

Bachelorarbeit

Etablierung einer Temperaturmessung mittels
Emissionspektroskopie zur Charakterisierung der
Ionen-Emissionseigenschaften einer Festkörper-Ionenquelle

Peter Preisler

Sommersemester 2024

BACHELORARBEIT

Titel der Bachelorarbeit

Etablierung einer Temperaturmessung mittels
Emissionspektroskopie zur Charakterisierung der
Ionen-Emissionseigenschaften einer Festkörper-Ionenquelle

Establishment of a temperature measurement using emission
spectroscopy to characterize the ion emission properties of a solid-state
ion source

vorgelegt von

Peter Preisler

zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science (B. Sc.)

Datum: 29. Mai 2024

Studiengang: PTRA - Physik und Technologie für Raumfahrtanwendungen

Matrikelnummer: 8102359

Erstgutachter: Dr. Kristof Holste

Zweitgutachter: Apl.-Prof. Dr. habil. Stefan Schippers

Zusammenfassung

In der Forschung zu elektrischen Raumfahrtantrieben haben die eingesetzten Vakuumanlagen einen entscheidenden Einfluss auf die durchgeführten diagnostischen Messungen. Dadurch lassen sich Studienergebnisse unterschiedlicher Anlagen nur bedingt miteinander vergleichen. Das Projekt Ref4EP will dieses Problem lösen, indem es unter anderem eine Anlage zum Abgleich von Energiedetektoren schafft. Für diese Anlage wird der energiediskrete Teilchenstrahl einer Festkörper-Ionenquelle benötigt.

Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung der Ionen-Emission der eingesetzten Ionenquelle. Diese besteht aus einem Alumosilikat in das Alkali-Ionen (hier Natrium oder Lithium) eingebaut sind. Da die Emission temperaturabhängig ist, muss eine Temperaturmessung etabliert werden. Diese kann nur über das Emissionsspektrum der Ionenquelle erfolgen, da hohe Spannungen um den Kristall eine kontaktierende Messung verhindern. Zur Messung wird das Emissionsspektrum der Ionenquelle mithilfe eines Gitterspektrometers aufgenommen. An das Spektrum wird die theoretische Emissionskurve eines idealen schwarzen Körpers gefittet, um die Temperatur als Parameter zu erhalten.

Durch die eingehende Analyse der Einflussfaktoren auf die Temperaturmessung und den Abgleich mit einer Wärmebildkamera kann eine verlässliche Methode etabliert werden. Diese wird gemeinsam mit einer Strommessung genutzt, um die Ionen-Emission nach dem Richardson-Dushman-Gesetz auszuwerten. Für den untersuchten Natriumkristall kann mit $\Phi = 2.09 - 2.41$ eV ein Ergebnis für die Austrittsarbeit des Kristalls bestimmt werden, welches nahe am Literaturwert von etwa 2.0 eV liegt. Bei Lithium werden zwei Kristalle stark unterschiedlicher Qualität erzeugt. Einer liefert eine Austrittsarbeit zwischen 1.82 und 2.23 eV, der andere eine von etwa 3.49 – 4.5 eV. Da der Literaturwert hier zwischen 1.94 und 2.7 eV liegt, ergibt sich für den ersten Kristall eine gute Übereinstimmung, während der zweite Kristall vermutlich nicht die gewünschte Struktur aufweist. Das zeigt, wie die hier etablierte Messung genutzt werden kann, um die Qualität der hergestellten Kristalle zu überprüfen.

Abstract

In the field of electric space propulsion research, the vacuum facilities in use have a decisive influence on the diagnostic measurements. This means that the results of studies on different systems can only be compared to a limited extent. The Ref4EP project aims to solve this problem by developing a system for calibrating energy detectors. This system requires the energy-discrete particle beam of a solid-state ion source.

The aim of this work is to characterize the ion emission of the ion source used. The source consists of an aluminosilicate in which alkali ions (in this case sodium or lithium) are incorporated. Since the emission is temperature dependent, a temperature measurement must be established. This can only be done via the emission spectrum of the ion source, as high voltages around the crystal prevent a contact measurement. For the measurement, the emission spectrum of the ion source is recorded with a grating spectrometer. Then the theoretical emission curve of an ideal black body is fitted to the spectrum to obtain the temperature as a parameter.

A reliable method can be established by studying the influences on the temperature measurement and comparing it with a thermal imaging camera. This is used together with a current measurement to evaluate the ion emission according to the Richardson-Dushman law. For the sodium crystal investigated, a result for the work function of the crystal can be determined with $\Phi = 2.09 - 2.41$ eV, which is close to the literature value of about 2.0 eV. In the case of lithium, two crystals of very different quality are produced. One gives a work function between 1.82 and 2.23 eV, the other between 3.49 – 4.5 eV. Since the literature value here is between 1.94 and 2.7 eV, the first crystal shows good agreement, while the second crystal probably does not have the desired structure. This shows how the established measurement can be used to check the quality of the crystals produced.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	5
Abstract	7
Abbildungsverzeichnis	11
Tabellenverzeichnis	13
1. Einführung	15
2. Festkörper-Ionenquelle	19
2.1. Atomare Struktur und Funktionsweise	19
2.2. Thermische Emission	21
2.3. Mechanischer Aufbau der Quelle	23
3. Messungen	27
3.1. Strommessung	27
3.2. Temperaturmessung	30
3.2.1. Temperatur	30
3.2.2. Wärmestrahlung	31
3.2.3. Pyrometer	36
3.2.4. Wärmebildkamera	37
3.2.5. Spektrometer	38
4. Experimenteller Aufbau	43
4.1. Vakuumkammer	43
4.2. Elektrischer Aufbau	45
4.3. Optischer Aufbau	47
5. Auswertung	51
5.1. Evaluation der Temperaturmessung	51
5.2. Abgleich der Temperaturmessung	59
5.3. Darstellung des Emissionsverhaltens	65
5.4. Diskussion der Ergebnisse	74
Literatur	77

Abbildungsverzeichnis

2.1.	β -Eucryptit Kristallgitter	20
2.2.	Die drei Emissionsbereiche des Ionenkristalls	22
2.3.	Befüllter Schmelztiegel aus Tantal	24
2.4.	Anordnung zur Ionenextraktion	25
3.1.	Funktionsweise des Faraday-Cups	28
3.2.	Einfluss der Repellerspannung auf die Strommessung	29
3.3.	Darstellung eines Hohlraumstrahlers	32
3.4.	Reziproker Raum mit erlaubten Resonatormoden	33
3.5.	Darstellung des Planck'schen Strahlungsgesetzes	35
3.6.	Optischer Teil des Handpyrometers	36
3.7.	Messbereich der Wärmebildkamera	38
3.8.	Unkorrigiertes und korrigiertes Spektrum des Tiegels	39
3.9.	Response-Funktion des Spektrometers	41
3.10.	Exemplarische Darstellung des Schwarzkörperfits	42
4.1.	Experimenteller Aufbau	44
4.2.	Transmissionsverhalten des Schauglasses	45
4.3.	CAD-Modell der Verfahreinheit	48
4.4.	Angefertigte Verfahreinheit	49
5.1.	Gültiger Wellenlängenbereich	53
5.2.	Einfluss der Peak-Höhe	55
5.3.	Einfluss der Response-Korrektur	56
5.4.	Erwartete Fokussierung des Schmelztiegels	57
5.5.	Temperatur in Abhängigkeit der Heizleistung	59
5.6.	Transmission des infrarot-durchlässigen Glases	60
5.7.	Messung mit der Wärmebildkamera	61
5.8.	Emissivität von Metallen und Nichtmetallen	62
5.9.	Vergleich der Temperaturmessung von Wärmebildkamera und Spektrometer	64
5.10.	Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung	67
5.11.	Temperaturabhängigkeit des emittierten Stroms	68
5.12.	Logarithmischer Auftrag der Temperaturabhängigkeit des Stroms	69
5.13.	Kristall mit ungesetzmäßigem Verhalten	72
A.1.	Richardson-Dushman-Auswertung Li01	81

A.2. Richardson-Dushman-Auswertung Li02	82
A.3. Richardson-Dushman-Auswertung Li03	82
A.4. Richardson-Dushman-Auswertung Li04	83
A.5. Richardson-Dushman-Auswertung Li05	83
A.6. Richardson-Dushman-Auswertung Na01	84
A.7. Richardson-Dushman-Auswertung Na02	84

Tabellenverzeichnis

1. Einführung

Elektrische Raumfahrtantriebe gewinnen eine immer größere Bedeutung in der Raumfahrtindustrie. In den letzten Jahren hat die Zahl der Satelliten mit elektrischer Antriebstechnik - auch durch die Starlink-Konstellation - stark zugenommen, wobei sich besonders Hall- und Ionentriebwerke durchgesetzt haben [1, S. 8]. Der Grund für die steigende Zahl an Missionen liegt in der hohen Effizienz der Triebwerke für Orbitalmanöver, im Vergleich zu herkömmlichen chemischen Triebwerken. Um diese Effizienzsteigerung zu verstehen, nutzt ein Blick auf die Ziolkowsky-Gleichung, welche die Geschwindigkeitsänderung einer Rakete Δv durch die Ausstoßgeschwindigkeit des Treibstoffs c und die Massenänderung Δm im Vergleich zur Startmasse m_0 idealisiert beschreibt.

$$\Delta v = c \cdot \ln \left(\frac{m_0}{m_0 - \Delta m} \right) \quad (1.1)$$

Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, dass ein Triebwerk mit einer höheren Ausstoßgeschwindigkeit c , für die gleiche Masse an Treibstoff, ein größeres Δv erzielt. Anders ausgedrückt, muss ein Satellit, der eine Geschwindigkeitsänderung Δv erzielen will, weniger Treibstoff aufwenden, wenn das Triebwerk eine hohe Ausstoßgeschwindigkeit aufweist. Während diese für chemische Triebwerke bei etwa 5 km/s limitiert ist, liegt die Ausstoßgeschwindigkeit für elektrische Antriebe bei bis zu 40 km/s. Deshalb muss für dieselben Manöver mit elektrischen Triebwerken deutlich weniger Treibstoff aufgewendet werden, wodurch die Treibstoffmasse verringert, oder die Missionsdauer verlängert werden kann [1].

