektrometer und dem *Focal Plane Detector* (FPD). Die weiteren eingezeichneten Elektronenbewegungen und andere Prozesse sind in der Literatur nachzulesen [4].

- Am hinteren Teil des Aufbaus, der sogenannten Rear Section, befindet sich die Elektronenquelle, die zu Kalibrierungszwecken eingesetzt wird. Die erzeugten Elektronen werden dann mithilfe von Magnetfeldern von verschiedenen Spulen und den Rear-Section-Magneten durch die Rear Section und danach weiter durch die gesamte Beamline geleitet. Zudem enthält sie die Systeme zur Kalibrierung und Überwachung der Elektronenquelle. Außerdem befinden sich hier Systeme zur Bestimmung der Zusammensetzung des Quellgases sowie zur Messung der Tritiumaktivität
- 2. In der zehn Meter langen fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (WGTS) befindet sich das molekulare Tritium, das durch ein mehrstufiges Pumpensystem kontinuierlich durch die Quelle gepumpt wird. Dort werden somit die  $\beta$ -Zerfallselektronen erzeugt, welche durch die supraleitenden Magnete entlang der Röhre hin zum Hauptspektrometer propagieren.

- 3. Auf dem Weg zum Hauptspektrometer passieren die Elektronen den Transport- und Pumpenbereich. Durch den Transportbereich können die  $\beta$ -Elektronen adiabatisch von der Quelle zum Hauptspektrometer transportiert werden. Dabei wird der Tritiumfluss gleichzeitig durch das Pumpensystem um einen Faktor von etwa 10<sup>14</sup> verringert. So wird sichergestellt, dass kein Tritium in das Hauptspektrometer gelangt.
- 4. Das Vorspektrometer wird verwendet, um bei einer angelegten retardierenden Spannung nur die  $\beta$ -Elektronen mit Energien nahe dem Endpunkt des  $\beta$ -Spektrums durchzulassen und somit den Elektronenfluss bereits vor dem Hauptspektrometer zu reduzieren. Somit werden hier alle  $\beta$ -Elektronen mit nicht relevanten Energien zurück in die Tritiumquelle geführt.
- 5. Die Elektronen, welche nun in das Hauptspektrometer gelangt sind, werden dort bezüglich ihrer kinetischen Energie analysiert. Das Hauptspektrometer basiert auf der Kombination aus einem elektrostatischen Retardierungspotenzial und einem magnetischen Feld und erreicht so eine Energieauflösung bis zu einem Elektronenvolt. Besitzen die Elektronen eine ausreichend große kinetische Energie, so können sie das retardierende Potenzial passieren und werden anschließend zum Ausgang des Spektrometers hin beschleunigt. Das genaue Messprinzip des Spektrometers wird in Kapitel 2.3 erklärt.
- 6. Nachdem die Elektronen das Hauptspektrometer passiert haben, werden sie von einem Si-PIN-Detektor, dem sogenannten *Focal Plane Detektor* (FPD), detektiert. Dieser zählt alle ankommenden  $\beta$ -Elektronen und die Untergrundelektronen.

## 2.3 Das Messprinzip des MAC-E-Filters

Der Magnetic Adiabatic Collimation with Electrostatic-Filter (MAC-E-Filter) basiert auf der Kombination eines elektrisch retardierenden Potenzials und einem räumlich inhomogenen Magnetfeld. Dargestellt ist der MAC-E-Filter schematisch in Abbildung 3. Am Ein- und Ausgang befinden sich zwei supraleitende Spulen, welche das benötigte Magnetfeld erzeugen. Dieses ist an den Spulen mit  $B_{\text{max}}$  maximal und wird kleiner je weiter man sich von der Spule entfernt. Die minimale Stärke  $B_{\min}$  erreicht es in der Analysierebene, welche sich in der Mitte des Spektrometers befindet. Variiert werden kann die Stärke des Magnetfeldes durch den Strom, der durch die Magnete fließt. Zudem sind die Luftspulen wichtig für die Einstellung des Magnetfelds in und um die Analysierebene. Das Spektrometer liegt auf einem hohen negativen Potenzial, wohingegen das Strahlrohr bei den Spulen auf Masse liegt. So wird das retardierende Potenzial vom Massenpotenzial hin zur Analysierebene immer größer, bis es dort sein Maximum erreicht und dann zur zweiten Spule hin wieder kleiner wird. Die detaillierte Einstellung des Potenzials erfolgt mithilfe eines zusätzlichen Elektrodensystems im Innern des Spektrometers, welches zur Abschirmung von außen und den geladenen Teilchen dient, welche von den Spektrometerwänden kommen. Das Elektrodensystem besteht aus einer doppelten Drahtschicht, dessen Potenzial negativer als das des Spektrometers ist.



Abbildung 3: Schematische Darstellung des Hauptspektrometers, in welchem die von supraleitenden Magneten erzeugten Magnetfeldlinien eingezeichnet sind. Beispielhaft für die oberste Feldlinie ist die Zyklotronbewegung des Elektrons dargestellt. Unterhalb des Spektrometers ist die Ausrichtung des Elektronenimpulses zu sehen [10].

Die kinetische Energie E der in das Spektrometer eintretenden Elektronen spaltet sich nun in zwei Komponenten auf. Die longitudinale Komponente  $E_{\parallel}$  zeigt in Richtung der Feldlinien und führt zu einer Bewegung entlang der Magnetfeldlinien, wohingegen die transversale Komponente  $E_{\perp}$  zu einer Drehung um die Magnetfeldlinien führt, wodurch die Elektronen auf eine Zyklotronbahn gedrängt werden. Beide Komponenten können über den Polarwinkel der Elektronenimpulse relativ zu den Magnetfeldlinien beschrieben werden, d.h.

$$E_{\perp} = E \cdot \sin^2 \theta \quad \text{und} \quad E_{\parallel} = E \cdot \cos^2 \theta.$$
 (2)

Dabei beschreibt  $\theta$  den Winkel zwischen dem Impuls des Elektrons und dem Magnetfeld. Durch die spezielle Form des magnetischen und elektrischen Feldes kann die Bewegung der Elektronen als adiabatisch angenommen werden, da die relative Änderung der magnetischen Feldstärke während der Zyklotronbewegung klein ist und das magnetische Moment  $\mu$  sowie die gesamte kinetische Energie der Elektronen erhalten bleibt, wie in Gleichung (3) dargestellt:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad \text{für} \quad \left| \frac{1}{B} \frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}z} \right| \ll \frac{\omega_c}{v_{\parallel}}.$$
 (3)

Dabei beschreibt  $\omega_c$  die Zyklotronfrequenz des Elektrons, *B* die magnetische Feldstärke, *z* die Richtung und  $v_{\parallel}$  die longitudinale Geschwindigkeit des Elektrons in die Richtung der Magnetfeldlinien. Da das Magnetfeld in Richtung der Analysierebene kleiner wird, reduziert sich auch die transversale Energie, weshalb die parallele Komponente  $E_{\parallel}$  aufgrund der Energieerhaltung größer wird. Daher kommt es zu einer Kollimation des Elektronenstrahls. Dies ist wichtig, da durch das retardierende Potenzial nur die longitudinale Energiekomponente analysiert werden kann. Um somit eine bestmögliche Auflösung zu erzielen, sollte in der Analysierebene das Magnetfeld minimal und das retardierende Potenzial maximal sein.

Die Transmissionsbedingung eines Elektrons mit der Ladung q, welches das Spektrometer mit der Energie  $E_0$  und dem Steigungswinkel  $\theta_0$  erreicht, und dem retardierenden Potenzial  $U_{\text{ana}}$  ist in Gleichung (4) [10] dargestellt.

$$|qU_{\rm ana}| < E_{\parallel} = E_0 \left( 1 - \sin^2(\theta_0) \frac{B_{\rm min}}{B_{\rm max}} \right) \tag{4}$$

Damit können also nur Elektronen mit einer genügend großen longitudinalen Komponente die Analysierebene passieren. Danach werden diese hin zum Ausgang des Spektrometers erneut beschleunigt. Die Energieauflösung des MAC-E Filters für eine isotrope Quelle ergibt sich aus der Transmissionsbedingung unter der Annahme, dass die kinetische Energie am Spektrometereingang vollständig durch die Zyklotronkomponente bestimmt wird, d.h.  $\theta_0 = 90^{\circ}$  ist. Physikalisch entspricht sie der verbleibenden transversalen Energie in der Analysierebene nach der Impulskollimation des Elektronestrahls, d.h.

$$\Delta E = E_{\perp}^{\max} = E_0 \frac{B_{\min}}{B_{\max}}.$$
(5)

Dabei entspricht  $\Delta E$  der Breite der Transmissionsfunktion für eine bestimmte kinetische Energie  $E_0$ . Damit hängt die Form der Transmissionskurve auf der Achse nur von dem Verhältnis der maximalen und minimalen Magnetfeldstärke ab. Für eine isotrop emittierende Quelle am Eingang des Spektrometers mit der maximalen Magnetfeldstärke  $B_{\text{max}}$ gilt dann für die Transmissionsfunktion [11]:

$$T(E_0, qU_{\text{ana}}) = \begin{cases} 0 & , \text{für } E_0 < qU_{\text{ana}} \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{E_0 - qU_{\text{ana}}}{e_0} \frac{B_{\text{max}}}{B_{\text{min}}}} & , \text{für } E_0(1 - \frac{B_{\text{min}}}{B_{\text{max}}}) \le qU_{\text{ana}} \le E_0 \\ 1 & , \text{für } qU_{\text{ana}} \le E_0(1 - \frac{B_{\text{max}}}{B_{\text{min}}}) \end{cases}$$
(6)



Abbildung 4: Darstellung der Transmissionsfunktion für zwei unterschiedliche Quellen. Für eine isotrope Quelle ergibt sich der rote Graph, bei welchem die Transmission bis zum maximalen Steigungswinkel ansteigt und danach aufgrund der magnetischen Reflexion konstant ist. Die Transmissionsfunktion einer winkelselektiven monoenergetischen Elektronenquelle mit fester Winkel- und Energieverteilung entspricht einer Stufenfunktion (in blau eingezeichnet) [12].

Dargestellt ist die Transmissionsfunktion des Hauptspektrometers für Elektronen nahe dem Endpunkt grafisch in Abbildung 4. Für eine isotrope Quelle ergibt sich die in rot eingezeichnete Kurve. Die magnetische Reflexion führt dabei zu dem eingezeichneten Plateau. Betrachtet man hingegen die Transmissionsfunktion einer winkelselektiven monoenergetischen Elektronenquelle mit fester Winkel- und Energieverteilung, so ergibt sich die in blau eingezeichnete Kurve. Diese entspricht einer Stufenfunktion. Da die kinetische Energie auf einer kleinen Breite von Null verschieden ist, verbreitet sich die Stufenfunktion. Damit kann diese durch eine Fehlerfunktion angenähert werden. Die Verschiebung der Transmissionsfunktion innerhalb der Energieauflösung des Spektrometers kann durch unterschiedliche Plattenwinkel relativ zum Magnetfeld erklärt werden.

#### 2.4 Die winkelselektive Elektronenquelle

Will man nun Kalibrierungsmessungen durchführen oder systematische Effekte wie den Energieverlust von Elektronen auf ihrem Weg durch die Quelle untersuchen, so werden Elektronen mit definierten kinetischen Energien und Streuwinkeln benötigt. Erzeugt werden können diese beispielsweise mit einer winkelselektiven monoenergetischen Elektronenquelle, welche im Folgenden genauer beschrieben wird.

Das Konzept der Elektronenquelle basiert auf dem photoelektrischen Effekt. Bei diesem werden Elektronen aus einer Metalloberfläche durch Lichteinstrahlung herausgelöst. Die mittlere Energie der herausgelösten Elektronen kann näherungsweise über die Gleichung (7) bestimmt werden:

$$E_{\rm e} = E_{\gamma} - \Phi = \frac{hc}{\lambda} - \Phi. \tag{7}$$

Wird also ein Photon mit gegebener Wellenlänge  $\lambda$  absorbiert, so überträgt es die Energie  $E_{\gamma} = hc/\lambda$  auf das Elektron, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit beschreibt. Wenn die Photonenenergie größer als die Austrittsarbeit  $\Phi$  ist, so wird das Elektron mit der Energie  $E_{\rm e}$  emittiert. Die Austrittsarbeit ist dabei stark von dem Material und der Struktur der Oberfläche abhängig.

Die für das KATRIN-Experiment verwendete Elektronenquelle ist schematisch in Abbildung 5 dargestellt. Diese besteht aus einer vorderen und einer hinteren Platte. Auf der hinteren Platte befindet sich die Goldschicht mit einer Dicke von 30 nm [10]. Die vordere Platte, mit einer Öffnung für die Elektronen, ist parallel zur hinteren Platte angebracht und vor dem Emissionsfleck montiert. Durch eine Potenzialdifferenz zwischen den Platten wird ein elektrisches Feld senkrecht zur Photokathode erzeugt. Das UV-Licht mit einer variablen Wellenlänge wird über eine optische Faser an die Goldoberfläche geleitet, wodurch die Austrittsarbeit des Photokathodenmaterials beeinflusst wird.

Zudem kann der gesamte Aufbau gegen das Magnetfeld gekippt werden, um definierte Steigungswinkel zu erzeugen. Wenn zwischen den Platten und dem Magnetfeld kein Winkel vorliegt, ist der endgültige Steigungswinkel der Elektronen am Anfang des Spektrometers minimal. Durch Kippen der Platten gegenüber dem Magnetfeld können verschiedene Steigungswinkel erreicht werden. Dies führt zu einer Erhöhung der transversalen kinetischen Energie der Elektronen und zu einer ausladenderen Zyklotronbewegung.