Obwohl elektrische Raumfahrtantriebe bereits Anfang des 20. Jahrhunderts erstmalig in der Wissenschaft diskutiert wurden und die erstmalige Anwendung im Weltraum bereits in den 1960er Jahren erfolgte, sind sie auch heute noch Gegenstand von Forschung und Entwicklung. In den letzten Jahren ist dabei insbesondere die Suche nach alternativen Treibstoffen zum derzeit verwendeten Xenon in den Fokus gerückt. Da dieses durch Luftverflüssigung aus der Atmosphäre gewonnen wird, ist es nicht in ausreichender Menge für die steigende Zahl an Missionen vorhanden und ist überdies sehr teuer. Die Erprobung alternativer Treibstoffe erfordert Untersuchungen an allen Teilen des Triebwerks. So ändern sich die Anforderungen an Lagerung, Materialeigenschaften oder die Auslegung der Ionisation. Durch die veränderten atomaren Eigenschaften muss der gesamte Ionisationsprozess neu ausgelegt und untersucht werden [1].

Zur Simulation der orbitalen Weltraumbedingungen werden in der Forschung Vakuumtanks genutzt, die möglichst groß im Vergleich zum plasmarelevanten Teil des Triebwerks sein sollen. So können Einflüsse der Tankinfrastruktur vermieden werden. Dennoch kommt es zum sogenannten Facility-Effect, der die Einflüsse des Testaufbaus auf das Triebwerk und Messungen die daran durchgeführt werden, zusammenfasst. Den größten Einfluss hat dabei der erhöhte Druck im Vergleich zum Vakuum des Weltraums. Dieser wird durch das Gleichgewicht aus Pumpleistung der Kammer und eingebrachten Teilchen festgelegt. Für Triebwerkstests ergibt sich dabei eine zusätzliche Schwierigkeit, da durch den Antrieb kontinuierlich Teilchen in das Vakuum eingebracht werden. Diese müssen dann möglichst schnell aus dem Volumen entfernt werden, um den niedrigen Druck aufrecht zu erhalten. Dafür werden leistungsstarke Turbo- und Cryopumpen eingesetzt. Durch das verbleibende Hintergrundspektrum aus Neutralteilchen gibt es eine Reihe von Effekten auf das Triebwerk und die Messungen, was in zahlreichen Studien untersucht wurde [2–4]. Beispielsweise sorgen Kollisionen des Teilchenstrahls mit den Neutralteilchen für die Entstehung zusätzlicher Strahlkomponenten, welche die Strommessung verfälschen. Die elastischen und inelastischen Kollisionen beeinflussen auch das Energiespektrum des Strahls, was dazu führt, dass dieselben Triebwerke in unterschiedlichen Anlagen verschiedene Messergebnisse liefern.

Da die fehlende Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Messungen die Zusammenarbeit auf dem Feld behindert, möchte das Projekt REF4EP unter anderem die Möglichkeit schaffen, beliebige Energiedetektoren mithilfe eines Vergleichdetektors zu kalibrieren. Die Energiemessung soll dabei für einen Bereich zwischen 0 und 2 keV (für einfach geladene Ionen) ausgelegt werden. Für eine exakte Energiemessung ist ein möglichst energiediskreter Ionenstrahl notwendig. Doch Gitterionentriebwerke, die in der Arbeitsgruppe vorrangig erforscht werden, weisen aufgrund der vielen Stöße im Plasma, aus dem die Ionen extrahiert werden, eine sehr breite Energieverteilung auf. Außerdem hängt die Strahlenergie nicht direkt mit der angelegten Extraktionsspannung zusammen, da die Ionen bei der Extraktion zusätzliche, aus dem Plasma resultierende, Potentiale durchlaufen. Deshalb wird sich dazu entschieden eine Festkörper-Ionenquelle zu verwenden, die auf der thermoionischen Emission basiert.

Festkörper-Ionenquellen sind Ionenkristalle, die bei hohen Temperaturen (um etwa 1000 °C), Ionen emittieren. Die aus dem Material ausgetretenen Ionen können anschließend in einem elektrischen Feld beschleunigt werden, wodurch die Energie des Strahls genau festgelegt wird. Dabei resultiert die Engeriebreite hier aus der thermischen Energie der Ionen, die für die Emission notwendig ist. Im Betrieb liegt die Temperatur hier etwa zwischen 1200 und 1600 K, was einer Energie von etwa $E = k_B T \approx 0.12$ eV entspricht. Im Gegensatz zur Plasmaextraktion, bei der durch die hohe Temperatur Energiebreiten von mehreren 10 eV auftreten, führt

der Festkörper-Emitter zu einem sehr diskreten Ionenstrahl.

Um eine möglichst genaue Vergleichsmessung zu schaffen, muss das Emissionsverhalten der Ionenquelle möglichst gut verstanden werden. Die Emission hängt von der Temperatur des Emitters ab. Doch im Rahmen früherer Arbeiten in der Arbeitsgruppe zur Festkörper-Ionenquelle hat sich herausgestellt, dass nur schlecht über die Heizleistung auf die Temperatur des Kristalls geschlossen werden kann. Deshalb soll im Rahmen dieser Bachelorarbeit die Möglichkeit geschaffen werden, die Temperatur des emittierenden Festkörpers zu bestimmen. Diese Aufgabe erweist sich aufgrund der hohen Spannungen um die Ionenquelle als sehr herausfordernd, da eine direkte Messung mittels Thermoelement Hochspannungsüberschläge riskieren würde. Aus diesem Grund wird eine kontaktlose Methode über das Emissionsspektrum des strahlenden Körpers eingeführt.

Für eine Temperaturmessung über das Emissionsspektrum gibt es verschiedene Methoden, die alle die Theorie zu schwarzen Strahlern ausnutzen. Gängig ist die Verwendung von Pyrometern oder Wärmebildkameras, die als Komplettlösung angeboten werden. Doch in dieser Arbeit wird eine Methode ausgearbeitet, für die ein Gitterspektrometer zur direkten Messung des Emissionsspektrums genutzt wird. Geht man davon aus, dass es sich bei dem Körper um einen idealen schwarzen Körper handelt, so kann an das Emissionsspektrum die Kurve eines Schwarzkörper-Strahlers gefittet werden. Aus den Parametern des Fits lässt sich dann die Temperatur bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieses Vorgehen automatisiert und ein Messablauf ausgearbeitet, der die Messfehler minimiert.

Zusätzlich wird mithilfe eines Farady-Cups der Ionenstrom gemessen. Dadurch können die Messgrößen Heizleistung, Temperatur und Stromdichte miteinander in Relation gebracht werden. Aus den Ergebnissen der kombinierten Strom- und Temperaturmessung können wichtige Parameter des Ionenkristalls bestimmt werden, da sich die Emission des Ionenkristalls, analog zu der eines glühenden Drahts, über das Richardson-Dushman-Gesetz beschreiben lässt. Genauer gesagt können daraus die Austrittsarbeit Φ und die Richardson-Konstante A_R ermittelt werden. Mit diesen kann überprüft werden, ob sich die gewünschte kristalline Struktur ausgebildet hat und eine Aussage über die Qualität der emittierenden Oberfläche getroffen werden.

Um Dopplungen zu vermeiden, wurde in dieser Arbeit darauf verzichtet, ein eigenständiges Kapitel zur Theorie zu integrieren. Stattdessen ist die Theorie immer dort zu finden, wo sie für die Anwendung relevant ist. In Kapitel 2 wird also direkt auf die Funktionsweise und den Aufbau der Ionenquelle eingegangen. Es wird erläutert, wie sich die thermoionische Emission beschreiben lässt und die Ionenquelle betrieben wird. In Kapitel 3 werden die Strom- und Temperaturmessung sowohl theoretisch, als auch in der praktischen Umsetzung beschrieben. Für die Temperaturmessung

wird dabei das Planck'sche Strahlungsgesetz hergeleitet, auf dem die Messmethoden mittels Emissionsspektroskopie basieren. Anschließend können in Kapitel 4 die Ionenquelle und der Messaufbau gemeinsam in einem Kapitel zum experimentellen Aufbau vereint werden. Dabei wird insbesondere auf die elektrische Versorgung und die entworfene Verfahreinheit für die spektrometrische Messung Bezug genommen. Abschließend wird in Kapitel 5 die Temperaturmessung durch verschiedene Messreihen ausgearbeitet und gerechtfertigt. Nach einem Abgleich mit einer zweiten Temperaturmessung kann dann die Auswertung der Emissionseigenschaften der Emittoren erfolgen und diskutiert werden.