Drift cage with  $U_{\text{back}} + U_{\text{acc}}$ 

Abbildung 5: Schematische Darstellung der winkelselektiven, hochenergetischen Elektronenquelle. Diese besteht aus zwei parallelen Platten, zwischen welchen eine Potenzialdifferenz  $U_{\rm acc} = U_{\rm front} - U_{\rm back}$  herrscht, wodurch die erzeugten Photoelektronen an der Photokathode nicht-adiabatisch beschleunigt werden. Zudem ist diese um den Winkel  $\alpha$ gegen das magnetische Feld relativ zur z-Achse, die im Allgemeinen nicht mit der Richtung der Feldlinie übereinstimmt, kippbar [12].

Die anfängliche kinetische Energie der Photoelektronen wird durch die Energie der UV-Photonen, der Austrittsarbeit der Goldoberfläche und der Energieverteilung von Elektronen nahe dem Fermi-Niveau von Gold bestimmt. Die Verteilung der anfänglichen kinetischen Energien führt zu einer Verbreiterung der Transmissionsfunktion und hat einen möglichen Einfluss auf die Winkelverteilung der Elektronen. Die hintere Platte mit einem negativen Potenzial von  $U_{\text{back}}$  bestimmt hauptsächlich die kinetische Energie des erzeugten Elektrons  $E_{\text{kin}} = qU_{\text{back}}$ , da das elektrische Feld gegenüber der Startenergie der Elektronen dominiert. Die Elektronen werden somit durch das elektrische Feld beschleunigt, welches durch die Spannungsdifferenz

$$U_{\rm acc} = U_{\rm front} - U_{\rm back} \tag{8}$$

zwischen den beiden Elektroden entsteht.  $U_{\rm front}$  entspricht dabei der angelegten Spannung an der vorderen Platte und  $U_{\rm back}$  der angelegten Spannung der hinteren Platte. Nachdem die Elektronen durch die vordere Platte geflogen sind, werden sie durch drei zylinderförmige Nachbeschleunigungselektroden in der Vakuumröhre auf ihre endgültige Energie beschleunigt. Nach Verlassen der Nachbeschleunigungselektroden kann die Elektronenbewegung als adiabatisch betrachtet werden.

Beschrieben werden kann die Bewegung der erzeugten Elektronen im elektromagnetischen Feld durch die Lorentzkraft

$$\vec{F}_{\rm L} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \tag{9}$$

In der anfänglichen Beschleunigungsphase dominiert somit das elektrische Feld, wodurch die Elektronen eine große Menge an kinetischer Energie gewinnen. Die Beschleunigung ist zu diesem Zeitpunkt also noch nicht adiabatisch. Ist der Plattenwinkel der Elektronenquelle zusätzlich noch größer als Null, so erhält die Elektronenenergie eine axiale und transversale Komponente, und damit einen Steigungswinkel. Nach der anfänglichen Beschleunigungsphase können die Elektronen die vordere Platte durch ein kleines Loch durchqueren. Da die Geschwindigkeit der Elektronen immer weiter zunimmt und das elektrische Feld dabei abnimmt, wird die Bewegung der Elektronen dann durch das Magnetfeld bestimmt. Gewinnt der magnetische Anteil der Lorentzkraft an Bedeutung, so fängt das Elektron an um die Magnetfeldlinien des Spektrometers zu kreisen und wird so auf die Zyklotronbahn gedrängt. Die Überschussenergie der Elektronen

$$q\Delta U = q(U_{\text{back}} - U_{\text{spec}}) \tag{10}$$

in der Analysierebene entspricht der verbleibenden verfügbaren Energie, um das retardierende Potenzial des Spektrometers zu überwinden. Dabei bezeichnet  $U_{\rm spec}$  die Spektrometerspannung.

## 2.5 Ausgangspunkt der bisherigen Analysen

In den durchgeführten Messungen treten systematische Effekte auf, welche zum Beispiel die Messungen mit der Elektronenquelle bei der Ratenbestimmung beeinflussen. Die Effekte im Zusammenhang mit der Untergrundrate und der *pile-up*-Korrektur werden im späteren Verlauf (Kapitel 3.3 und Kapitel 5.2) näher untersucht und aus diesem Grund zuvor einmal erläutert.

- Untergrundrate: Bei den Messungen kann nicht vollständig verhindert werden, dass Tritiumionen zur Elektronenquelle hin propagieren. Geschieht dies, so kann das Tritium innerhalb des Beschleunigungsfeldes der Elektronenquelle zerfallen. Die dabei entstehenden Ionen werden dann zur Photokathode hin beschleunigt und lösen dort Sekundärelektronen heraus, welche die gleiche Energie wie die Photoelektronen haben. Die Untergrundelektronen unterscheiden sich dann nur in ihrer anfänglichen Energieverteilung und der Emissionsmultiplizität von den Photoelektronen [6]. Die Untergrundereignisse verursachen außerdem einen größeren *pile-up*-Effekt im Vergleich zu einem einzelnen Elektron. Zusätzlich treten auch noch bei einer leeren Quelle ohne Tritium Untergrundraten auf, welche durch Restgase oder Feldemissionen anderer Komponenten entstehen.
- *pile-up*-Korrektur: Der Detektor ist darauf optimiert, Elektronenraten von der Größenordnung 10 kcps pro Pixel zu detektieren. Aufgrund der hohen Elektronenrate der Elektronenquelle und der Verwendung eines einzelnen Pixels bei den Messungen treten vermehrt *pile-up*-Effekte auf. Die Flugzeit der Elektronen ist dabei einerseits von dem retardierenden Potenzial und andererseits von dem Energieverlust durch die Streuung innerhalb der fensterlosen gasförmigen Quelle abhängig. Bei einer Messung wird die Zeitdifferenz zweier Elektronen aus dem gleichen Puls in Abhängigkeit von der überschüssigen Energie aufgenommen. Ist die Zeitdifferenz der Elektronen jedoch zeitlich nah beieinander, so werden sie zusammen als ein Event detektiert (entsprechend mit höherer Energie). Die Ereignismultiplizität beschreibt dabei die Anzahl der Elektronen innerhalb desselben Detektorevents. Da die Peaks für verschiedene Multiplizitäten überlappen, können diese nicht einfach abgeschätzt werden. Beispielhaft dargestellt ist ein Energiespektrum in Abbildung 6. In diesem sind die einzelnen Peaks mit den unterschiedlichen Multiplizitäten gekennzeichnet. Bisher wird das Spannungsintervall (Region of Interest) des ersten einzelnen auftreffenden Elektrons bestimmt. Die Positionen der höheren Peaks werden dann durch die Multiplikation dieses Wertes mit der jeweiligen Multiplizität berechnet.

Wie man sieht kommt es jedoch zu Überlappungen der einzelnen Peaks, wodurch die theoretische Beschreibung deutlich komplizierter wird. Außerdem muss zur konkreten Beschreibung die Form der Peaks bekannt sein. Eine neue Methode, welche zur Beschreibung des *pile-up*-Effektes entwickelt wurde, wird im Kapitel 3.3 näher erläutert.



Abbildung 6: Aufgenommenes Energiespektrum aus einer integralen Messung. Die bei den unterschiedlichen Multiplizitäten auftretenden Peaks sind in rot gekennzeichnet [5].

## 2.6 Extraktion der Daten

Die im weiteren Verlauf analysierten Daten werden über die Software EgunTools<sup>2</sup> [5] ausgelesen. Dabei können verschiedene Skripte verwendet werden, je nachdem welche Messungen ausgewertet werden sollen. Die Verarbeitung der Daten ist in allen Fällen jedoch identisch, es unterscheidet sich lediglich die Darstellung der ausgelesenen Daten. Die Messungen werden dabei mit Run-Nummer durchnummeriert und in KTF-Dateien gespeichert. Außerdem können bei der Eingabe verschiedenen Parameter festgelegt werden, welche die Daten auf eine unterschiedliche Art auswerten:

- Der Parameter *energy* legt die Position des ersten Elektronen-Peaks fest. Bei der folgenden Auswertung wird dieser auf 28000 gesetzt.
- Mit *npeaks* kann die Anzahl der Multipeaks festgelegt werden, welche bei der Ratenschätzung mit berücksichtigt werden sollen. In der weiteren Analyse werden sieben Multiplizitäten mit betrachtet. Zusätzlich wird in Kapitel 3.3 der Einfluss zweier unterschiedlich eingestellter Parameter untersucht.
- *fmin* beziehungsweise *fmax* legen die Intervallgrenzen fest, womit die Anzahl der betrachteten Datenpunkte variiert werden kann. Im Allgemeinen wird dieser Parameter auf *default* gesetzt, damit alle Datenpunkte ausgelesen werden.
- Zudem kann mit dem Parameter *normalize* die Rate automatisch normiert werden. Da dies in der Auswertung jedoch explizit durchgeführt wird, wie im Kapitel 3.2 dargestellt, kann der Parameter auf *default* gesetzt werden.

 $<sup>^{2}</sup> https://nuserv.uni-muenster.de:8443/katrin-git/EgunTools$ 

## 3 Untersuchung der Transmissionsfunktion der Elektronenquellen

Bisher wurde die Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen innerhalb des Hauptspektrometers mathematisch nur für eine isotrope Quelle beschrieben (siehe Gleichung (6)). Da die folgenden Messungen jedoch bei diskreten, kleinen Winkelverteilungen durchgeführt wurden, wird im Kapitel 3.1 zuerst die analytische Beschreibung erläutert und anhand einer Beispielmessung die Anpassung der Datenpunkte durch die Fehlerfunktion dargestellt. Dies ist wichtig, da die Transmissionsfunktion Informationen zur Charakterisierung der Elektronen besitzt, welche zum Beispiel aus der Position oder der Breite der Transmissionsfunktion gewonnen werden. Anschließend werden im Kapitel 3.2 die Eigenschaften der Transmissionsfunktion für verschiedene Wellenlängen und im Kapitel 3.3 unterschiedliche *pile-up*-Modelle untersucht, um deren Auswirkungen beurteilen zu können.

#### 3.1 Darstellung einer Transmissionsfunktion der winkelselektiven Elektronenquelle

Die Transmissionsfunktion  $T(E, \theta)$  der winkelselektiven Elektronenquelle beschreibt die Transmissionswahrscheinlichkeit eines Elektrons mit einem gegebenen Winkel  $\theta$  und einer bestimmten Überschussenergie E. Gemessen wird diese, indem die Elektronenrate am Detektor gemessen wird, während die betragsmäßige Spannung an der hinteren Platte der Elektronenquelle und damit die Elektronenenergie schrittweise erhöht wird. Analytisch wird die Transmissionsfunktion  $T(E, \theta)$  durch die integrierte Energieverteilung [13] beschrieben:

$$T(E, U_{\rm ana}) = \dot{N}_0 \cdot \int_E^\infty \eta(\varepsilon) \int_0^{\theta_{\rm max}(\varepsilon, U_{\rm ana})} \zeta(\theta) d\theta d\varepsilon + \dot{N}_{\rm b}.$$
 (11)

Hierbei beschreibt  $\dot{N}_0$  die Rate der Elektronenquelle,  $\dot{N}_b$  den experimentellen Untergrund, E die Startenergie der Elektronen,  $U_{\rm ana}$  das retardierende Potenzial in der Analysierebene des Hauptspektrometers,  $\eta(E)$  die theoretische Energieverteilung und  $\zeta(\theta)$  die Winkelverteilung. Die Elektronen können nur transmittiert werden, wenn die longitudinale Komponente der Elektronenenergie in der Analysierebene größer als  $U_{\rm ana}$  ist, wobei dann der maximal transmittierbare Steigungswinkel nach [13] gegeben ist als

$$\theta_{\max}(E, U_{\text{ana}}) = \begin{cases} 0 , \text{für } E < U_{\text{ana}} \\ \arcsin\left(\sqrt{\frac{E}{U_{\text{ana}}} \frac{2}{\gamma + 1} \frac{B_{\text{start}}}{B_{\min}}}\right) , \text{für } E > U_{\text{ana}} \end{cases},$$
(12)

mit dem relativistischen  $\gamma$ -Faktor [15]

$$\gamma = \frac{E}{m_e} + 1. \tag{13}$$

Diese analytische Beschreibung bezieht nun alle relevanten Effekte in das Modell mit ein, wie zum Beispiel die Veränderung des Steigungswinkels bei einer nicht adiabatischen Kollimation. Die asymmetrische Energieverteilung  $\eta(E)$  wird über eine generalisierte Normalverteilung [13] beschrieben

$$\eta(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{cases} \frac{1}{\alpha_E} \cdot e^{-\frac{(E-\hat{E})}{2\alpha_E^2}} , & \text{für } \kappa = 0\\ \frac{1}{\alpha_E - \kappa(E-\hat{E})} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2\kappa} \ln\left[1 - \kappa\frac{E-\hat{E}}{\alpha_E}\right]^2\right) , & \text{für } \kappa \neq 0 \end{cases}, \quad (14)$$

mit der mittleren Energie  $\hat{E}$  und der Energiebreite  $\alpha_E$ . Die Asymmetrie wird dabei über den Parameter  $\kappa$  gekennzeichnet, wobei für  $\kappa = 0$  eine symmetrische Normalverteilung vorliegt. Bei  $\kappa > 0$  ist die Funktion limitiert durch  $E = [0, \hat{E} + \frac{\alpha_E}{\kappa}]$ . In diesem Zusammenhang muss noch erwähnt werden, dass die Beschreibung der Energie- und Winkelverteilung empirisch erfolgt und nicht die physikalischen Prozesse dahinter widerspiegelt. Die Breite  $\alpha_E$  kann zudem noch in eine Energieverteilung  $\sigma_E$  [13] umgerechnet werden:

$$\sigma_E = \frac{\alpha_E}{\kappa} \cdot \sqrt{e^{\kappa^2} \cdot (e^{\kappa^2} - 1)}.$$
(15)

Außerdem kann die Winkelverteilung durch zwei Normalverteilungen [13] modelliert werden:

$$\xi(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \left[ \exp\left(-\frac{(\theta - \hat{\theta})^2}{2\sigma_{\theta}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(\theta + \hat{\theta})^2}{2\sigma_{\theta}^2}\right) \right],\tag{16}$$

wobei  $\hat{\theta}$  den mittleren Winkel und  $\sigma_{\theta}$  die Winkelverteilung an der Elektronenquelle beziehungsweise im Magnetfeld der Elektronenquelle beschreibt.