2. Festkörper-Ionenquelle

2.1. Atomare Struktur und Funktionsweise

Die Ionenquellen, welche im Rahmen dieser Arbeit Verwendung finden, beruhen auf einem Phänomen, welches Anfang des 20. Jahrhunderts entdeckt wurde. In Experimenten hat sich gezeigt, dass bestimmte Alumosilikate bei Erwärmung Alkali-Ionen, die zuvor in der Kristallstruktur gebunden waren, emittieren [5, S. 5]. Damit stellen diese sogenannten Ionenkristalle eine einfache, aber effektive Möglichkeit der Erzeugung von Ionen dar, da für den Betrieb der Quelle lediglich eine Möglichkeit zum Heizen des Kristalls bestehen muss. Zudem ermöglicht die Bindung der Alkali-Ionen im Kristall eine einfache Handhabung dieser sonst stark reaktiven Atome [6].

Die Komplexität dieser Ionenquellen liegt dabei in der Herstellung möglichst reiner Emitter. Dazu müssen die gewünschten Alkaliatome zusammen mit dem Alumosilikat in eine homogene kristalline Struktur gebracht werden. Bei der Herstellung der hier verwendeten Emitter werden Aluminium- und Siliziumoxid zusammen mit Natrium- bzw. Lithiumkarbonat jeweils in Pulverform in einem Mörser zu einem homogenen Pulver zerstampft. Anschließend wird das Pulver in einem zylinderförmigen Schmelzriegel aus Tantal geschmolzen und langsam abgekühlt. Durch diesen Prozess bilden sich die für den Ionenkristall erwünschten Gitterbindungen aus, die eine Extraktion der Alkali-Ionen ermöglichen [6].

Tabelle 2.1.: Stöchiometrisches Verhältnis für die Herstellung der Ionenkristalle. Dabei ist X das jeweilige Alkaliatom, hier also entweder Natrium oder Lithium. Die Tabelle ist aus [6] entnommen.

Al_2O_3	:	1 Mol
SiO_2	:	1 Mol
X_2CO_3	:	2 Mol

Alumosilikate werden, abhängig vom geometrischen Aufbau des Kristalls, in unterschiedliche Gruppen eingeteilt. Dabei hat sich in Materialstudien gezeigt, dass bestimmte Verbindungen besser emittieren als andere. Eine besonders gute Struktur für die Ionenemission bietet das sogenannte β -Eucryptit (LiAlSiO_4) [7]. In diesem sind die Silizium- und Aluminiumatome jeweils von vier Sauerstoffatomen umgeben, sodass sich Tetraeder ausbilden. Dabei teilen sich Silizium und Aluminium jeweils die Sauerstoff-Ionen. Durch den Ersatz von Si^{4+} mit Al^{3+} bildet sich eine negative Ladung im Valenzband aus, die durch die Einbringung von zusätzlichen

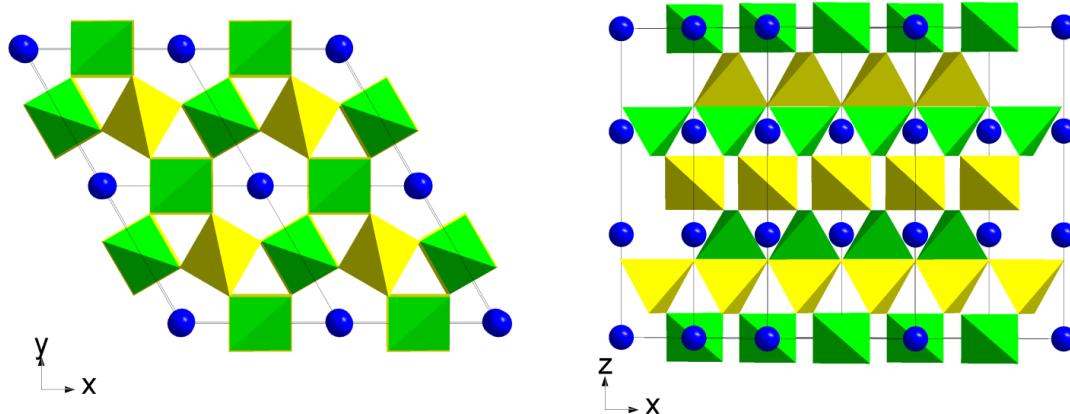


Abbildung 2.1.: Diese graphische Darstellung des Kristallgitters von [5] zeigt die Kristallstruktur von β -Eucryptit bei 920 K. Lithium ist dabei in Blau eingezeichnet, während die Aluminium-Tetraeder in Gelb und die mit Silizium in Grün markiert sind. Es sind deutlich die Ionenkanäle parallel zur z-Achse zu erkennen.

Alkali-Ionen ausgeglichen wird. Die graphische Darstellung des Hochtemperatur-Ionengitters von LiAlSiO_4 in Abbildung 2.1 zeigt die Ausbildung von Ionenkanälen im Gitter der Tetraeder. Die Struktur des Natriumkristalls ist ähnlich zu der von β -Eucryptit, weist allerdings eine andere Raumgruppe auf. Das bedeutet, die Tetraeder sind unterschiedlich orientiert, doch die Ionenkanäle sind analog vorhanden. Man bezeichnet diese Kristalle auch als Nephelin ($\text{Na}_4\text{Al}_4(\text{SiO}_4)_4$). Die Struktur von Nephelin wird nicht näher betrachtet, da in diesem Kapitel nur das Prinzip der Emission motiviert werden soll [5].

Wichtig ist, dass durch das stöchiometrische Verhältnis die Ausbildung der oben besprochenen Kristallstrukturen bewirkt werden soll. Es ist allerdings möglich, dass sich während des Schmelzens lokal Verschiebungen des Gleichgewichts ergeben, wodurch andere Kristallstrukturen wie Spodumen ($\text{LiAlSi}_2\text{O}_6$) oder Petalit ($\text{LiAlSi}_4\text{O}_{10}$) entstehen können [7]. Dasselbe gilt für den Nephelin-Kristall. Da in dieser Arbeit nicht die Kristallstruktur der produzierten Emittoren untersucht wird, muss dieser Umstand bei der Auswertung der Emission berücksichtigt werden.

Während Alumosilikate bei Raumtemperatur Isolatoren sind, weisen sie bei Temperaturen ab etwa 800 K eine geringe Leitfähigkeit auf. Diese resultiert aus der Bewegung der in den Kanälen vorliegenden Alkali-Ionen. Auf die Beschreibung des Austritts dieser Ionen soll im folgenden Kapitel genauer eingegangen werden, um schließlich zu einer theoretischen Beschreibung der Stromdichte zu gelangen.

2.2. Thermische Emission

Zunächst ist es wichtig festzuhalten, dass bis heute keine vollständige physikalische Beschreibung des Emissionsprozesses von Ionenkristallen existiert, obwohl durch das Wissen über die Ionenkanäle in der Gitterstruktur des Kristalls die Ionenemission qualitativ erklärt werden kann. Allerdings kann die empirische Formel zur mathematischen Beschreibung des glühelektrischen Effekts, die häufig als Richardson-Gleichung bezeichnet wird, auch auf das Emissionsverhalten von Ionenkristallen angewendet werden [5].

Richardson erklärt die thermische Emission von Elektronen aus Metallen, indem er ein Metall als Potentialtopf mit Rändern beschreibt. Die Elektronen können sich innerhalb des Potentialtopfs frei, unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung, bewegen. An der Oberfläche des Metalls begegnet ihnen allerdings eine Potentialbarriere, die sie daran hindert das Metall zu verlassen. Nur Elektronen, die eine ausreichend hohe thermische Energie besitzen, können diese Barriere überwinden und die dazu notwendige Austrittsarbeit Φ leisten. Während bei Raumtemperatur nur wenige Elektronen diese Energie besitzen, erhöht sich deren Anteil bei steigender Temperatur. Die sich daraus ergebende Gleichung lässt sich ebenso auf die Emission von Ionen aus Ionenkristallen anwenden [5, 8].

$$J = A_R T^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{k_B T}\right) \quad (2.1)$$

Diese Formel beschreibt die Stromdichte J der austretenden Ionen in Abhängigkeit der Temperatur T . Dabei ist Φ die Austrittsarbeit aus dem Material, k_B die Boltzmann-Konstante und A_R die Richardson-Konstante. Letztere ist eine Materialkonstante, die Aussagen über die Güte des hergestellten Kristalls zulässt.

Die Richardson-Dushman-Gleichung beschreibt allerdings nur die Stromdichte für den Austritt aus der Oberfläche und berücksichtigt nicht, was mit den Ionen nach dem Austritt geschieht. Die Raumladung der Ionen um den Kristall wird also vernachlässigt, wodurch sich der Strom beliebig steigern könnte. Zur Nutzung des Kristalls als Ionenquelle wird in der Anwendung allerdings eine Extraktionsspannung angelegt. Bei der Extraktion mit niedrigen elektrischen Feldstärken greift hier die Raumladungsbegrenzung. Diese limitiert den extrahierbaren Ionenstrom, da die Ladung des Ionenstrahls das elektrische Feld abschwächt. Das bedeutet, obwohl die Richardson-Dushman-Gleichung einen höheren Strom erlauben würde, wird ein herabgesetzter Strom extrahiert und detektiert. Dieser Effekt, der sich mit dem Child-Langmuir-Raumladungsgesetz beschreiben lässt, tritt bei Feldstärken von wenigen V/cm auf [5]:

$$J = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (2.2)$$

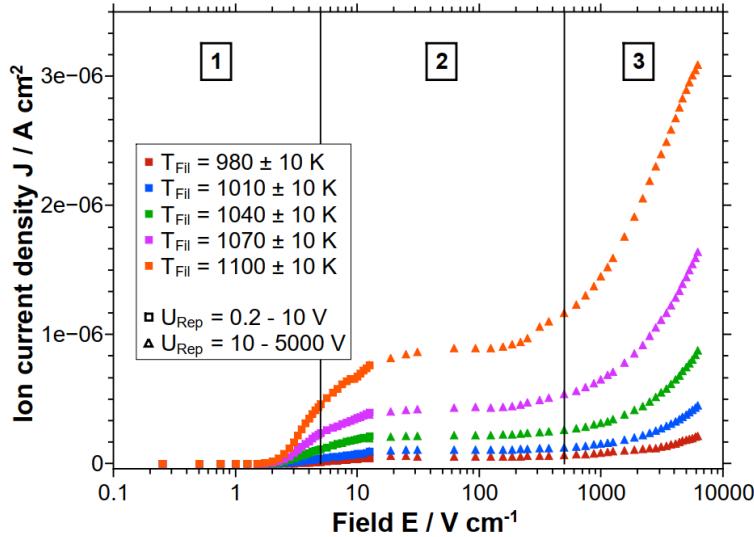


Abbildung 2.2.: Bei der thermoionischen Emission ergeben sich drei unterschiedliche Bereiche, je nach Größe der elektrischen Feldstärke an der Oberfläche. Im ersten Bereich ist der Strom durch das Child-Langmuir-Gesetz raumladungsbegrenzt, bis er in den zweiten Bereich übergeht, in dem er sich durch das Richardson-Dushman-Gesetz beschreiben lässt. Erhöht man die Feldstärke weiter, kommt schließlich die Schottky-Emission zum Tragen. Quanten-Tunneleffekte, die bei noch größeren Feldstärken auftreten, sind in dieser Arbeit nicht relevant. Die Abbildung ist aus [5] entnommen und zeigt Messwerte eines Natriumemitters der Zusammensetzung $\text{NaAlSi}_2\text{O}_6$. Die Grenzen zwischen den Bereichen sind deshalb durch den Autoren dieser Arbeit gesetzt worden und in Realität eher als Übergangsbereiche zu betrachten. Durch einen Wechsel der Symbole von Quadraten zu Dreiecken soll der Wechsel des verwendeten Netzteils zur Beaufschlagung des Repellers verdeutlicht werden.

Dabei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, e die Elementarladung, M die Masse des Ions und U die Spannung zwischen den Extraktionselektroden, die im Abstand d voneinander liegen.

Das entgegengesetzte Verhalten, der sogenannte Schottky-Effekt, tritt bei einer Extraktion unter hohen Spannungen auf. In der Literatur wird eine Feldstärke E von etwa 2000 V/cm als Grenze angegeben, ab der dieser Effekt dominiert [9]. Bleibt man im Bild der oben eingeführten Betrachtungsweise von Metallen als Potentialtöpfen mit Rändern, so kann der Schottky-Effekt als ein „Herabbiegen des Randes“ [8, S. 74] angesehen werden. Denn ein externes elektrisches Feld E überlagert den Potentialrand und setzt dadurch die erforderliche Austrittsarbeit um ΔW herab [8]:

$$\Delta W = \frac{\sqrt{e^3 E}}{k_B T_S} \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet T_S die materialspezifische Schottky-Temperatur. Auch diese Formel wurde zunächst für die Emission aus Metallen hergeleitet, für welche die die

Schottky-Temperatur äquivalent zur Temperatur des Kristalls ist. Für andere Materialien zeigt sich allerdings eine Abweichung der beiden Temperaturen, weshalb für eine Emission im Schottky-Bereich zunächst T_S bestimmt werden muss [5].

Da die Ionenquelle später in einem Bereich zwischen 0 und 2 keV arbeiten soll, ergeben sich nach der vorliegenden Elektrodengeometrie elektrische Felder, die größtenteils außerhalb dieser beiden extremalen Bereiche liegen. Geht man in einer Abschätzung von einem homogenen elektrischen Feld zwischen den Elektroden aus, so bilden sich Feldstärken zwischen 0 und 900 V/cm aus. Ein Blick auf Abbildung 2.4 zeigt jedoch, dass das elektrische Feld im Bereich der Oberfläche des Ionenkristalls deutlich niedriger ist, als diese homogene Annahme, da die Äquipotentiallinien hier deutlich weiter auseinander liegen. Die Emission findet also größtenteils in dem Bereich statt, der sich durch die Richardson-Dushman-Gleichung beschreiben lässt, deren Gültigkeit in der Literatur bis zu Feldstärken von etwa 1000 V/cm angegeben ist [9]. Nur für sehr niedrige Extraktionsspannungen greift die Raumladungsbegrenzung.

2.3. Mechanischer Aufbau der Quelle

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln genauer auf die Physik des Ionenkristalls eingegangen wurde, soll in diesem der Aufbau der Quelle als Ganzes erläutert werden. Dazu zählen neben dem Festkörper auch der Heizdraht und das Beschleunigungselement.

Da die Quelle grundlegend auf der Gewinnung von Ionen durch die Erhitzung des Ionenkristalls beruht, soll zunächst erläutert werden, wie dieser auf Temperatur gebracht wird. Die gängige, hier verwendete Methode ist das Heizen mithilfe eines Glühdrahts, welcher mit einer großen Stromstärke (etwa 16 A) zum Glühen gebracht wird. Ab einer gewissen Temperatur reicht die Energie der Elektronen im Draht aus, um die Potentialbarriere zu überwinden, wodurch eine Elektronenwolke um den Draht entsteht¹. Die so extrahierten Elektronen werden durch eine beaufschlagte Spannung auf die Unterseite des Tantaltiegels beschleunigt, welcher den Festkörper beinhaltet. Die Elektronen treffen auf das Material, auf dem der Schmelzriegel befestigt ist und geben ihre kinetische Energie in Form von Wärme an diesen ab. Dementsprechend kann die Heizleistung über den auf die Unterseite des Schmelzriegels treffenden Ionenstrom gesteuert werden.

Dabei ist die Beschleunigung der Elektronen in der Umsetzung komplizierter als es in der Theorie wirkt. Denn damit die Elektronen vom Draht abgestoßen werden, muss dieser auf eine hohe negative Spannung im Vergleich zur Unterseite des Schmelzriegels gebracht werden. Dazu muss der gesamte Stromkreis, der den

¹ Auch dieser Prozess ließe sich durch das Richardson-Dushman-Gesetz beschreiben.



Abbildung 2.3.: Diese Abbildung zeigt den Schmelzriegel aus Tantal, in dem der Ionenkristall hergestellt und betrieben wird. Im Moment der Aufnahme befindet sich noch das Pulver, aus dem der Kristall geschmolzen wird, im Tiegel. Auf der Unterseite ist die große kreisförmige Fläche zu erkennen, auf welche die Heizelektronen beschleunigt werden. Vor dem Einbau in die Anlage wird noch ein Blech aus Tantal um den Zylinder gewickelt, um die Strahlungsverluste zu verringern.

Heizdraht versorgt, auf dieses niedrigere Potential gelegt werden. Das bedeutet, dass der Heizstromkreis, der auf Spannungen von bis zu -20 kV liegen kann, hochspannungssicher von der Umgebung abgetrennt werden muss. Der dafür notwendige Aufbau wird in Kapitel 4.2 dargestellt.

Vom Prinzip her erfolgt die Beschleunigung der Ionen analog zu der der Elektronen, außer, dass für diese eine positive Spannung am Tiegel angelegt werden muss, damit sie von diesem abgestoßen werden. Da der Tiegel über den Elektronenstrom erhitzt wird, muss außerdem kein ganzer Stromkreis, sondern nur der Tiegel selbst auf ein niedrigeres Potential gelegt werden. Deshalb kann das Netzteil zur Beaufschlagung der Spannung des Festkörpers außerhalb des Racks aufgebaut werden. Für eine fokussierte Beschleunigung liegt nicht nur der Tiegel selbst, sondern eine umschließende Pierce-Elektrode auf dem durch das Netzteil vorgegebenen Potential. Da die Anode auf Masse liegt, bildet sich in der Elektrode ein gerichtetes elektrisches Feld aus, welches die Ionen vom Schmelzriegel weg beschleunigt (siehe Abbildung 2.4).

Zur Fokussierung des Ionenstrahls wird eine elektrische Einzellinse verwendet, die aus drei hintereinander angeordneten zylinderförmigen Elektroden besteht, welche galvanisch voneinander getrennt sind. Üblicherweise wird die mittlere der drei Elektroden auf eine positive Spannung gelegt (bei positiv geladenen Ionen), während die äußeren beiden auf Masse liegen. Da es sich bei der elektrischen Linse um ein gängiges Bauteil handelt, welches in dieser Arbeit nur verwendet, aber nicht ausgelegt werden soll, wird dessen Funktionsweise hier nicht genauer beschrieben. Stattdessen wird sich darauf beschränkt, dass diese Linse eine fokussierende Wirkung hat, welche die Strommesswerte durch eine Intensitätssteigerung des Strahls verbessert [10].