Der Plattenwinkel der Elektronenquelle kann zusätzlich noch als sehr klein angenommen werden, wodurch eine empirische Beschreibung der Transmissionsfunktion möglich ist. Die einfachste Methode wird mathematisch durch die Normalverteilung erreicht. Aufgrund des verwendeten MAC-E-Filters, muss die Verteilung zusätzlich noch integriert werden. Für die Fitfunktion ergibt sich dann die in Gleichung (17) [14] dargestellte Beschreibung

$$F(x) = \frac{1}{2} \left( 1 + erf\left(-\infty, \frac{x - x_0}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right) + c, \tag{17}$$

mit der gaußschen Fehlerfunktion

$$erf(a,b) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_a^b e^{-x^2} dx \tag{18}$$

und der Position der Transmissionsfunktion  $x_0$ , sowie der Breite  $\sigma$ . Die verwendete Fitfunktion ist somit deutlich simpler als die analytische Transmissionsfunktion, da zum Beispiel die Winkelverteilung vernachlässigt wird. Dies ist möglich, da nur eine empirische Beschreibung der Daten erwünscht ist.

Abbildung 7 zeigt eine exemplarische Transmissionsfunktion, gemessen mit der neuen Elektronenquelle, und einer Fehlerfunktion als Fitfunktion. Die Rate wird hierbei in Abhängigkeit der unkorrigierten Überschussenergie dargestellt. Diese ist, wie in Gleichung (19) dargestellt, definiert als die Differenz aus der Spannung der inneren Elektroden (IE) und der Spannung der hinteren Platte der Elektronenquelle:

$$Uberschussenergie = U_{IE} - U_{hin. Platte}$$
(19)

Die Überschussenergie sowie ihre Unsicherheit kann automatisch aus den Daten mit ausgelesen werden.

Die erhaltene Breite von  $\sigma = (104, 7 \pm 0, 5)$  mV bei einer Elektronenenergie von 18,6 keV liegt innerhalb des Fehlerrahmens von  $\sigma = 200$  mV [14]. Außerdem liegt die mittlere Position der Transmissionsfunktion bei 2,  $3083 \pm 0,0005$  V und ist somit verschoben von der Nullposition. Ein Grund dafür ist zum Beispiel die einstellungsabhängige Potenzialabsenkung in der Analysierebene oder auch die mittlere Startenergie der Elektronen vor der Beschleunigung, also nach dem Austritt aus der Photokathode. Für die Verteilung der Residuen sind in dem Bereich von etwa 2,5 V leichte Strukturen erkennbar. Bei höheren beziehungsweise niedrigeren Spannungen werden die Abweichungen des Modells in beiden Fällen größer. Dies liegt, wie zuvor bereits erwähnt, an der empirischen Beschreibung durch die Fehlerfunktion, welche die Transmissionsfunktion nicht perfekt wiedergibt, aber bereits eine ausreichend genaue Näherung ist.



Abbildung 7: In der oberen Grafik ist die Transmissionsfunktion mit der Runnummer 72636 dargestellt, welche bei einem Magnetfeld von einem Gauß, einem Motorwinkel von 6,36 mm, einer Spektrometerspannung von -18,6 kV und einer Wellenlänge von 270 nm aufgenommen wurde. Die untere Grafik stellt das zu den Datenpunkten zugehörige Residuum dar.

Im Idealfall sollte die Transmissionsfunktion für einen wirklich monoenergetischen Elektronenstrahl, in dem alle Elektronen nur einen Winkel haben, durch eine Stufenfunktion beschrieben werden können. Wie man sieht, ist dies in der Praxis jedoch nicht der Fall. Die Gründe dafür liegen unter anderem in einem endlichen Winkelintervall, welches durch die Inhomogenität des elektrischen und magnetischen Feldes an der Quelle entsteht. Außerdem ist die Startenergie der Elektronen nicht scharf definiert, sondern wird durch eine endlich große Verteilung beschrieben. Dies liegt an der Photonenenergie, welche größer als die Austrittsarbeit ist, wodurch die Elektronen je nach Energieniveau im Festkörper eine Startenergie zwischen 0 eV und  $E_{\gamma} - \Phi$  erhalten. Damit ergibt sich dann eine unsymmetrische Energieverteilung. Diese Effekte führen zu einer Verbreiterung der gaußschen

Anpassung, welche im Bereich von 0,2 eV [18] liegt. Zuletzt treten auch noch Abweichungen durch elektronisches Rauschen zwischen der hinteren Platte und dem Spektrometer auf.

Informationen aus der Transmissionsfunktion, wie die mittlere Position oder die Breite, werden durch eine Anpassung an die Datenpunkte gewonnen. Dabei erhält man einerseits über die Position der Transmissionsfunktion Informationen über das Potenzial des Spektrometers und andererseits ist die Breite der Transmissionsfunktion für die Energieverlustund Säulendichtemessungen wichtig.

Um im nächsten Schritt zu betrachten inwieweit die Anpassung mit den gewonnenen Datenpunkten übereinstimmt, kann das Residuum  $\sigma$  verwendet werden. Berechnet wird dieses, wie in Gleichung (20) dargestellt, aus der Differenz des Datenpunktes x und dem Modell  $x_{\text{model}}$ , welche zusätzlich noch mit dem Fehler des aufgenommenen Datenpunktes  $x_{\text{fehler}}$  normiert ist. In diesem Fall ergibt sich der Fehler aus der Standardabweichung der gemessenen Rate, welche aus den Daten mit ausgelesen werden kann.

$$\sigma = \frac{x - x_{\text{model}}}{x_{\text{fehler}}} \tag{20}$$

Um nun eine Aussage über die Güte der Anpassung treffen zu können, wird der in Gleichung (21) dargestellte reduzierte  $\chi^2$ -Wert verwendet. Dabei wird zuerst für jeden Messung das Residuum berechnet und danach werden alle quadrierten Residuen miteinander addiert. Gewichtet wird das Ergebnis zum Schluss noch mit der Anzahl der Freiheitsgrade, welche sich aus der Differenz zwischen der Anzahl an Messpunkten N und der Anzahl an Fitparametern  $N_{\text{Fit}}$  ergibt.

$$\chi^2_{\text{red.}} = \frac{\sum_{n=1}^N \sigma_n^2}{\# \text{Freiheitsgrad}} \quad \text{mit} \quad \# \text{Freiheitsgrad} = N - N_{\text{Fit}}$$
(21)

Die Anzahl der Freiheitsgrade wird dabei durch die freien Parameter der Anpassung bestimmt. Da die Anpassung in diesem Fall an 55 verschiedene Messwerte geplottet wird und die Funktion vier freie Parameter besitzt, ergeben sich 51 Freiheitsgrade. Insgesamt ergibt sich daraus ein reduzierte  $\chi^2$ -Wert von 2,1445. Optimal wäre ein reduzierter  $\chi^2$ -Wert von eins, bei welchem die Datenpunkte vom Modell im Rahmen der Fehler abweichen. In diesem Fall ist der reduzierte  $\chi^2$ -Wert jedoch mehr als doppelt so groß, weshalb die Fitfunktion eigentlich geändert werden müsste. Im Rahmen dieser Arbeit reicht die Beschreibung über die Fehlerfunktion jedoch aus.

#### 3.2 Wellenlängenabhängigkeit der Transmissionsfunktion

Im nächsten Schritt kann nun die Abhängigkeit der Transmissionsfunktion von der Wellenlänge untersucht werden. In diesem Zusammenhang werden für vier unterschiedliche Wellenlängen die Transmissionsfunktionen aufgenommen, welche wie zuvor beschrieben, ausgewertet werden. Dargestellt sind diese in Abbildung 8, wobei die Transmissionsfunktionen auf die maximale Rate normiert sind.

Um in diesem Fall die Verschiebung der Transmissionsfunktion betrachten zu können, werden die Spannungen der hinteren Platte der Elektronenquelle wie in Gleichung (22) dargestellt umgerechnet. Von der in Gleichung (19) erhaltenen Überschussenergie wird dabei zusätzlich noch die Potenzialabsenkung abgezogen, welche von der Einstellung des Magnetfeldes abhängig ist.

$$U_{\text{retard. Energie}} = U_{\text{Überschussenergie}} - U_{\text{Pot.absenkung}}$$
 (22)

Da die Potenzialabsenkung mit einer eigenen Unsicherheit behaftet ist, muss diese zusätzlich in die Fehlerrechnung mit einbezogen werden. Die Unsicherheit der Spannung ergibt sich dabei über die partiellen Ableitungen in der Fehlerfortpflanzung. Die Transmissionsfunktionen wurden in diesem Fall bei einem Magnetfeldsetting von einem Gauß aufgenommen, d.h. von der Überschussenergie muss eine Potenzialabsenkung von  $U_{\text{Pot.absenkung}} = (-2, 323 \pm 0, 021) \text{ eV}^3$  abgezogen werden.



Abbildung 8: Aufgenommener Ausschnitt von vier Transmissionsfunktionen für verschiedene Wellenlängen, normiert auf die jeweilige maximale Rate. Verwendet werden die Runs 72636, 72638, 72640 und 72642 bei einem Magnetfeldsetting von einem Gauß, einem Motorwinkel von 6,36 mm und einer Spektrometerspannung von -18,6 kV. Die Anpassung erfolgt für alle vier Messungen durch die Fehlerfunktion.

Betrachtet man die aufgenommenen Transmissionsfunktionen, so ergeben sich die in Tabelle 1 gezeigten mittleren Positionen und Breiten der Transmissionsfunktionen.

Zu sehen ist, dass die mittlere Position der Transmissionsfunktion mit steigender Wellenlänge hin zu kleineren Retardierungsenergien wandert. Dies kann durch das Verhalten der Elektronenquelle erklärt werden. Da die Photonenenergie mit steigender Wellenlänge immer kleiner wird, besitzen die herausgelösten Elektronen im Mittel weniger Energie. Damit die Elektronen dann die Analysierebene passieren können, benötigen diese eine höhere Beschleunigungsspannung, welche durch eine höhere Spannung an der hinteren Platte erreicht wird. Dies entspricht wiederum einer kleineren retardierenden Energie, weshalb die mittlere Position der Fehlerfunktion bei einer größeren Wellenlänge bei kleineren re-

 $<sup>{}^3</sup>GlobalKNM3Simulation-PeriodSummary\_Jul2020b\_32000V\_1.0G-000001.ktf$ 

Tabelle 1: Erhaltene mittlere Position, Breite und reduziertes  $\chi^2$  der vier dargestellten Transmissionsfunktionen aus der Anpassung mit der Fehlerfunktion für die Runs 72636, 72638, 72640 und 72642 aus der Abbildung 8.

Wellenlänge (nm)	Mittlere Position (eV)	Breite (eV)	Reduziertes $\chi^2$
270	$-0,0147 \pm 0,0005$	$0,1047 \pm 0,0005$	$2,\!15$
275	$-0,0532\pm 0,0006$	$0,0910 \pm 0,0007$	$2,\!26$
280	$-0,0880\pm 0,0009$	$0,081\pm0,001$	$2,\!60$
285	$-0,123 \pm 0,001$	$0,079\pm0,002$	$1,\!66$

tardierenden Energien liegt. Andererseits sinkt die Breite der Transmissionsfunktion mit steigender Wellenlänge. Dies liegt an dem Energieintervall der herausgelösten Photoelektronen. Wird die Photonenenergie kleiner, so wird auch die Differenz zwischen der Energie der Photonen und der Austrittsarbeit kleiner und damit letztendlich auch die Energiebreite.

Bei Testmessungen mit einer anderen Elektronenquelle konnte bei der Erniedrigung der Wellenlänge von 272,4 nm zu 282,4 nm eine Verschiebung der Transmissionsfunktion von 0,74 eV zu einer kleineren Überschussenergien von 0,61 eV und eine Reduktion der Breite von 0,22 eV zu 0,19 eV beobachtet werden [13].