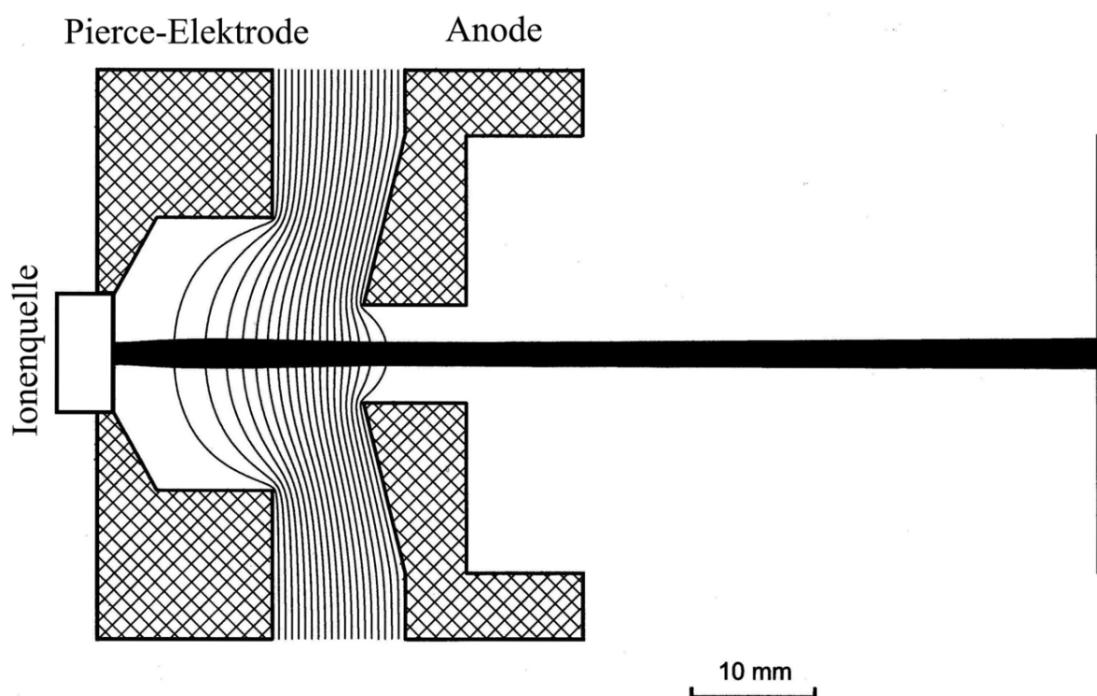


Abbildung 2.4.: Die aus [6] entnommene Zeichnung stellt die verwendete Anordnung für die Ionenextraktion dar. Zwischen den Elektroden sind die Äquipotentiallinien eingezeichnet, welche über ihre Dichte auf die elektrische Feldstärke schließen lassen. Durch die Geometrie der Kathode wird der Strahl bereits bei der Extraktion fokussiert.

3. Messungen

3.1. Strommessung

Zur Messung des Ionenstroms wird ein sogenannter Faraday-Cup verwendet. Aufgrund seines einfachen Aufbaus und Messprinzips hat sich dieser bei der Bestimmung von Strahlströmen bewährt. In diesem Kapitel soll die Funktionsweise eines solchen Cups und die verwendete Messtechnik erläutert werden.

Ein Faraday-Cup besteht aus einem zylinderförmigen Becher mit einer offenen Oberseite. Fährt man den Cup mit der offenen Seite in einen Ionenstrahl, so treffen die Ionen im Inneren des Bechers auf das Material und deponieren dort ihre Ladung. Schließt man gleichzeitig den Stromkreis, indem man ein Kabel von der Cup-Oberfläche über ein Amperemeter zur Masse legt, so fließt die Ladung, welche die Ionen an das Material abgeben, als Strom ab. Der gemessene Strom entspricht dann dem Ionenstrom, der in den Cup fließt. In diesem Aufbau wird ein Picoamperemeter der Produktnummer 6485 von Keithley verwendet.

Durch das Abbremsen der Ionen auf der Oberfläche des Faraday-Cups kann es zu einer Ionisation der Atome im Material kommen. Die dabei herausgeschlagenen Elektronen würden - ohne weitere Vorkehrungen - aus der Öffnung des Cups austreten und dadurch einen *Fehlstrom* generieren. Die zusätzlichen Elektronen, welche den Cup verlassen, würden vom Amperemeter als Ionen, die auf den Cup treffen, gemessen werden.

Um den Effekt dieser sogenannten Sekundärelektronen abzuschwächen, gibt es im Wesentlichen drei Möglichkeiten. Durch einen tieferen, bzw. längeren Cup kann erreicht werden, dass die Elektronen nur unwahrscheinlich ganz aus dem Cup austreten. Außerdem kann die Oberfläche mit einem Material versehen werden, aus dem sich nur schlecht Elektronen schlagen lassen. Die beste, aber auch aufwändigste Methode, stellt schließlich die Nutzung eines sogenannten Repeller-Rings dar, der die Öffnung des Cups umschließt. Dieser wird auf eine negative Spannung gelegt, wodurch die Elektronen im Inneren des Cups zurück auf die Oberfläche gedrückt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde sich dafür entschieden, einen Faraday-Cup mit Repeller-Ring zu verwenden (siehe Abbildung 3.1). Dieser hat den Vorteil einer

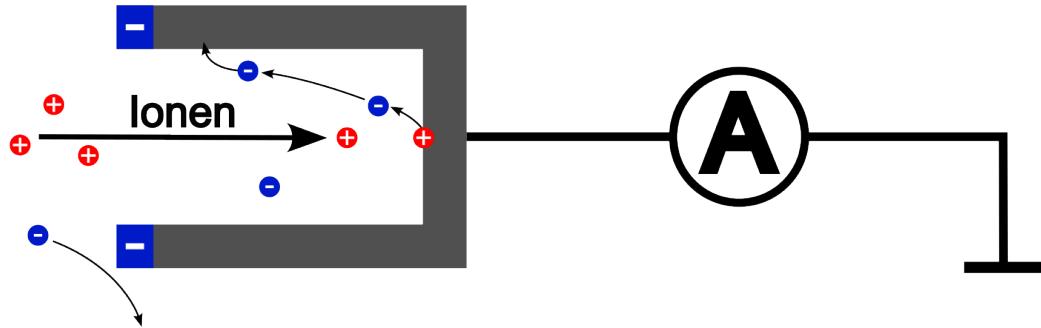


Abbildung 3.1.: Diese schematische Darstellung visualisiert die Funktionsweise eines Faraday-Cups mit Repeller-Ring. Die Ionen treffen auf den Cup und fließen anschließend über ein Amperemeter zur Masse. Der Repeller umschließt den Cup an der Öffnung und wird auf eine negative Spannung gelegt. Dadurch schirmt er einerseits externe Elektronen ab und verhindert andererseits den Austritt sekundärer Elektronen, die durch das Auftreffen der Ionen aus dem Material geschlagen werden.

kompakten Geometrie und der zusätzlichen Abstoßung externer negativer Ladungen. Durch die Nutzung eines Glühdrahts zum Heizen des Ionenkristalls werden eine nicht vernachlässigbare Anzahl an Elektronen durch den Tank gestreut. Diese lassen sich mit dem Faraday-Cup nachweisen, wenn der Ionenkristall geheizt, die Ionen aber nicht beschleunigt werden. In diesem Zustand sollte man eigentlich einen Strom von 0 A messen, doch die Heizelektronen sorgen für einen negativen Strom. Dieser Messfehler kann durch den Repeller zusätzlich verhindert werden.

Zur Bestimmung der idealen Repellerspannung werden zwei separate Messreihen durchgeführt, um die jeweiligen Korrekturreffekte auf den Strom zu charakterisieren. Einerseits wird dabei der Effekt auf die externen negativen Ladungen und andererseits die Auswirkung auf die Sekundärelektronen bestimmt (siehe Abbildung 3.2). Da die Heizelektronen nur einen minimalen Fehler bei der Strommessung erzeugen, wird die Repellerspannung entsprechend der Absenkung des Fehlstroms der herausgeschlagenen Sekundärelektronen bestimmt. Dabei ist zu erkennen, dass bereits eine Spannung von -20 V eine deutliche Reduktion des Fehlstroms bewirkt. Dennoch ist bei einer weiteren Steigerung der Spannung eine weitere Abnahme des Messfehlers zu erkennen. Deshalb wird die Repellerspannung entsprechend des vorhandenen Netzteils auf die maximale Spannung von -120 V eingestellt.

Die Auswertung des Ionenstroms über das Picoamperemeter erfolgt dabei über ein LabView-Programm, welches den gemessenen Strom sekundenweise loggt. Dazu wird das Picoamperemeter über eine GPIB-Schnittstelle mit dem Computer verbunden.