Bisher nicht berücksichtigt wurde die Abhängigkeit der Lichtintensität der LDLS von der Wellenlänge. Um diese nun in die Rate mit einzubeziehen, werden die gemessenen Raten, wie in Gleichung (23) dargestellt, mit der gemessenen Lichtintensität korrigiert, wobei die ausgelesene Rate r mit dem Verhältnis der Lichtintensität L und deren Mittelwert  $\overline{L}$  multipliziert wird.

$$\mathbf{E} = \frac{r}{L} \cdot \overline{L} \tag{23}$$

Die dabei erhaltene Unsicherheit der Rate kann mithilfe der partiellen Ableitungen aus der Fehlerfortpflanzung gewonnen werden, dargestellt ist die zugehörige Rechnung in Gleichung (24).

$$u(E) = \sqrt{\left(\frac{\overline{L}}{L}u(r)\right)^2 + \left(\frac{r \cdot \overline{L}}{L^2}u(L)\right)^2 + \left(\frac{r}{L}u(\overline{L})\right)^2}$$
(24)

Die Unsicherheit der Rate u(r) sowie die Unsicherheit der Lichtintensität u(L) können aus den Datenpunkte gewonnen werden. Die Unsicherheit der mittleren Lichtintensität ergibt sich hingegen aus der Standardabweichung, d.h.

$$u(\overline{L}) = \sqrt{\sum_{n=1}^{N} \frac{(L - \overline{L})^2}{n}}.$$
(25)

Dabei beschreibt N die Anzahl der Datenpunkte. Um den Einfluss der Korrektur beurteilen zu können, wird das Verhältnis der korrigierten und unkorrigierten Transmissionsfunktion betrachtet. Dargestellt ist dieses für vier verschiedene Wellenlängen in Abbildung 9. Zu erwähnen ist in diesem Zusammenhang, dass nur Bereiche zwischen einer Spannung der hinteren Platte von -198,2 V bis -197,5 V (gleichbedeutend mit einer retardierenden Energie von -0,04 eV bis 0,68 eV) betrachtet werden, da sich in diesem Bereich die Zahl der Ereignisse verändert. Die Lichtintensität ist dabei für alle vier Wellenlängen über die Zeit konstant.



Abbildung 9: Verhältnis der unkorrigierten ausgelesenen Rate und der mithilfe der Lichtintesität korrigierten Rate der Transmissionsfunktion für unterschiedlich eingestellte Wellenlängen. Verwendet werde dabei die Runs 72636, 72638, 72640 und 72642. Die Datenpunkte werden dabei mit einem linearen Fit angepasst.

Um die Abhängigkeit des Ratenverhältnisses von der Retardierungsenergie zu bestimmen, werden die Daten jeweils linear gefittet. Die Parameter der Geradengleichungen sowie die Unsicherheiten sind in Tabelle 2 aufgelistet.

Die Steigungen sind, abgesehen für die Transmissionsfunktion aufgenommen bei 280 nm, unter ihren Unsicherheiten mit Null verträglich. Zudem ergibt sich für alle vier Transmissionsfunktionen ein y-Achsenabschnitt von eins. Damit hat diese Korrektur keinen zu berücksichtigenden Einfluss auf die Auswertung der Transmissionsfunktion und die im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Daten sind mit den zuvor aufgenommenen Werten vergleichbar.

Tabelle 2: Für die Runs 72636, 72638, 72640 und 72642, welche bei vier unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommen wurden, wird das Verhältnis von der ausgelesenen Rate und der korrigierten Rate durch die Lichtintensität gebildet. Durch diese wird eine Geradengleichung gelegt. Die Steigung sowie der y-Achsenabschnitt sind mit ihren Unsicherheiten in der Tabelle dargestellt.

Wellenlänge (nm)	Steigung $(1/eV)$	y-Achsenabschnitt
270	$0,0003 \pm 0,0003$	$1,0000 \pm 0,0001$
275	$0,0005 \pm 0,0005$	$1,0000 \pm 0,0001$
280	$-0,0007 \pm 0,0003$	$1,0000 \pm 0,0001$
285	$0,0003 \pm 0,0004$	$1,0000 \pm 0,0001$

#### 3.3 Einfluss des *pile-up*-Modells auf die Transmissionsfunktion

Wie im theoretischen Hintergrund bereits erläutert (siehe Kapitel 2.5) werden die am Detektor ankommenden Elektronen theoretisch einzeln gemessen. Aufgrund von kleinen Zeitdifferenzen kann es jedoch dazu kommen, dass zwei oder mehr Elektronen als ein einzelnes Event detektiert werden, wodurch Multiplizitäten entstehen.

In dem in dieser Arbeit, wenn nicht anders angegeben, verwendeten *pile-up* Modell wird zuerst die Peakposition im Energiespektrum des Detektors bestimmt, welche durch die einzeln auftreffenden Elektronen unter normalen Bedingungen erzeugt wird. Die Ereignisse innerhalb der bestimmten *Region of Interest* (ROI) werden dann aufaddiert, um die Anzahl an Ein-Elektronen-Events zu erhalten. Anschließend wird die zugehörige Spannung mit den weiteren Multiplizitäten der Werte 2, 3, ... multipliziert, um die Position der Mehrfach-Elektronen-Peaks zu lokalisieren [5]. Dieses Verfahren ist jedoch sehr einfach gehalten.

Für die neue Elektronenquelle wurde ein neues Modell ("Detektor pile-up Modell für e-Gun Emissions-Patterns") entwickelt, welches die auftretenden Effekte physikalisch besser beschreiben soll. Beachtet wird dabei einerseits das zufällige Zusammentreffen von Ereignissen, welche aus dem  $\beta$ -Zerfall oder von den Signalelektronen der Elektronenquelle stammen. Andererseits können auch gruppierte Events durch den Elektronenuntergrund auftreten, welche zu einer höheren Multiplizität führen. Diese können dann nicht mehr durch eine Poissonverteilung beschrieben werden. Das neue Verfahren separiert dabei die Events abhängig von ihrer Multiplizität und stellt diese in einer zweidimensionalen Karte dar, der sogenannten *Multiplizity Map*. Dabei werden die unterschiedlichen Formen der Peaks sowie ihre Überlappung mitberücksichtigt. Dies ist wichtig, da die neue Elektronenquelle eine hohe Multiplizität des Untergrundes besitzt. Um diesen vollständig zu verstehen, müssen die Multiplizitäten getrennt werden [16].

Um den Einfluss des neuen Modells im Vergleich zu dem bisherigen Modell beurteilen zu können, werden für eine Transmissionsfunktionsmessung die Daten beider Methoden verglichen. Dargestellt ist dies in Abbildung 10. Die retardierende Energie der Transmissionsfunktionen wird dabei mithilfe von Gleichung (22) berechnet. Da die Messung bei einem Magnetfeld von einem Gauß aufgenommen wurde, beträgt die zugehörige Potenzialabsenkung  $(-1,949\pm0,008)$  eV<sup>4</sup>. Zudem werden die Raten über die Lichtintensitäten, wie in Gleichung (23) dargestellt, korrigiert.

Im bisherigen Modell können unterschiedlich viele Multiplizitäts-Peaks in die Analyse mit einbezogen werden. In diesem Fall werden zum direkten Vergleich einmal sieben und einmal ein einzelner Peak bei der Datenverarbeitung verwendet. Die dabei erhaltenen Transmissionsfunktionen sind in blau und grün dargestellt. Der in rot eingezeichnete Graph ergibt sich aus der Datengewinnung basierend auf dem neuen Modell. In der unteren Grafik sind die Residuen der jeweiligen Datenpunkte dargestellt. Die periodische Struktur der Punkte zeigt erneut, dass die Anpassung über die Fehlerfunktion nur empirisch erfolgt und die Datenpunkte nicht exakt beschreibt.

 $<sup>{}^{4}</sup>GlobalKNM3Simulation-PeriodSummary\_Jul2020b\_18600V\_1.0G-000001.ktf$ 



Abbildung 10: Aufgenommener Ausschnitt der Transmissionsfunktionen mit unterschiedlichen *pile-up*-Einstellungen. Betrachtet wird der Run 72320, welcher bei einem Magnetfeldsetting von einem Gauß, einem Motorwinkel von 6,36 mm, einer Spektrometerspannung von -18,6 kV und einer leeren Quelle aufgenommen wurde. Die untere Abbildung stellt das zugehörige Residuum zu den Daten dar.

Um Informationen über die Veränderung der Transmissionsfunktion zu erhalten, werden die in Tabelle 3 dargestellten Fitparameter betrachtet. Diese werden aus der Anpassung über die Fehlerfunktion gewonnen, welche im Abschnitt 3.1 erläutert wird. Das reduzierte  $\chi^2$  wird dabei über die Gleichung (21) berechnet.

Bei dem Vergleich des bisherigen Modells mit einer unterschiedlichen Anzahl an Peaks ist kein bedeutender Unterschied zu erkennen. Lediglich die reduzierten  $\chi^2$ -Werte weichen voneinander ab. Beide sind jedoch relativ hoch, wobei der reduzierte  $\chi^2$ -Werte von dem Modell mit einem Peak sogar bei über zehn liegt. Zurückzuführen ist dieses Verhalten auf die Anpassung durch die Fehlerfunktion (siehe Kapitel 3.1). Gleiches gilt für die Datenpunkte, welche aus dem neuen *pile-up*-Modell gewonnen werden. Auch hier ergibt sich ein reduzierter  $\chi^2$ -Wert von deutlich größer als eins. Zudem stimmen die betrachteten Parameter beider Modelle unter ihren Unsicherheiten miteinander überein, womit die bisher betrachteten Daten vergleichbar sind mit denen aus dem neuen Modell.

Tabelle 3: Mittlere Position, Breite, Amplitude, Untergrundrate und reduziertes  $\chi^2$  für den Run 72320, welcher mit drei unterschiedlichen Methoden ausgewertet wird. Die dazugehörigen Fitfunktionen sind in Abbildung 10 dargestellt.

Parameter	Modell (1 Peak)	Modell (7 Peaks)	Neues Modell
Position (eV)	$0,0327 \pm 0,0011$	$0,0327 \pm 0,0009$	$0,0318 \pm 0,0012$
Breite (eV)	$0,1011 \pm 0,0010$	$0,1000 \pm 0,0010$	$0,1012 \pm 0,0010$
Amplitude (kcps)	$4,9222 \pm 0,0253$	$4,9446 \pm 0,0213$	$5,0219 \pm 0,0264$
Untergrundrate (cps)	$4,9232 \pm 0,0001$	$4,9679 \pm 0,0002$	$4,9969 \pm 0,0029$
Reduziertes $\chi^2$	$11,\!98$	$5,\!51$	6,07

Um zusätzlich noch zu betrachten, in welchen Bereichen sich die verschiedenen *pile-up*-Modelle voneinander unterscheiden, können die Raten der einzelnen Modelle durcheinander geteilt werden. Zur Normierung werden dabei die Raten verwendet, welche durch das bisherige Modell bei einer eingestellten Multiplizität von sieben gewonnen werden. Das heißt die Raten aus dem neuen Modell und die Raten aus dem bisherigen Modell mit der Betrachtung eines Peaks werden durch die Rate des bisherigen Modells mit sieben Peaks geteilt. Zum Beispiel lassen sich die in blau eingezeichneten Datenpunkte berechnen durch:

$$Verhältnis = \frac{Datenpunkte_{1 Peak}}{Datenpunkte_{7 Peaks}}.$$
(26)

Es ergeben sich dann die in Abbildung 11 gezeigten Verhältnisse.



Abbildung 11: Die in Abbildung 10 dargestellten Datenpunkte werden durcheinander geteilt, wobei die Datenpunkte aus dem bisherigen Modell mit sieben Peaks zur Normierung dienen. Zu erkennen ist für das neue Modell ein größer Einfluss an der Transmissionskante.

Für kleine retardierende Energien liegen beide Verhältnisse bei etwa eins. Erst beim Übergang zu größeren Retardierungsenergien unterscheiden sich beide Verhältnisse. Erklärt werden kann dies durch die unterschiedlichen Raten der drei *pile-up*-Modelle. Für die Datenpunkte, welche mit der Betrachtung von sieben Peaks ausgewertet werden, sind die absoluten Raten um circa 10 cps größer, als die Raten der Datenpunkte bei denen nur ein Peak mit betrachtet wird. Die relativen Abweichungen zum neuen *pile-up*-Modell sind mit etwa 20 cps noch einmal deutlich größer. Die Abweichungen der Modelle sind nun bei niedrigeren Raten deutlich ausgeprägter als bei höheren Raten, da dort die Absolutraten kleiner sind. In Abbildung 10 sieht man nun, dass bei einer größeren retardierenden Energie die Raten immer kleiner werden. Somit sollte in diesem Bereich auch der Unterschied zwischen den Modellen größer werden, was durch den Abfall der Verhältnisse bestätigt werden kann.

## 4 Untersuchung der Austrittsarbeit der neuen Elektronenquelle

Mit der im KATRIN-Experiment neu eingesetzten Elektronenquellen sind erstmals Messungen mit Beschleunigungsspannungen von bis zu -32 kV möglich. Um jedoch die Funktionsweise der Elektronenquelle zu testen, werden auch Messungen bei kleineren Beschleunigungsspannungen durchgeführt, wie schon bei der zuvor eingesetzten Elektronenquelle. Um die neue Elektronenquelle genauer charakterisieren zu können, wird zuerst im Kapitel 4.1 eine Umrechnungsfunktion ermittelt, mit welcher die Raten zwischen den Verstärkungsfaktoren fünf und sechs umgerechnet werden können. Anschließend wird dieses Wissen an einer Fowler-Messung angewendet. Im Kapitel 4.2 wird dann die Anpassung der Fowler-Funktion analytisch beschrieben und im Anschluss für einen einzelnen Run ein optimales Anpassungsintervall zu bestimmt. Damit kann dann in Kapitel 4.3 die Austrittsarbeit als Fitparameter über einen Zeitraum von circa zwei Monaten betrachtet werden, um beurteilen zu können, ob sich diese unerwartet verändert. Zuletzt wird im Kapitel 4.4 die Korrelation zwischen der mittleren Position der Transmissionsfunktion und Austrittsarbeit betrachtet.

## 4.1 Lichtintensitätskorrektur der Elektronenrate

Eine wichtige Komponente der Elektronenquelle ist die Photokathode. Diese wird mit Photonen bestrahlt, welche unter Ausnutzung des photoelektrischen Effektes Elektronen erzeugt. Generiert werden die Photonen in einer Lichtquelle, der sogenannte LDLS (*laser driven light source*<sup>5</sup>), welche über ein Glasfaserkabel mit der Photokathode verbunden ist. Da die Lichtquelle gesonderte Eigenschaften besitzt, welche sich auf die Austrittsarbeit der Elektronenquelle auswirken, werden diese im Folgenden näher betrachtet.

## 4.1.1 Bestimmung des wellenlängenabhängigen Verstärkungsumrechnungsfaktors der Photodioden-Auslese

Die Lichtintensität der Lichtquelle wird über einen *Beamsplitter* und eine Photodiode kontinuierlich gemessen, wobei das Spannungssignal an der Photodiode mit der Lichtintensität skaliert. Dabei wird die Photodiodenspannung über einen Verstärker geleitet und anschließend ausgelesen. Da die Photodiode<sup>6</sup> [17] unterschiedliche Sensitivitäten für verschiedene Wellenlängen zeigt, muss dies in der Auswertung des Spannungssignals mit berücksichtigt werden. Die hier betrachteten Messungen wurden, je nach Größe des Ausgangssignals, mit den Verstärkungsfaktoren fünf und sechs durchgeführt. Um zu betrachten inwieweit der Verstärkungsfaktor einen Einfluss auf die von der Photodiode gemessene Intensität

 $<sup>^{5}</sup>$ Energetiq EQ-99XFC LDLS

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>SM1PD2A

hat, werden die gemessenen Intensitäten für jede Wellenlänge gemittelt. Die Unsicherheit der Messpunkte wird statistisch über die Standardabweichung (Gleichung (25)) berechnet. Weil die Genauigkeit der Diodenauslese [17] deutlich kleiner ist als der statistische Fehler, kann dieser in der Fehlerrechnung vernachlässigt werden. Dargestellt sind die beiden Intensitätsverläufe in Abbildung 12.



Abbildung 12: Gemessene Lichtintensität für unterschiedliche Wellenlängen bei den Verstärkungsfaktoren fünf und sechs am Verstärker der Photodiode.

Da beide Intensitätsverläufe verschieden sind, werden auch die ausgelesenen Lichtintensitäten (der *beam monitor readout*<sup>7</sup>) unterschiedlich stark beeinflusst. Problematisch wird diese Abhängigkeit, wenn innerhalb einer Messung der Verstärkungsfaktor verändert wird. Um dieses Problem zu beheben, benötigt man einen Umrechnungsfaktor, welcher auf die gemessene Intensität angewendet werden kann. Dazu wird das Verhältnis der beiden Intensitäten für jede Wellenlänge gebildet:

$$I_{\rm Ergebnis} = \frac{I_6}{I_5}.$$
 (27)

Die Unsicherheit der Messpunkte erhält man aus der Fehlerfortpflanzung in Gleichung (28):

$$u(I_{\text{Ergebnis}}) = \sqrt{\left(\frac{u(I_6)}{I_5}\right)^2 + \left(\frac{I_6}{I_5^2} \cdot u(I_5)\right)^2}.$$
 (28)

 $I_6$  beziehungsweise  $I_5$  beschreiben dabei den Mittelwert der Intensität für eine Wellenlänge, womit deren Unsicherheit sich aus der Standardabweichung für den Mittelwert ergibt. Im nächsten Schritt müssen die wellenlängenabhängigen Intensitätsverhältnisse durch ein Modell angepasst werden. Hierzu werden, wie in Abbildung 13 dargestellt, Polynome verschiedener Ordnungen getestet. Zusätzlich zu sehen sind in der unteren Grafik noch die

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>ADEI-Wert:111-REU-0-2402-0001

Residuen für alle getesteten Polynome, also die Abweichung des Modells von dem Datenpunkt. Berechnet werden diese mithilfe von Gleichung (20). Die Anpassungen durch die Polynome besitzen in diesem Zusammenhang keine physikalische Grundlage, sondern stellen lediglich ein effektives empirisches Modell dar.

Für ein Polynom zweiter Ordnung sind die Abweichungen mit einem reduzierten  $\chi^2$ -Werte



Abbildung 13: Vergleich verschiedener Polynommodelle zur Anpassung des Intensitätsverhältnisses bei unterschiedlichen Wellenlängen. Für die Polynome zweiter, dritter und vierter Ordnung ergeben sich die reduzierten  $\chi^2$ -Werte von 200,33, 1,35 und 1,18.

von 200,33 noch sehr groß, weshalb als nächstes die Datenpunkte mit einem Polynom der dritten Ordnung angepasst werden. Das Residuum liegt in diesem Fall bei unter eins, womit alle Messwerte innerhalb von einem Sigma, also einer Standardabweichung, mit dem Modell übereinstimmen und das Modell somit ausreichend gut zur Beschreibung geeignet ist. Polynome höherer Ordnungen, angedeutet durch das Polynom vierter Ordnung, führen zu keinem beachtlich besseren Residuum und reduzierten  $\chi^2$ -Wert. Über das Modell ergibt sich somit ein Umrechnungsfaktor vom sechsten auf den fünften Verstärkungsfaktor

$$r_5(w_6) = a \cdot w_6^3 + b \cdot w_6^2 + c \cdot w_6 + d, \tag{29}$$

wobei  $r_5$  die korrigierte Rate beschreibt, welche man erhält, wenn die bei der Wellenlänge  $w_6$  aufgenommenen Raten bei einem Verstärkungsfaktor von fünf mit der Funktion korrigiert werden. Die Fitparameter und ihre Unsicherheiten sind in der Tabelle 4 dargestellt. Die Unsicherheiten ergeben sich dabei aus der Wurzel der bei der Anpassung erhaltenen Kovarianzen.

Tabelle 4: Erhaltene Parameter für die Umrechnungfunktion von einem Verstärkungsfaktor sechs zu einem Verstärkungsfaktor fünf. Die Parameter ergeben sich aus einer Anpassung dritter Ordnung an die Datenpunkte.

Parameter	Bestwert	Unsicherheit
a	$-5, 3 \cdot 10^{-5}$	$0, 1 \cdot 10^{-5}$
b	0,0425	0,0008
с	-11, 2	$0,\!2$
d	967	201

#### 4.1.2 Einfluss der Intensitätskorrektur auf die Fowler-Messung

Um Rückschlüsse über die Austrittsarbeit der Photokathode zu ziehen, werden Austrittsarbeitsmessungen durchgeführt. Bei diesen wird die Rate für unterschiedliche Photonenenergien gemessen, indem die Wellenlänge der Lichtquelle variiert wird. Im vorherigen Kapitel 4.1 wurde schon gezeigt, dass unterschiedliche Verstärkungsfaktoren und Lichtintensitäten die Messpunkte beeinflussen. Zu sehen ist dies in Abbildung 14, in welcher die grünen Messpunkte die unkorrigierten gemessenen Raten darstellen. Werden diese nun über die Gleichung (23) mit den unterschiedlichen Intensitätsauslesewerten der Lichtquelle korrigiert, so ergeben sich die roten Datenpunkte. Die Rate macht bei 275 nm einen deutlichen Sprung. An diesem Punkt wechselt der Verstärkungsfaktor des Verstärkers an der Photodiode, welche die Lichtquellenintensität misst, von sechs auf fünf, wodurch die Datenpunkte nicht mehr miteinander vergleichbar sind. Aus diesem Grund müssen diese mit der zuvor gefundenen Umrechnungfunktion (Gleichung (29)) angepasst werden. Es ergeben sich dann die in Abbildung 14 dargestellten blauen Messpunkte, welche für die nähere Auswertung der Austrittsarbeitsmessungen verwendet werden.

#### 4.2 Optimierung des Fowler-Fits zur Austrittsarbeitsbestimmung

Die Fowler-Methode stellt eine Möglichkeit dar, um die Austrittsarbeit der Photokathode direkt zu messen. Die Idee dieser Methode basiert auf der Messung der Elektronenrate I für verschiedene Wellenlängen, wobei die Austrittsarbeit als freier Parameter behandelt wird. Definiert ist die Fowler-Funktion über die folgende Gleichung [19]:

$$\begin{split} I(\mu) &\propto f(\mu) \cdot T^2 \\ f(\mu) &= \begin{cases} e^{\mu} - \frac{e^{2\mu}}{4} + \frac{e^{3\mu}}{9} + \dots & \text{für } \mu \leq 0 \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{\mu^2}{2} - \left(e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{4} + \frac{4^{-3\mu}}{9} - \dots\right) & \text{für } \mu > 0 \\ \text{mit } \mu &= \frac{\hbar\omega\Phi}{k_{\text{B}}T} \end{split}$$

Dabei beschreibt T die Temperatur,  $\hbar\omega$  die Energie der Photonen,  $k_{\rm B}$  die Boltzmann-Konstante und  $\Phi$  die Austrittsarbeit. Theoretisch wird das Verhalten der Elektronen durch das Pauliprinzip beschrieben, aus welchem sich die Fermiverteilung

$$W(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{\rm F}}{K_{\rm B}}\right) + 1} \tag{30}$$

ergibt, wobei E die Energie des Teilchens in dem Zustand und  $E_{\rm F}$  die Fermienergie beschreibt. Für T = 0 ist die Energie gleich der Fermienergie, woraus sich eine Stufenfunktion symmetrisch um den Punkt E = 0,5 ergibt. Da die Temperatur der Elektronenquelle bei



Abbildung 14: Ausschnitt aus der Austrittsarbeitsmessung für eine korrigierte und eine unkorrigierte Rate, sowie eine korrigierte Rate inklusive der Intensitätskorrektur (siehe Gleichung (29)). Betrachtet wird dabei der Run 72770, welcher bei einem Magnetfeldsetting von 2,7 Gauß, einem Motorwinkel von 6,36 mm und einer Spektrometerspannung von -18,6 kV aufgenommen wurde.

etwa 300 Kelvin [14] liegt, was im Vergleich zur Fermitemperatur von Gold, welche bei um die 59000 Kelvin [20] liegt, relativ klein ist, kann bei der Interpretation der Daten die Verteilungsfunktion als Stufenfunktion verwendet werden.

Die Fowler-Methode basiert auf der Erkenntnis, dass Elektronen nahe der Fermienergie thermisch angeregt werden können. Wenn die absorbierte Photonenenergie groß genug ist, kommt es zur Ionisierung, wobei Photoelektronen frei werden. Die verbleibende überschüssige Energie wird in kinetische Energie der Elektronen umgewandelt. Mit zunehmender Photoenergie können also mehr Elektronen aus dem Metall herausgelöst werden. Das Integral über die Verteilungsfunktion bis zu der größtmöglichen Photoenenergie  $E = \hbar \omega$ entspricht dann der Anzahl der zu Verfügung stehenden Elektronen.

Mithilfe der Fowler-Funktion können die Datenpunkte also theoretisch beschrieben werden. Eine beispielhafte Messung mit einem Fowler-Fit ist in Abbildung 15 dargestellt. Die Anpassung wird dabei für ein Intervall von 275 nm bis 300 nm an die Datenpunkte gefittet. Da sich die Austrittsarbeit als freier Parameter aus der Anpassung ergibt, variiert dessen Wert je nach der Güte der Anpassung. Um diese beschreiben zu können, wird zuerst die Differenz zwischen dem Wert der Anpassung und dem gemessenen Wert über das Residuum in Gleichung (20) betrachtet. Dargestellt sind die Residuen der jeweiligen Punkte in der unteren Grafik. Über die Gleichung (21) ergibt sich daraus ein reduzierter  $\chi^2$ -Wert von 9,65, welcher deutlich größer als eins ist und somit eine relativ schlechte Anpassung



Abbildung 15: In der oberen Grafik ist die Messung der Rate für unterschiedliche Wellenlängen, angepasst mithilfe der Fowler-Funktion, dargestellt. Die Datenpunkte der unteren Abbildung stellen die Residuen der einzelnen Messpunkte dar. Verwendet wird dabei der Run 72819, welcher bei einem Magnetfeldsetting von 2,7 Gauß, einem Motorwinkel von 6,36 mm und einer Spektrometerspannung von -18,6 kV aufgenommen wurde.

darstellt. Ein Grund dafür kann in der sehr hohen Statistik einer Messung liegen, welche das  $\chi^2$  erhöht und eine modellhafte Beschreibung der Daten erschwert, da auch kleine Abweichungen einen großen Einfluss auf das  $\chi^2$  haben. Abweichungen des Modells zu den Datenpunkten können zudem aus unvollständigen Informationen aus dem optischen Modell oder der Beschreibung der Elektronenrate stammen. Bei dieser ist das in Kapitel 3.3 betrachtete *pile-up*-Modell eigentlich für Raten von kleiner als 10 kcps ausgelegt, wodurch höhere Raten zu Ungenauigkeiten führen können. Außerdem ist die Fowler-Funktion an sich eine Näherung. Werden in der Anpassung zusätzlich noch kleinere Wellenlängen mit einbezogen, so treten große Abweichungen zwischen dem gefitteten Modell und den Datenpunkten auf. Dieses Verhalten wurde jedoch schon bei früheren Messungen beobachtet [5] und ist somit zu erwarten gewesen.

Im nächsten Schritt kann nun für die in Abbildung 15 gezeigte Messung ein optimaler Fitbereich für die Anpassung gefunden werden. Dies ist wichtig, da ein einheitlicher Fitbereich der Wellenlänge für verschiedene Datensätze zur konsistenten Analyse benötigt wird. Die Optimierung der Anpassung erfolgt dabei zuerst über eine einzelne Messung, wobei die verschiedenen Grenzen für die untere und obere Wellenlänge durch eine Schleife variiert werden. Es ergeben sich dabei die in Abbildung 16 abgebildeten reduzierten  $\chi^2$ -Werte und Austrittsarbeiten für die unterschiedlichen Wellenlängebereiche. Die Unsicherheit der Austrittsarbeit kann dabei aus der Anpassung gewonnen werden.