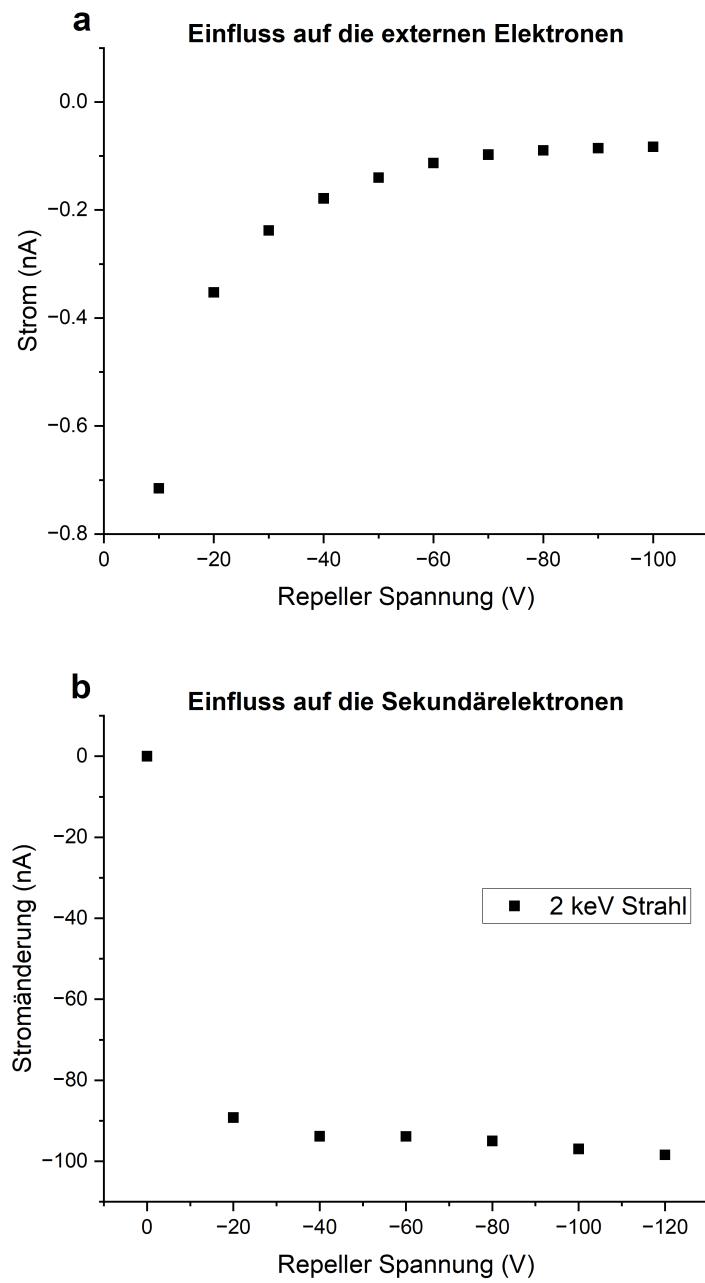


Abbildung 3.2.: Unteruchung des Einflusses der Repellerspannung auf den Fehlstrom durch die externen (a) und sekundären (b) Elektronen. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine erhöhte Repellerspannung den Messfehler verringert.

3.2. Temperaturmessung

Für eine genaue Überwachung des Schmelzens und eine Charakterisierung der Emissionseigenschaften der hergestellten Ionenkristalle ist eine Temperaturmessung unerlässlich. Wie bereits einleitend beschrieben wurde, ist eine kontaktierende Temperaturmessung aufgrund der hohen Spannungen nicht realisierbar. Deshalb muss die Messung über das Emissionsspektrum erfolgen, welches glühend heiße Körper aussenden. Dieses Spektrum folgt abhängig von der Temperatur einer Gesetzmäßigkeit die in Kapitel 3.2.2 genauer erläutert wird. Um die Emission zu vermessen gibt es im Wesentlichen drei unterschiedliche Methoden:

- **Pyrometer:** Basiert auf dem Abgleich des Emissionsspektrums zweier Körper. Meist wird als Vergleichskörper ein Glühdraht verwendet. Eine genauere Beschreibung folgt im Kapitel 3.2.3.
- **Wärmebildkamera:** Nutzt einen Infrarotdetektor, um anhand der Intensität in einem gewissen Wellenlängenbereich die Temperatur zu bestimmen. Die genaue Funktionsweise wird im Kapitel 3.2.4 erläutert.
- **Emissionsspektrum:** Direkte Messung des Emissionsspektrums des glühenden Körpers, um durch einen Vergleich mit dem theoretischen Spektrum die Temperatur zu ermitteln. Diese Methode soll in dieser Arbeit grundlegend ausgearbeitet und diskutiert werden, wofür im Kapitel 3.2.5 die Grundlage gelegt wird.

Doch bevor diese Messmethoden genauer erläutert werden, soll in den kommenden beiden Kapiteln der Begriff der Temperatur definiert und das Emissionsspektrum eines idealen schwarzen Körpers hergeleitet werden.

3.2.1. Temperatur

Auf den ersten Blick wirkt die Temperatur wie eine Größe, die keiner ausführlichen Definition bedarf, da sie für die meisten Menschen bereits sehr zugänglich scheint. Zumindest besitzt jeder Mensch Thermorezeptoren, mit denen die Körpertemperatur direkt an die subjektive Wahrnehmung gekoppelt wird [11]. Dadurch besitzt jeder Mensch ein Gefühl für Temperatur, was diese allgegenwärtig macht.

Doch in erster Linie ist die Temperatur eine Zustandsgröße aus der Thermodynamik. Sie beschreibt also den Zustand eines statistischen Ensembles an Teilchen im thermodynamischen Gleichgewicht. Demnach ist sie keine elementare Eigenschaft der Materie, sondern ergibt sich erst durch die makroskopische Betrachtung eines statistisch verteilten Systems [12].

Um ein Gefühl für die Aussagekraft der Temperatur eines Systems zu bekommen, lohnt sich die Betrachtung des idealen Gases. Also einem Gas, bei dem die einzelnen

Atome als punktförmige Teilchen beschrieben werden, die nur durch elastische Stöße miteinander wechselwirken. Für ein solches Gas aus N Teilchen, das sich mit einer Temperatur T , unter einem Druck p , im Volumen V verteilt, gilt

$$pV = Nk_B T, \quad (3.1)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist. Eine Betrachtung der Einheiten auf der linken Seite zeigt, dass sich auf beiden Seiten $N/m^2 \cdot m^3 = Nm = J$, also Energieeinheiten gegenüberstehen. Da in einem idealen Gas nur kinetische Energie vorliegt, lässt sich die mittlere Energie zu $\bar{E} = (1/2)m\langle v^2 \rangle$ bestimmen. Daraus folgt dann für die Temperatur $T \propto \bar{E} \propto \langle v^2 \rangle$. Daraus wird deutlich, dass die Temperatur in direkter Beziehung zur mittleren Energie eines Systems steht [12].

Im Gegensatz zu idealen Gasen, existieren für reale Gase oder Festkörper zusätzliche Freiheitsgrade, die Energie aufnehmen können. Dennoch erweist sich die Vorstellung von Temperatur als die mittlere Energie eines Systems als wertvoll. So kann man sich in Festkörpern gut vorstellen, dass die Temperatur ein Maß der Energie in den Schwingungen der Elektronen (und Atome) im Gitter ist.

3.2.2. Wärmestrahlung

In diesem Kapitel soll berechnet werden, welche spektrale Strahlungsdichte $S_\lambda(T)$ ein Körper der Temperatur T abstrahlt. Dabei wird die Formel für einen idealen schwarzen Körper hergeleitet, der ein spektrales Absorptionsvermögen von $A = 1$ besitzt, also alle auf ihn einfallende Strahlung absorbiert. Für einen solchen Körper entspricht das spektrale Emissionsvermögen E_λ nach dem Kirchhoff'schen Strahlungsgesetz genau der spektralen Strahlungsdichte S_λ . Die gesamte Herleitung orientiert sich an [13] und [14], woraus auch die graphischen Darstellungen entnommen sind.

Ein Beispiel für einen idealen schwarzen Körper stellt ein Hohlraum dar, der, im Vergleich zur inneren Oberfläche F , eine deutlich kleinere Öffnung ΔF besitzt. Dabei ist F eine ideal leitende und reflektierende Oberfläche. Stellt man sich ein Photon vor, das durch die Öffnung in den Hohlraum fällt, so wird klar, dass es diesen niemals verlassen wird. Vielmehr wird es praktisch unendlich lang an den Wänden reflektiert werden [14].

Gleichzeitig ist der Hohlraum auch ein idealer Strahler, dessen Atome auf der Oberfläche, bei einer gegebenen Temperatur T , mit einer bestimmten, statistisch verteilten Frequenz ν schwingen. Dadurch bilden sich im Hohlraum stehende elektromagnetische Wellen aus, die an den Wänden Knoten besitzen müssen, da die elektrische Feldstärke auf ideal leitenden Oberflächen keine Tangentialkomponente aufweist. Die erlaubten stehenden Wellen werden auch Resonatormoden genannt

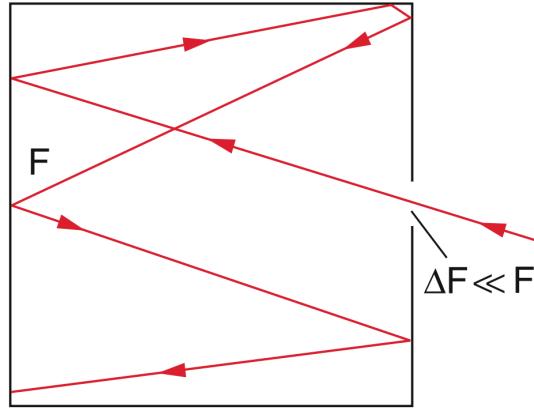


Abbildung 3.3.: Hier ist das Prinzip eines Hohlraumstrahlers visualisiert. Er dient zu Herleitung der Formel für die spektrale Strahlungsdichte eines idealen schwarzen Körpers [13].

und müssen folgende Bedingung erfüllen [13]:

$$n \cdot \frac{\lambda}{2} = a \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}^+ \quad (3.2)$$

Dabei zählt n die Resonatormoden durch, während λ die Wellenlänge und a die Kantenlänge des würfelförmigen Hohlraums ist.