Die Anpassung beginnt in jedem Fall bei einer Wellenlänge von 275 nm. Der Endwert der Anpassung entspricht dem jeweiligen x-Wert. Die Anzahl der Freiheitsgrade variiert somit für jeden Messwert, da für einen kleineren Wellenlängenbereich weniger Datenpunkte für die Anpassung zur Verfügung stehen. Die Zahl der freien Parameter bleibt hingegen konstant bei einem Wert von vier. Die untere Grafik zeigt die jeweiligen reduzierten  $\chi^2$ -Werte für die unterschiedlichen Intervalle. Optimal sind dabei  $\chi^2$ -Werte von eins, welche eine genügend gute Anpassung der Fowler-Methode an die Messpunkte liefern.



Abbildung 16: In der oberen Abbildung ist der Parameter der Austrittsarbeit dargestellt, welcher sich aus der Anpassung mit der Fowler-Funktion ergibt. Verwendet wird dabei der Run 72819, welcher bei einem Magnetfeldsetting von 2,7 Gauß, einem Motorwinkel von 6,35 mm und einer Spektrometerspannung von -18,6 kV aufgenommen wurde. Der Endwert variiert dabei von 284 nm bis 315 nm und der Startwert liegt konstant bei 275 nm. Die untere Grafik stellt die dazugehörigen reduzierten  $\chi^2$ -Werte für das jeweilige Intervall dar.

Auf den ersten Blick fällt auf, dass die reduzierten  $\chi^2$ -Werte ab Wellenlängen von 300 nm sehr klein werden. Dies kann damit erklärt werden, dass bei höheren Wellenlängen die Rate immer weiter abnimmt und wie in Abbildung 15 dargestellt, gegen Null läuft. Zudem nimmt auch die Zahl der betrachteten Datenpunkte und damit die Anzahl der Freiheitsgrade zu. Je kleiner das Intervall wird, also bei niedrigeren Wellenlängen, desto größer wird der reduzierte  $\chi^2$ -Wert. Die Veränderung der Austrittsarbeit ist für die unterschiedlichen Intervallbereiche sehr gering. Eine abnehmende Tendenz ist lediglich bei immer kleiner werdenden Intervallen zu erkennen.

Diese Erkenntnis kann nun auf die anderen Messreihen angewendet werden, um eine ein-

heitliche Anpassung zu finden. Beachtet werden müssen dabei jedoch die unterschiedlichen Wellenlängenbereiche, welche bei der Messung variiert werden. Da einige der Messreihen nur Raten bis zu einer Wellenlänge von 300 nm aufgezeichnet haben, muss diese obere Grenze für die anderen Messreihen übernommen werden, um eine einheitliche Anpassung zu erhalten. Dies führt jedoch dazu, dass die Anzahl der angepassten Datenpunkte verringert wird und somit auch die Zahl der Freiheitsgrade. Dies impliziert automatisch ein größeres reduziertes  $\chi^2$ , da die Untergrundraten die Anpassung nicht merklich beeinflussen und die Anzahl der Datenpunkte abnimmt. Als untere Grenze wird eine Wellenlänge von 275 nm gewählt.

#### 4.3 Zeitliche Veränderung der Austrittsarbeit

Die Austrittsarbeit der Elektronen an der Photokathode sollte unter idealen Bedingungen konstant sein. Durch Ablagerungen auf der Oberfläche oder Kondensationseffekte kann sich die Austrittsarbeit jedoch ungewollt verringern oder erhöhen. Um die Auswirkungen dieses Effektes beurteilen zu können, muss man die zeitliche Veränderung der Austrittarbeit betrachten. Wie schon im vorherigen Abschnitt 4.2 erwähnt, erhält man die Austrittsarbeit der Photokathode über die Anpassung mit der Fowler-Methode. Für einen Zeitraum von circa zwei Monaten sind die Austrittsarbeiten in Abbildung 17 dargestellt. Die Unsicherheiten der ausgelesenen Austrittsarbeiten werden zusätzlich noch mit dem reduzierten  $\chi^2$ -Werten skaliert.



Abbildung 17: Die aufgezeichneten Messpunkte der Austrittsarbeit werden aus der Anpassung über die Fowler-Methode gewonnen und gegen die Zeit aufgetragen. Skaliert sind deren Unsicherheiten mit dem jeweiligen reduzierten  $\chi^2$ -Wert. Informationen über die verwendeten Runs befinden sich in der Tabelle 6 im Anhang.

Hierbei wird, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, ein Fitbereich von 275 nm bis 300 nm verwendet. Ausgenommen ist dabei die Austrittsarbeit der letzten Messung (dargestellt in

grün), da bei dieser die Rate hin zu größeren Wellenlängen verschoben ist. Aufgrund der Verschiebung hin zu größeren Wellenlängen muss auch der Wellenlängenbereich angepasst werden. Dies führt, wie man sieht, zu einer kleineren Austrittsarbeit, was durch die größere Wellenlänge beziehungsweise die kleinere Energie der Photonen erklärt werden kann.

Es ergeben sich Austrittsarbeiten für die Goldoberfläche von  $\Phi = (4, 227 \pm 0, 001)$  eV bis  $\Phi = (4, 43955 \pm 0, 00005)$  eV. Diese Werte sind deutlich kleiner als der bei einer Temperatur von über 400 Kelvin erwartete Literaturwert von  $\Phi = 5, 3$  eV [21]. Die Austrittsarbeiten liegen jedoch innerhalb des ausgerechneten Intervalls, wie frühere Untersuchungen zeigen [5]. Man sieht, dass die Austrittsarbeit während der ersten drei Messungen stark abfällt, was auf eine Verunreinigung der Goldoberfläche hindeutet. Auf dieser könnte sich zum Beispiel während der Messungen Wasserstoff abgesetzt haben, was zu einer Verunreinigung und damit zu einer niedrigeren Austrittsarbeit führt. Insgesamt ergibt sich bei einer Mittelung eine Austrittsarbeit von

$$\Phi = (4, 32 \pm 0, 04) \text{ eV}. \tag{31}$$

Aus früheren STS3a-Messungen mit der alten Elektronenquelle, bei welchen sich Deuterium in der Quelle befand, ergibt sich eine Austrittsarbeit von  $\Phi = 4, 3$  eV [14].

## 4.4 Korrelation zwischen Austrittsarbeit und Mitte der Transmissionsfunktion

Nachdem nun über die optimierten Intervallgrenzen für ein minimales reduziertes  $\chi^2$  die Austrittsarbeiten im zeitlichen Verlauf ermittelt wurden, können diese mit den mittleren Positionen der aufgenommenen Transmissionsfunktionen verglichen werden. Die mittlere Position gibt an, welche Überschussenergie die Elektronen haben. Somit kann also überprüft werden, ob mit einer höheren Austrittsarbeit eine kleinere Überschussenergie einhergeht und somit die Verschiebung hin zu höheren Retardierungsenergien.

Um diesen Zusammenhang zu überprüfen wird im ersten Schritt die mittlere Position der Transmissionsfunktionen, sowie die Austrittsarbeit gegen die Zeit aufgetragen. Der zugehörige Plot ist im Anhang in der Abbildung 22 zu sehen. Der zeitliche Verlauf der Austrittsarbeit wird dabei aus der Abbildung 17 übernommen. Der letzte Messpunkt wird in diesem Fall vernachlässigt, da der Zeitpunkt der Messung nicht relevant für die betrachteten Transmissionsfunktionen ist.

Die mittlere Position der Transmissionsfunktion sowie die dazugehörige Unsicherheit erhält man über die Fehlerfunktion, welche im Abschnitt 3.1 erläutert wird. Die mittlere Position der Transmissionsfunktion wird in diesem Zusammenhang über die Gleichung (22) berechnet. Zu beachten ist jedoch, dass die Potenzialabsenkung von dem jeweiligen Magnetfeld in der Analysierebene abhängt. Die jeweils verwendeten Potenzialabsenkung für ein Magnetfeld von 19,5 Gauß kann aus der Software gui-sap<sup>8</sup> [22], welche für die Optimierung der Position der Analysierebene in KATRIN entwickelt wurde, extrahiert werden [23].

Es ergeben sich somit vier vergleichbare Datensätze unter verschiedenen Magnetfeldern. Anhand beider Grafiken in Abbildung 22 können nun entsprechende Zeitpunkte gefunden werden, zu denen die Messungen möglichst zeitgleich aufgenommen wurden. Dazu werden die einzelnen Zeiten der Messungen miteinander verglichen. Wenn diese möglichst nahe beieinander liegen, werden beide als ein Messpunkt in Abbildung 18 verknüpft. Für die Messpunkte bei 2,7 Gauß ergeben sich so lediglich vier zeitnahe Messungen.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>https://nuserv.uni-muenster.de:8443/bbieringer/gui\_sap

Magnetfeldstärke (G)	Potenzialabsenkung $(eV)$	Unsicherheit (eV)
2,7	1,9568	$0,0035$ $^{1}$
$_{4,0}$	1,9586	$0,0024$ $^{2}$
6,3	1,9595	$0,0016^{-3}$
19,5	1,9646	$0,\!005$ $^{4}$

Tabelle 5: Auflistung der Potenzialabsenkungen mit ihren Unsicherheiten für unterschiedliche Magnetfeldeinstellungen.

<sup>1</sup> GlobalKNM3Simulation-PeriodSummary\_Jun2020b\_18600V\_2.7G-000001.ktf

<sup>2</sup> GlobalKNM3Simulation-PeriodSummary\_Jul2020b\_18600V\_4.0G-000002.ktf

<sup>3</sup> GlobalKNM3Simulation-PeriodSummary-Fitting\_Jan2022b-Actual-

Knm3b\_18600V\_6.0G-000001.ktf

<sup>4</sup> https://nuserv.uni-muenster.de:8443/bbieringer/gui\_sap

Die anderen Transmissionsfunktionen wurden relativ zeitnahe aufgenommen, wohingegen in diesem Zeitraum nur wenige Austrittsarbeitsmessungen erfolgten. Aus diesem Grund werden die zu den Zeitpunkten benötigten Austrittsarbeiten aus einer linearen Interpolation gewonnen. Diese wird zwischen zwei Austrittsarbeiten  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  durchgeführt, welche zeitlich möglichst nahe beieinander liegen und die Messpunkte der Transmissionsfunktionen beinhalten. Die Unsicherheiten der dabei erhaltenen Datenpunkte werden über die Gleichung (32) berechnet:

$$u(\Phi) = \frac{u(\Phi_1) - u(\Phi_2)}{2}.$$
(32)

Bei einer kleineren Austrittsarbeit besitzen die Photoelektronen eine höhere Überschussenergie, womit diese bei einer geringeren Spannung der hinteren Platte in der Analysierebene transmittiert werden. Dieser Zusammenhang kann, ausgenommen von den Messpunkten bei einem Magnetfeld von 19,5 Gauß, bestätigt werden. Die drei Messpunkte bei einem Magnetfeldsetting von 2,7 Gauß besitzen eine Austrittsarbeit von  $\Phi_{2,7 \text{ G}} = (4, 31 \pm 0, 01) \text{ eV}$ , wohingegen die Autrittsarbeit der anderen Messpunkte (ohne die Betrachtung des Magnetfeldes von 19,5 Gauß) bei  $\Phi_{4 \text{ G}} = (4, 418 \pm 0, 001) \text{ eV}$  und  $\Phi_{6,3 \text{ G}} = (4, 416 \pm 0, 001) \text{ eV}$ liegt. Bei einer höheren Austrittsarbeit von circa 0,1 eV ergibt sich somit eine Verschiebung der mittleren Position der Transmissionsfunktion um bis zu 0,07 eV hin zu höheren Spannungen, wie man in Abbildung 18 sehen kann.

Die Messpunkte bei 19,5 Gauß bestätigen hingegen nicht den zuvor dargestellten Zusammenhang. Die Abweichungen dieser Datenpunkte können jedoch durch den Wert der Potenzialabsenkung erklärt werden. Dieser wird aus Simulationen mithilfe von gui-sap<sup>9</sup> gewonnen, welche experimentell nicht verifiziert werden. Da das Setting zudem sehr unsymmetrisch ist, kann es zu Abweichungen von bis zu 0,1 eV [22] kommen, welche in der Größenordnung der beobachteten Abweichung liegen.

 $<sup>^{9}</sup> https://nuserv.uni-muenster.de:8443/bbieringer/gui\_sap$ 



Abbildung 18: In der Abbildung ist die Korrelation zwischen der mittleren Position der Transmissionsfunktion und der zeitgleich beziehungsweise zeitnah erhaltenen Austrittsarbeit dargestellt. Die Transmissionsfunktionen wurden bei einem Motorwinkel von 6,36 mm einer Beschleunigungsspannung von 6 kV, sowie einer Spektrometerspannung von -18,6 kV aufgenommen.

## 5 Untersuchung des Elektronenquellen-Untergrunds

Die Untergrundrate bei den Messungen entsteht, wie im Abschnitt 2.5 beschrieben, durch die beim  $\beta$ -Zerfall erzeugten Ionen, welche hin zur Photokathode beschleunigt werden. Dort erzeugen sie Sekundärelektronen, welche etwa die gleiche kinetische Energie wie die Photoelektronen besitzen. Außerdem könnte auch die Winkelverteilung der Untergrundelektronen anders sein als von den Signal-Elektronen. Die Analyse der Untergrundrate für unterschiedlich eingestellte Beschleunigungsspannungen und verschiedenen Säulendichten hilft somit dabei die Untergrundeigenschaften besser zu verstehen.

## 5.1 Untergrundrate in Abhängigkeit von der Beschleunigungs- und Spektrometerspannung

Die in den Abbildungen 20 und 21 betrachteten Zusammenhänge basieren auf Messungen, welche bei einer leeren Quelle, also einer Säulendichte von 0 % aufgenommen wurden. Die dabei verwendeten Runs sind in der Tabelle 7 im Anhang aufgelistet. Im Idealfall sollten sich keine Tritiumatome oder andere Partikel in der Elektronenquelle befinden. In der Praxis sind perfekte Vakuumbedingungen jedoch nicht gegeben. Das konstante Auftreten einer Untergrundrate bei circa 10 cps ist in den drei folgenden Abbildungen jeweils zu sehen und wurde auch schon bei früheren Messungen beobachtet [24]. Gründe für das Auftreten einer Untergrundrate können Restgase sein, welche nicht vollständig mit abgesaugt wurden. Da aber auch mit Hochspannungen gearbeitet wird, kann es zu Feldemissionen anderer Komponenten kommen. Wenn sich nun Ionen zwischen den Platten befinden würden, so werden diese bei einer angelegten negativen Spannung an der hinteren Platte zu dieser hin beschleunigt. Die zur Photokathode hin beschleunigten Ionen erzeugen dort Sekundärelektronen. Die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen hängt jedoch von der Energie der auftreffenden Ionen ab. Wenn diese steigt, zum Beispiel durch eine höhere Beschleunigungsspannung, so sollte die Anzahl der Sekundärelektronen größer werden und damit auch die gemessene Rate. Für drei unterschiedliche Beschleunigungsspannungen sind die gemessenen Untergrundraten in Abbildung 19 gezeigt. Diese repräsentieren den Mittelwert der ersten fünf Raten in der Untergrundregion, wobei deren Unsicherheit aus der Standardabweichung bestimmt wird. Betrachtet man nur die Untergrundraten bei rund 10 cps, so sind diese unabhängig von der angelegten Beschleunigungspannung konstant. Der höhere Untergrund einiger Messungen könnte auf einen anderen Prozess hindeuten, der bei den sonstigen Messungen nicht auftritt. Hinweise für solche Prozesse könnten in einer veränderten Spektrumsform am Detektor zu sehen sein. In der ersten Analyse unterscheiden sich die Spektren augenscheinlich jedoch nicht voneinander. Es lässt sich aber auch bei den Messpunkten mit einer höheren Rate keine Untergrundratensteigerung bei einer höheren Spannung erkennen. Insgesamt kann somit bestätigt werden, dass der Untergrund von 10 cps nicht von Ionen stammt, die zwischen den Platten beschleunigt werden, da der Untergrund ansonsten ansteigen müsste.



Abbildung 19: Verhalten der Untergrundrate für verschiedene Beschleunigungsspannungen von 4 kV, 6 kV und 12 kV. Die bei den Runs verwendeten Einstellungen sind in der Tabelle 7 dargestellt.

Als Nächstes können die Untergrundraten zusätzlich noch bei unterschiedlichen Spektrometerspannungen verglichen werden. Zu sehen ist dieser Zusammenhang in Abbildung 20. Auch hier würde man einen Anstieg der Rate bei einer höheren Spektrometerspannung erwarten, wenn sich noch eine genügend große Anzahl an Ionen im Aufbau befinden würde. Zu sehen ist jedoch kein Anstieg der Untergrundrate, diese nimmt hingegen bei steigender Spektrometerspannung leicht ab. Auch hier tritt ein Messpunkt mit einer höheren Rate von etwa 40 cps auf, bei welchem im Energiespektrum keine höheren Multiplizitäten beobachtet werden können.



Abbildung 20: Veranschaulichung der Untergrundrate bei unterschiedlichen Spektrometerspannungen. Die bei den Runs verwendeten Einstellungen sind in der Tabelle 7 dargestellt.

Insgesamt kann in beiden Fällen kein Anstieg der Rate beobachtet werden. In der Praxis kann somit von guten Vakuumbedingungen bei den Messungen ausgegangen werden, da die im Aufbau befindlichen Ionen keinen erkennbaren Einfluss auf die Untergrundrate besitzen.

#### 5.2 Untergrundrate in Abhängigkeit von der Säulendichte

Wie schon erwähnt entstehen durch die beim  $\beta$ -Zerfall erzeugten <sup>3</sup>He-Ionen an der Elektronenquelle Sekundärelektronen. Befinden sich somit mehr Tritiumatome in der Quelle (liegt also eine Säulendichte von größer als Null vor), so sollte auch die gemessene Untergrundrate größer sein, da eine größere Anzahl an Ionen auch mehr Sekundärelektronen erzeugt. Um diesen Zusammenhang zu überprüfen, wird im Folgenden die KATRIN-WGTS mit Tritium betrachtet. Dazu werden die Untergrundraten für verschiedenen Säulendichten miteinander verglichen, wie in Abbildung 21 dargestellt. Die Untergrundrate wird wie zuvor beschrieben aus den ersten fünf Raten in der Untergrundregion gemittelt und ist somit mit einer statistischen Unsicherheit behaftet.



Abbildung 21: Darstellung der Untergrundrate in Abhängigkeit von der Säulendichte, welche aus den Daten der Transmissionsfunktion berechnet wird. Betrachtet werden dabei Messungen mit drei unterschiedlichen Wellenlängen, da es ansonsten keine vergleichbaren Messungen bei gleicher Wellenlänge gibt. Die Einstellungen der verwendeten Runs sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Für die Untergrundraten bei einer Wellenlänge von 275 nm und 600 nm kann zudem gezeigt werden, dass bei einer identischen Säulendichte von 75% beide Untergrundraten unter ihrer Unsicherheit miteinander übereinstimmen. Dargestellt ist die Übereinstimmung der Datenpunkte im Anhang in Abbildung 23. Übertragen auf die anderen Säulendichten sollte die Abhängigkeit der Wellenlängen somit vernachlässigbar sein. Unter diesem Aspekt kann man in Abbildung 21, unter Vernachlässigung der Messpunkte bei 270 nm, das zuvor beschriebene Verhalten bestätigen. Eine höhere Säulendichte führt also wie erwartet zu einer höheren Untergrundrate. Die Messpunkte bei einer Wellenlänge von 270 nm und einer Säulendichte von 40% stimmen mit diesem Verhalten nicht überein. Die Abweichung der Untergrundrate zu den anderen Messungen beträgt wie in Abbildung 19 auch wieder circa 30 cps. Dies könnte ein Hinweis auf einen zusätzlichen Untergrundprozess sein, welcher nur in bestimmten Fällen auftritt.

## 6 Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften der neu eingebauten winkelselektiven Elektronenquelle untersucht. Einerseits geschieht dies durch Transmissionsfunktionsmessungen, welche bei unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommen und mit verschiedenen *pile-up*-Modellen ausgewertet werden. Andererseits kann mithilfe von Austrittsarbeitsmessungen die zeitliche Veränderung der Austrittsarbeit an der Photokathode untersucht werden. Zusätzlich gibt die gemessene Untergrundrate Auskunft über mögliche Fremdpartikel in der Elektronenquelle.

Die Messung der Transmissionskurve der Elektronenquelle wird über eine Fehlerfunktion angepasst, aus welcher sich die mittlere Position und die Breite als freier Parameter ergeben. In der Praxis handelt es sich bei beiden Größen um reelle Werte größer als Null, was an der endlichen Energiebreite und der nicht verschwindenden Winkelverteilung der Elektronen liegt. Die Güte der Anpassung kann mithilfe des reduzierten  $\chi^2$ -Wertes berechnet werden. Die Fehlerfunktion stellt dabei nur eine empirische, effektive Beschreibung der Transmissionsfunktion der Elektronenquelle dar, welche nicht auf einem physikalischen Modell beruht. Aus diesem Grund ergeben sich auch reduzierte  $\chi^2$ -Werte von deutlich größer als eins für die analysierten Messungen.

Werden die Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen durchgeführt, so verschieben sich die mittleren Positionen mit steigender Wellenlänge wie erwartet hin zu negativeren Retardierungsenergien an der hinteren Platte, da die Photoelektronen bei einer niedrigeren Energie zum Passieren der Analysierebene eine größere Spannung an der hinteren Platte benötigen. Werden in diesem Zusammenhang die gemessenen Raten mit der Lichtintensität korrigiert, so können die daraus erhaltenen Ratenverhältnisse linear angefittet werden. Dabei kann gezeigt werden, dass die Lichtintensität der LDLS unabhängig von der Wellenlänge ist. Zusätzlich werden in dieser Arbeit noch unterschiedliche *pile-up*-Modelle untersucht, durch welche die Daten auf unterschiedliche Weise behandeln werden. Bei dem bisherigen Modell geschieht dies über die Software Equations, welche die Position der Mehrfach-Elektronen-Peaks ausgehend von der ersten Multiplizität bestimmt. Für die neue Elektronenquelle wurde ein neues *pile-up*-Modell unabhängig von dieser Arbeit entwickelt, welches unter anderem auch die Form und damit die Überlappung der Peaks mit einbezieht. Für eine Messung können dann die Daten mithilfe beider Modelle extrahiert werden, wodurch diese direkt miteinander verglichen werden können. Durch den Vergleich der Modelle ergeben sich gleiche Fitparameter, welche innerhalb ihrer Unsicherheiten miteinander übereinstimmen.

Die Lichtintensität der LDLS wird über eine Diode kontinuierlich gemessen. Da jedoch das Spannungssignal an der Photodiode mit der Lichtintensität skaliert, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Umrechnungsfunktion ermittelt, die eine Ratenkorrektur für die Verstärkungsfaktoren fünf und sechs ermöglicht. Beschrieben wird die Funktion durch ein Polynom dritter Ordnung, wobei es sich jedoch lediglich um ein empirisches, effektives Modell handelt.

Um die Austrittsarbeitsmessungen auszuwerten, wird die Fowler-Funktion verwendet, aus welcher sich unter anderen die Austrittsarbeit als freier Parameter ergibt. Die Güte der Anpassung ist hier mit einem reduzierten  $\chi^2$ -Wert von deutlich größer als eins außerhalb des Fehlerrahmens, aber die Beschreibung mit der Fehlerfunktion reicht im Rahmen dieser Arbeit aus.

Um eine konsistente Auswertung der Messungen zu ermöglichen wird anhand einer ein-

zelnen Messung ein optimaler Fitbereich bestimmt, in dem für unterschiedliche Intervalle die jeweiligen reduzierten  $\chi^2$ -Werte verglichen werden. Dabei kann gezeigt werden, dass sich der Parameter der Austrittsarbeit erst bei kleiner werdenden Intervallen von 275 nm bis 290 nm merkbar verändert. Übertragen auf alle Messungen ergibt sich ein Fitbereich von 275 nm bis 300 nm, mit welchem im nächsten Schritt die erhaltenen Austrittsarbeiten im zeitlichen Verlauf betrachtet werden können. Dabei lässt sich in Abbildung 17 für die ersten vier aufgenommenen Messungen ein deutlicher Abfall von  $\Phi = 4,44$  eV bis zu  $\Phi = 4,30$  eV erkennen. Dies könnte auf eine Verschmutzung der Oberfläche hindeutet. Danach bleibt die Austrittsarbeit konstant bei einem Wert von etwa 4,3 eV. Insgesamt ergibt sich aus den Messungen damit eine Austrittsarbeit von  $\Phi = (4, 32 \pm 0, 04)$  eV, welche mit der aus früheren Messungen bestimmten Austrittsarbeit übereinstimmt. Wichtig zu erwähnen ist noch, dass bei einer Verschiebung der Raten hin zu größeren Wellenlängen auch der Fitbereich hin zu größeren Werten verschoben werden muss.

Um die Austrittsarbeit direkt mit der Position der Transmissionsfunktion vergleichen zu können, werden Messungen verwendet, welche möglichst zeitnah aufgenommen wurden. Es lässt sich dann erkennen, dass bei einer kleineren Austrittsarbeit auch die Position hin zu negativeren Spannungen verschoben ist. Dies entspricht damit den Erwartungen, dass bei einer kleineren Austrittsarbeit die Photoelektronen eine höhere Überschussenergie besitzen und somit bei einer geringeren Spannung der hinteren Platte in der Analysierebene transmittiert werden.

Zuletzt können für verschiedene Transmissionsfunktionen die Untergrundraten bei unterschiedlichen Eigenschaften verglichen werden, da durch die Hochspannungen der Elektronenquelle auch Ionen hin zu den Platten beschleunigt werden können und dort dann Sekundärelektronen erzeugen. Bei einer Säulendichte von 0% zeigt sich keine Veränderung der Untergrundrate, auch wenn die Beschleunigunggspannung beziehungsweise die Spektrometerspannung erhöht wird. Man kann somit von akzeptablen Vakuumbedingungen innerhalb des Aufbaus ausgehen.

Sollte die Quelle nicht leer sein, sondern zum Beispiel mit Tritium gefüllt, so kann gezeigt werden, dass bei einer höheren Säulendichte auch eine höhere Untergrundrate gemessen wird. Dies ist zu erwarten, da eine größere Anzahl an Ionen auch mehr Sekundärelektronen erzeugen.

Bei der Auswertung der Messpunkte sind bei einigen Runs höhere Untergrundraten von bis zu 30 cps aufgetreten. Da ein Vergleich der Energiespektren keine Auffälligkeiten bezüglich den Multiplizitäten liefert, könnten die höheren Untergrundraten einiger Messungen auf einen anderen Prozess hindeuten.