Kennt man die Modendichte $n(\nu)$ und die mittlere temperaturabhängige Energie pro Mode $\bar{\epsilon}(T)$, so lässt sich daraus die spektrale Strahlungsdichte $S_\lambda(T)$ bestimmen. Deshalb soll zunächst eine Formel für die Modendichte im Hohlraum ermittelt werden. Dafür wird der Zusammenhang aus Gleichung 3.2 mit der Wellenzahl $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ umgeformt. Da die Eigenschwingungen auch schräg im Hohlraum stehen können, gilt die daraus resultierende Bedingung für alle Raumrichtungen [13]:

$$k_x = n_x \frac{\pi}{a} \quad k_y = n_y \frac{\pi}{a} \quad k_z = n_z \frac{\pi}{a} \quad (3.3)$$

Das bedeutet, es sind nur diejenigen Wellenzahlen zulässig, welche das Gleichungssystem 3.3 erfüllen. Daraus wird ersichtlich, dass sich im reziproken Raum (k -Raum) alle Punkte darstellen lassen, deren zugehörige Wellenzahlen für die stehenden Wellen im Hohlraum prinzipiell erlaubt sind. Allerdings ist $|\vec{k}|$ nicht beliebig wählbar, sondern für eine Frequenz ν genau vorgegeben [13]:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(\frac{2\pi\nu}{c} \right)^2 \quad (3.4)$$

Man kann erkennen, dass Gleichung 3.4 eine Kugeloberfläche mit Radius $2\pi\nu/c$ im k -Raum beschreibt. Für eine vorgegebene Frequenz enthält diese Kugeloberfläche alle zulässigen Kombinationen der Wellenzahl. Da für die Wellenzahl nur positive Werte

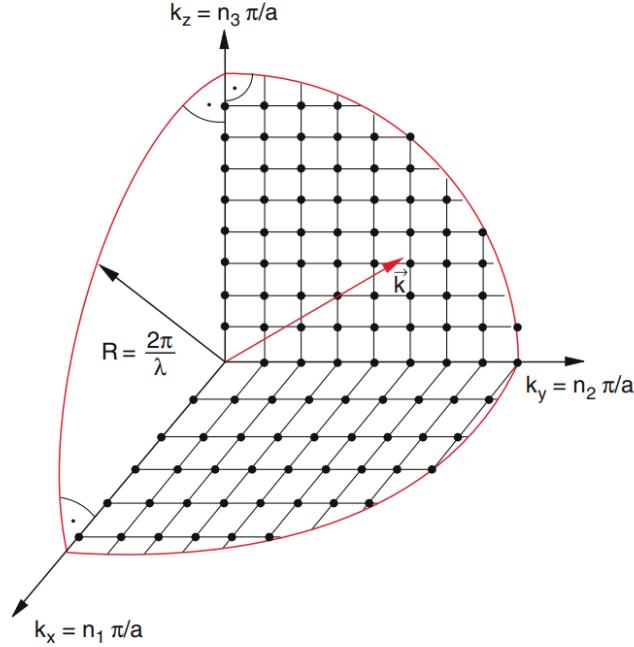


Abbildung 3.4.: Diese Graphik stellt den reziproken Raum (k-Raum) mit den Wellenzahlen der möglichen Resonatormoden dar. Es sind nur diejenigen k-Werte erlaubt, für welche die Kantenlänge des Kastens ein Vielfaches von $\lambda/2$ ist. Außerdem ist der Betrag von \vec{k} über die Frequenz festgelegt, wodurch $R = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu/c$ [13].

erlaubt sind, liegen alle gültigen Kombinationen im I. Quadranten des Koordinatensystems. Die gültigen Werte liegen also auf einem Achtel der Kugeloberfläche [13].

Für den Fall, dass $\lambda \ll 2a$, kann man die Zahl der Resonatormoden innerhalb eines Volumens im k-Raum durch die Anzahl der Einheitszellen $(\pi/a)^3$ in diesem Volumen gut annähern. Mit diesem Wissen kann man die Änderung der Zahl der Resonatormoden dZ für eine infinitesimal kleine Änderung der Frequenz $d\nu$ ausgehend von der Frequenz ν berechnen. Dafür ist zunächst das infinitesimal kleine Volumen dV einer Kugelschale der Dicke $k + dk$ zu berechnen [13]:

$$dV = 2 \cdot \frac{1}{8} \cdot 4\pi k^2 dk = \pi^3 \left(\frac{2\nu}{c} \right)^2 dk \quad (3.5)$$

Dabei resultiert der Vorfaktor 2 daraus, dass jede Welle beliebig polarisiert sein kann und man jede Polarisation aus der Linearkombination zweier unterschiedlicher Wellen darstellen kann. Die 1/8 folgen aus der oben beschriebenen Bedingung, dass die einzelnen Komponenten der Wellenzahl nur positive Werte annehmen dürfen. Die Änderung der Zahl der Resonatormoden bei Änderung der Frequenz erhält man anschließend mit $dk = 2\pi \cdot d\nu/c$:

$$dZ = \frac{dV}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^3} = \left(\frac{2\nu}{c}\right)^2 a^3 dk = \frac{8\pi a^3}{c^3} \nu^2 d\nu \quad (3.6)$$

Dieser Ausdruck ist nur noch durch das Volumen $V = a^3$ des Hohlraums zu teilen, um den finalen Ausdruck für die Modendichte zu erhalten [13]:

$$n(\nu) = \frac{1}{V} \frac{dZ}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (3.7)$$

Anschließend ist noch die mittlere Modenenergie $\bar{\epsilon}(T)$ zu berechnen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein (elektromagnetischer) Oszillator im thermischen Gleichgewicht, bei einer gewissen Temperatur T , die Energie E besitzt, ist proportional zum Boltzmann-Faktor $\exp(E/k_B T)$. Folgt man der klassischen Betrachtung nach Boltzmann, so ist die Verteilung der Energie harmonischer Oszillatoren kontinuierlich. Die mittlere Energie erhält man dann über das Integral, welches jede Energie E mit dem Boltzmann-Faktor multipliziert. Dieses Integral ist zur Normierung noch durch das Integral über den Boltzmann-Faktor zu teilen [14]:

$$\bar{\epsilon}(T) = \frac{\int_0^\infty E \exp\left(\frac{E}{k_B T}\right) dE}{\int_0^\infty \exp\left(\frac{E}{k_B T}\right) dE} = k_B T \quad (3.8)$$

Nutzt man dieses Ergebnis zur Berechnung der spektralen Strahlungsdichte, so erhält man das Rayleigh-Jeans'sche Strahlungsgesetz:

$$S_\nu(T) = \frac{c}{4\pi} n(\nu) \bar{\epsilon}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T \quad (3.9)$$

Dieses sagt allerdings die sogenannte Ultraviolett-Katastrophe voraus, da die Strahlungsdichte quadratisch mit der Frequenz ansteigt. Das bedeutet allerdings nichts anderes als das ein Körper, der diesem Gesetz folgen würde, unendlich viel Energie abstrahlen würde. Dieses Ergebnis ist dementsprechend unphysikalisch und stimmte auch nicht mit den damaligen experimentellen Ergebnissen überein [14].

Diesen Widerspruch hat Max Planck 1900 mit seiner wegweisenden Quantenhypothese aufgelöst. Diese geht davon aus, dass die Resonatormoden nicht alle beliebigen Energien, sondern nur ganz bestimmte, gequantele Energien annehmen können. Durch diese Annahme werden die oben verwendeten Integrale zu Summen über Vielfache der Energie $E = n \cdot h\nu$. Heute weiß man, dass damit erstmals die Existenz von Photonen, die eine Energie von $E_{Ph} = h\nu$ besitzen, nachgewiesen werden konnte. Die mittlere Energie berechnet sich dann mithilfe zweier Summentricks zu [14]:

$$\bar{\epsilon}(T) = \frac{\sum_0^\infty nh\nu \exp\left(\frac{nh\nu}{k_B T}\right) dE}{\sum_0^\infty \exp\left(\frac{nh\nu}{k_B T}\right) dE} = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (3.10)$$

Das lässt sich abschließend zum Planck'schen Strahlungsgesetz zusammenfassen:

$$S_\nu(T) = \frac{c}{4\pi} n(\nu) \bar{\epsilon}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (3.11)$$

Da das Spektrometer die Emission pro Wellenlänge misst, soll dieser Ausdruck noch von der Frequenz zur Wellenlänge umgeformt werden. Dabei muss darauf geachtet werden, dass gemäß $\nu = c/\lambda$ eine Zunahme der Frequenz einer Abnahme der Wellenlänge entspricht, also $S_\nu d\nu = -S_\lambda d\lambda$:

$$S_\lambda(T) = -S_\nu \frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (3.12)$$

Dabei ist h das Planck'sche Wirkungsquantum (die kleinste Energieeinheit) und c die Lichtgeschwindigkeit. In SI-Einheiten ergibt sich für die spektrale Strahlungsdichte $W / (\text{sr m}^3)$, doch aufgrund der einfacheren Handhabung wird für die Strahlungsdichte in dieser Arbeit $\mu\text{W} / (\text{sr cm}^2 \text{ nm})$ verwendet. Der graphische Verlauf ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Anhand dieses Gesetzes lassen sich spektrale Verteilung und Temperatur miteinander korrelieren, sodass eine kontaktlose Temperaturmessung ermöglicht wird [14].

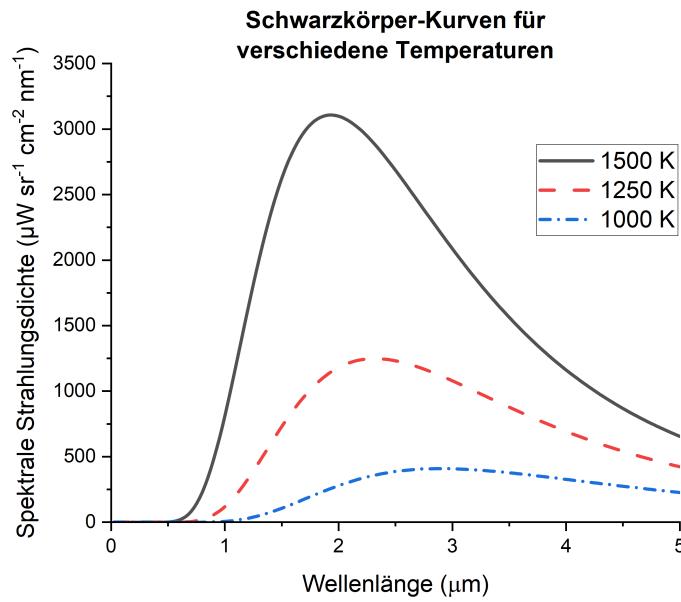


Abbildung 3.5.: Auf diesem Graphen sind die Plank'schen Emissionskurven für drei verschiedene Temperaturen aufgetragen. Man erkennt, dass die Intensität stark mit der Temperatur ansteigt (bei schwarzen Strahlern über den gesamten Spektralbereich mit T^4 [14]). Aus diesem Grund lassen sich im optischen Bereich erst heiße Temperaturen ab etwa 1000 K zur Temperaturbestimmung nutzen. Doch für die abgebildeten Temperaturen liegt das Maximum der Intensität noch weit außerhalb des optischen Bereichs.