In zukünftigen Untersuchungen könnte man die Veränderung der Untergrundrate quantitativ in Abhängigkeit zu der Säulendichte beschreiben. Dazu wären Transmissionsfunktionsmessungen notwendig, welche bei einer festen Wellenlänge und unterschiedlichen Säulendichten aufgenommen werden. Über eine Anpassung könnte dann ein Zusammenhang zwischen beiden Größen gefunden werden. Zudem müsste im weiteren Verlauf überprüft werden, womit die erhöhten Raten für einige Messreihen erklärt werden können.

Spannend wären außerdem Messungen des Untergrundes in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung bei einer nicht leeren Quelle. Dabei würde man dann eine Zunahme des Untergrundes mit steigender Beschleunigungsspannung erwarten.

Weitere Messungen wären auch im Zusammenhang mit der Austrittsarbeit und der Position der Transmissionsfunktion nötig, da man jeweils nur Kombinationen von Transmissionsfunktionsmessungen und Austrittsarbeitsmessungen bei gleichen Magnetfeldeinstellungen vergleichen kann. Bis jetzt ergeben sich nur vier Messpunkte mit gleichen Einstellungen, bei denen zeitnah eine Transmissionsfunktions- und eine Austrittsarbeitsmessung durchgeführt wurden. Im weiteren Verlauf könnte dann ein quantitativer Zusammenhang durch eine geeignete Anpassung gefunden werden. Zudem haben die Messpunkte bei einem Magnetfeldsetting von 19,5 Gauß nicht ins Bild der bisherigen Untersuchungen gepasst, da die realen Potenzialabsenkungen nicht mit den Einstellungen des simulierten Wertes übereinstimmen. Dieses Problem könnte durch eine spätere Weiterentwicklung behoben werden.

## A Anhang

## A.1 Parameter der verwendeten Runs für die Austrittsarbeitsmessungen

Tabelle 6: Zusammenstellung der verwendeten Messungen bei der Betrachtung der Austrittsarbeit im Abschnitt 4.3. Ausgelesen werden die Werte mithilfe der *EGunTools*. Alle Runs wurden zudem bei einer Spektrometerspannung von -18,6 kV und einer Beschleunigungsspannung von 6 kV (ausgenommen der Run 72302 mit einer Beschleunigungsspannung von 12 kV) aufgenommen.

Run	Quelle	Motorwinkel (mm)	Magnetfeld (G)	$Spannung_{hin. Platte}$ (V)
72302	Leer	$6,\!38$	19,5	-205
72357	Leer	6,36	19,5	-205
72358	Leer	6,36	19,5	-205
72484	Leer	6,36	1,0	-205
72699	Leer	$6,\!37$	6,3	-400
72713	Leer	6,37	2,7	-400
72730	Leer	$6,\!37$	1,0	-400
72757	Leer	6,36	2,7	-400
72770	Leer	6,36	2,7	-400
72783	Leer	6,36	2,7	-400
72796	Leer	6,36	2,7	-400
72809	Leer	6,36	2,7	-400
72819	Leer	6,36	2,7	-400
72832	Leer	6,36	2,7	-400
72842	Leer	6,36	2,7	-400
72852	Leer	6,36	2,7	-400
72918	$T_2 + \mathrm{Kr}$	6,36	2,7	-400
72925	$T_2 + \mathrm{Kr}$	6,36	2,7	-400
72948	$T_2 + \mathrm{Kr}$	6,36	2,7	-400

## A.2 Parameter der verwendeten Runs für die Transmissionsfunktionsmessungen

Tabelle 7: Zusammenstellung der verwendeten Messungen bei der Betrachtung der Austrittsarbeit im Abschnitt 4.3. Ausgelesen werden die Werte mithilfe der *EGunTools*. Alle Runs wurden zudem bei einer Spektrometerspannung von -18,6 kV und einer Beschleunigungsspannung von 6 kV (ausgenommen der Run 72322 mit einer Beschleunigungsspannung von 12 kV) aufgenommen.

Run	Quelle	Wellenlänge (nm)	Magnetfeld (G)
72322	Leer	270	2,7
72323	Leer	260	$_{4,0}$
72324	Leer	260	4,0
72325	Leer	260	6,3
72326	Leer	260	6,3
72327	Leer	260	19,5
72328	Leer	260	19,5
72488	Leer	275	2,7
72502	Leer	275	2,7
72712	Leer	275	2,7
72756	Leer	275	2,7
72795	Leer	275	2,7

#### A.3 Zeitliche Entwicklung der Position der Transmissionsfunktion



Abbildung 22: Dargestellt in der oberen Abbildung ist der freie Parameter der Austrittsarbeit, welcher aus der Anpassung mit der Folwer-Funktion gewonnen wird, in Abhängigkeit von der Zeit. Die daraus ergebenen Unsicherheiten sind mit dem jeweiligen reduzierten  $\chi^2$ -Wert skaliert. Die untere Abbildung beinhaltet die mittlere Position Transmissionsfunktion für den angegebenen Zeitraum.

# A.4 Vergleich der Untergrundrate bei Wellenlängen von 275 nm und 600 nm



Abbildung 23: Die aus den Untergrundmessungen 73355 und 73354 erhaltenen Untergrundraten sind in Abhängigkeit von der jeweiligen Wellenlänge aufgetragen, bei welcher die Messung durchgeführt wurde. Weitere Einstellungen wie ein Motorwinkel von 6,3 mm oder eine Spektrometerspannung von -18,6 kV sind für beide Messungen identisch.

# Abbildungsverzeichnis

1	Energiespektrum der Elektronen beim Tritium- $\beta$ -Zerfall	3
2	Schematischer Aufbau des KATRIN-Experiments	4
3	Schematische Darstellung des Hauptspektrometers	6
4	Darstellung der Transmissionsfunktion für eine isotrope und ein winkelse-	
	lektive monoenergetische Elektronenquelle	7
5	Schematische Darstellung der winkelselektiven, hochenergetischen Elektro-	
	nenquelle	9
6	Aufgenommenes Energiespektrum aus einer integralen Messung	11
7	Transmissionsfunktion einer einzelnen Messung mit einer Anpassung durch	
	die Fehlerfunktion	14
8	Transmissionsfunktionen für unterschiedliche Wellenlängen.	16
9	Verhältnisse der unkorrigierten ausgelesenen Rate und der mithilfe der Lichtin-	
	tensität korrigierten Rate der Transmissionsfunktion für unterschiedlich ein-	
	gestellte Wellenlängen	18
10	Transmissionsfunktionen aus unterschiedlichen $pile$ -up-Einstellungen	20
11	Verhältnis der Transmissionsfunktionen mit unterschiedlichen pile-up-Modellen	21
12	Lichtintensitäten für unterschiedliche Wellenlängen bei den Verstärkungs-	
	faktoren fünf und sechs am Verstärker der Photodiode	23
13	Vergleich verschiedener Polynommodelle zur Anpassung des Intensitätsver-	
	hältnisses bei unterschiedlichen Wellenlängen	24
14	Austrittsarbeitsmessung für eine korrigierte, eine unkorrigierte und eine in-	
	tensitätskorrigierte Rate	26
15	Austrittsarbeitsmessung angepasst durch die Fowler-Methode	27
16	Austrittsarbeit der Photokathode für unterschiedliche Intervallgrenzen	28
17	Austrittsarbeit der Photokathode im zeitlichen Verlauf	29
18	Mittlere Position der Transmissionsfunktionen in Abhängigkeit von der Aus-	
	trittsarbeit	32
19	Untergrundrate für verschiedene Beschleunigungsspannungen	33
20	Untergrundrate bei unterschiedlichen Spektrometerspannungen	34
21	Untergrundrate in Abhängigkeit von der Säulendichte	35
22	Austrittsarbeit der Photokathode und mittlere Position der Transmissions-	
	funktion über die Zeit	41
23	Untergrundrate für die Wellenlängen 275 nm und 600 nm	41

# Tabellenverzeichnis

Fitparameter der linearen Fehlerfunktion für Transmissionsfunktionen auf-	
genommen bei unterschiedlichen Wellenlängen	17
Fitparameter der linearen Fitfunktion für das Verhältnis der Elektronenra-	
ten mit und ohne Intensitätskorrektur in Abhängigkeit der Retardierungs-	
energie	18
Fitparameter der Fehlerfunktion für Datenpunkte aus unterschiedlichen	
<i>pile-up</i> -Modellen	21
Fitparameter der Polynomfunktion dritter Ordnung für das Intensitätsver-	
hältnis mit den Verstärkungsfaktoren fünf und sechs	25
Auflistung der Potenzialabsenkungen mit ihren Unsicherheiten für unter-	
schiedliche Magnetfeldeinstellungen.	31
Informationen der verwendeten Runs für die Austrittsarbeitsmessungen	39
Informationen der verwendeten Runs für die Untergrundmessungen	40
	Fitparameter der linearen Fehlerfunktion für Transmissionsfunktionen auf- genommen bei unterschiedlichen Wellenlängen

## Literatur

- B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis et. al. Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. The Astrophysical Journal. DOI: 10. 1086/305343. 1998
- [2] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration). Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. American Physical Society. 1998
- [3] The KATRIN Collaboration. KATRIN design report 2004. Karlsruher Institut für Technologie. 2005
- [4] The KATRIN Collaboration. Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity. Nature Physiks. DOI: https://doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1. 2022
- [5] J. D. Behrens. Design and commissioning of a monoenergetic photoelectrone source ans active backround reduction by magnetic pulse at the KATRIN experiment. PhD Thesis. Westfälische Wilhelms-Universität Münster. 2016
- [6] M. Aker et. al. Precision measurement of the electron energy-loss function in tritium and deuterium gas for the KATRIN experiment. The European Physical Journal C. DOI: https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09325-z 2021
- S. Schneidewind. 32 keV e-Gun properties before and after rear section installation. 42.
   KATRIN Collaboration Meeting. Internes Dokument. 2022
- [8] R. H. Fowler. The Analysis of Photoelectric Sensitivity Curves for Clean Metals at Various Temperatures. Physical Review Journals Archive. DOI: https://doi.org/ 10.1103/PhysRev.38.45. 1931
- [9] L. Schimpf. Characterisation of energy loss processes of 18.6 keV electrons inside the windowless tritium source of KATRIN. PhD Thesis. Karlsruher Institut f
  ür Technologie (KIT).
- [10] M. Beck, K. Bokeloh, H. Hein et. al. An angular-selective electron source for the KATRIN experiment. The European Physical Journal C. DOI: https://doi.org/10. 1140/epjc/s10052-017-4972-9. 2014
- M. Aker et al. (The KATRIN Collaboration). Analysis methods for the first KA-TRIN neutrino-mass measurement. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104. 012005. 2021
- [12] R.Salomon. Simulations on an angular-selective photoelectron source and on an active transverse energy filter for the KATRIN experiment. Masterarbeit. Westfälische-Wilhelms Universität Münster. 2022
- [13] J. Behrens, P. C.-O. Ranitzsch, M. Beck et al. A pulsed, mono-energetic and angular-selective UV photo-electron source for the commissioning of the KATRIN experiment. The European Physical Journal C. DOI: https://doi.org/10.1140/epjc/ s10052-017-4972-9. 2017
- [14] R. Sack. Measurement of the energy loss of 18.6 keV electrons on deuterium gas and determination of the tritium Q-value at the KATRIN experiment. PhD Thesis, Westfälische Wilhelms-Universität Münster. 2020

- [15] M. Kleesiek, J. Behrens, G. Drexlin, et al. β-Decay spectrum, response function and statistical model for neutrino mass measurements with the KATRIN experiment. The European Physical Journal. DOI: https://doi.org/10.1140/epjc/ s10052-019-6686-. 2019
- [16] S.Enomoto und A. Marsteller. Pileup/Multiplicity Map Backscattering Measurement Angular Dependent Energy Spectrum. KATRIN Collaboration Meeting. 2022
- [17] Thorlabs. Sm1pd2a mounted uv enhanced silicon photodiode. https://www. thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=SM1PD2A. 2022
- [18] K Valerius, M Beck, H Arlinghaus, et. al. A UV LED-based fast-pulsed photoelectron source for time-of-flight studies. New Journal of Physics. 2009
- [19] R. H. Fowler. The Analysis of Photoelectric Sensitivity Curves for Clean Metals at Various Temperatures. American Physical Society. DOI: https://doi.org/10.1103/ PhysRev.38.45. 1931
- [20] P.A. Tipler, G. Mosca. Elektrische Eigenschaften von Festkörpern. Springer Spektrum. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-642-54166-7\_37. 2015
- [21] W.M.H. Sachtler, G.J.H. Dorgelo, und A.A. Holscher. The work function of gold.. Surface Science. 1966
- [22] S. Schneidewind. Private Kommunikation. 08.09.2022
- [23] B. Bieringer. Shifted Analyzing Plane: Field optimization for background reduction of the KATRIN experiment. Masterarbeit. Westfälische Wilhelms-Universität Münster. 2020
- [24] S. Gorhardt, J. Bonn, L. Bornschein et. al. Impact of a cryogenic baffle system on the suppression of radon-induced background in the KATRIN pre-spectrometer. Journal of Instrumentation. DOI: https://doi.org/10.48550/arXiv.1808.09168. 2018

## Plagiatserklärung der / des Studierenden

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über die "Untersuchung der Eigenschaften der neuen winkelselektiven Elektronenquelle am KATRIN-Experiment" selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

(Datum, Unterschrift)

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in eine Datenbank einverstanden.

(Datum, Unterschrift)