Klar wird jedoch auch, dass dieses Gesetz im Allgemeinen nur für ideale Hohlraumstrahler (auch schwarze Strahler genannt) gilt. Die Absorptionskoeffizienten realer Strahler sind kleiner als 1. Man definiert also die Emissivität ϵ , die das Emissionsverhalten im Vergleich zu einem schwarzen Strahler durch einen Faktor zwischen 0 und 1 ausdrückt. Ist die gesamte abgestrahlte Leistung interessant, so lässt sich die Emissivität berechnen, indem man die Strahlungsleistung des idealen Körpers durch die des schwarzen Körpers derselben Temperatur teilt. Dieser Wert ist innerhalb des Spektralbereichs allerdings nicht konstant. Vielmehr ist die Emissivität eine Funktion der Wellenlänge: $\epsilon := \epsilon(\lambda)$ [15]. Dieser Faktor muss für jede Temperaturmessung über das Emissionsspektrum eines Körpers berücksichtigt werden.

3.2.3. Pyrometer

Ein Pyrometer basiert auf dem Abgleich der Farbtemperatur des zu charakterisierenden Körpers und der eines bekannten Drahts. Während der Messung wird der Draht in einer Optik vor dem strahlenden Körper platziert, sodass er den Körper teilweise überlagert. Anschließend wird der Draht an eine Spannungsquelle angeschlossen, die sich fein justieren lässt. Die Spannung wird anschließend so angepasst, dass der Draht dieselbe Farbtemperatur wie der strahlende Körper annimmt. Da das Emissionsverhalten des Drahts bei einer gewissen Heizleistung bekannt ist, kann so die Temperatur des Drahts und damit auch die des zu untersuchenden Körpers bestimmt werden [15, S. 163].



Abbildung 3.6.: Auf dieser Abbildung ist der optische Teil des von der Pyro-Werk GmbH Hannover hergestellten Pyrometers zu sehen. Es besteht aus einem Fernrohr mit einer variablen Optik. Im Herzstück befindet sich der Draht, dessen Spannung über die Drehregler an der Seite grob und anschließend fein reguliert werden kann. Auf der Anwenderseite befindet sich der Aufsatz für das Auge.

Anfang des 20. Jahrhunderts sind die ersten manuell bedienbaren Pyrometer auf den Markt gekommen. Mittlerweile existieren diese auch in digitaler Form, wobei meist ein Infrarotdetektor die Rolle des Auges übernimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wird versucht ein nahezu antikes Pyrometer in Betrieb zu nehmen, welches etwa auf Mitte des 20. Jahrhunderts zu datieren ist. Der Glühdraht und die Optik sind funktionstüchtig und können mithilfe eines Spiegels erfolgreich auf eine Sichtachse zum Schmelziegel gebracht werden. Allerdings ist die Anzeige des Pyrometers defekt, weshalb selbst bei ausgeschaltetem Draht eine Temperatur von etwa 1200 °C angezeigt wird, was nicht der Realität entsprechen kann. Aufgrund der fehlenden Betriebsanleitung kann auch kein Weg gefunden werden, die Anzeige zu rekalibrieren. Deshalb wird sich dazu entschieden, diese Art der Vergleichsmessung nicht zu nutzen.

3.2.4. Wärmebildkamera

Wärmebildkameras sind thermographische Messsysteme, welche zur ortsaufgelösten Temperaturmessung genutzt werden können. Dafür wird ein zu beobachtender Bereich mithilfe einer Sammellinse auf einen Infrarotdetektor fokussiert. Der Detektor absorbiert Infrarotstrahlung in einem bestimmten Wellenlängenbereich und ermittelt daraus die gesamte eingestrahlte Strahlungsleistung. Über das Planck'sche Strahlungsgesetz kann damit die Temperatur des Körpers bestimmt werden, dessen Licht auf den Detektor fokussiert wird. Für die Ortsauflösung wird nicht nur ein Detektor, sondern ein Array aus mehreren hundert Detektoren genutzt [16].

Um belastbare Messwerte zu erhalten, müssen möglichst viele Parameter des beobachteten Systems bestimmt werden. Einerseits muss darauf geachtet werden, dass der Detektor auch die Strahlungsleistung misst, die aus Reflexion oder Transmission resultiert. Andererseits müssen die Emissivität des Materials und die Transmissionsverluste beim Durchlaufen von Atmosphäre oder transparenten Medien bekannt sein [16, S. 39 f.]. Da die Messung in dieser Arbeit durch ein Schauglas in eine abgedunkelte Vakuumkammer erfolgt, können Reflexionen, Transmissionen und atmosphärische Transmissionsverluste vernachlässigt werden. Für die Messung müssen hier also nur die spektrale Emissivität im vorliegenden Wellenlängenbereich, sowie die Transmissionsverluste des Schauglasses bestimmt werden.

Für die Messungen in dieser Bachelorarbeit wird eine TIM 400 von Micro-Epsilon verwendet. Diese hat einen Mikro-Bolometer-Detektor mit 382 x 288 Pixeln, der einen Wellenlängenbereich von 7.5 - 13 µm abdeckt. Mit diesem kann die Kamera Temperaturen zwischen -20 und 900 °C messen. Ein Bolometer ist ein mit einem bestimmten Material beschichteter Wärmewiderstand. Dabei legt die Beschichtung den Wellenlängenbereich fest, während der Widerstand eine Temperaturmessung des Detektorpixels ermöglicht. Das verwendete System besitzt außerdem eine Optik mit verstellbarer Linse, mit der die gewünschte Fokusebene festgelegt werden kann.

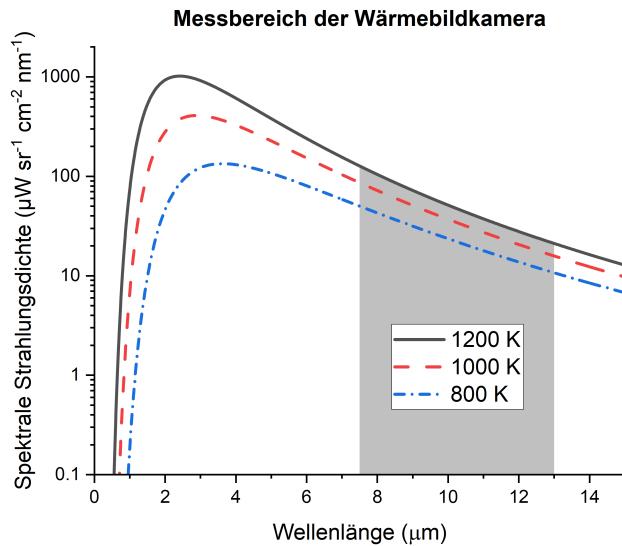


Abbildung 3.7.: Diese Abbildung stellt das Prinzip der Temperaturbestimmung mittels Wärmebildkamera dar. In einem durch die Absorption des Detektormaterials vorgegebenen Bereich erfasst die Kamera die gesamte eingestrahlte Leistung (Fläche unter der Kurve). Über das Planck'sche Strahlungsgesetz kann anhand dieser Maßzahl auf die Temperatur des Körpers geschlossen werden.

Die Lage dieser Ebene ist entscheidend für die Messung, da durch ein unscharfes Abbild weniger Strahlung auf dem Detektor landet, als vom Körper tatsächlich ausgesendet wird [16, S. 289 f.].

3.2.5. Spektrometer

Für die direkte spektrometrische Messung der Temperatur wird das Emissionsspektrum des heißen Körpers aufgenommen und anschließend die Kurve nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz an die Messdaten gefittet. Durch den Fit kann so die dem Spektrum entsprechende Temperatur berechnet werden. Bei einer manuellen Auswertung weist diese Methode aufgrund der vielen Schritte eine hohe Komplexität auf. Automatisiert man diesen Prozess allerdings, so lässt sich eine Zeitauflösung der Temperatur bestimmen, wodurch Heiz- und Abkühlprozesse sichtbar werden.

Ausgangspunkt ist die Aufnahme des Emissionsspektrums des glühenden Körpers. In dieser Arbeit wird dazu das HR2000+ Spektrometer von Ocean Optics verwendet. Dieses deckt einen Spektralbereich von etwa 200 bis 1100 nm, mit einer optischen Auflösung von bis zu 0.035 nm, ab. Wichtig für die Messung der niedrigeren Betriebstemperaturen zwischen etwa 1000 und 1500 K ist insbesondere der nahe Infrarotbereich. Denn wie auf Abbildung 3.5 zu sehen ist, liegen die Maxima in diesem Temperaturregime weit außerhalb des Spektralbereichs des Spektrometers bei etwa 2 bis 3 μm . Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass das

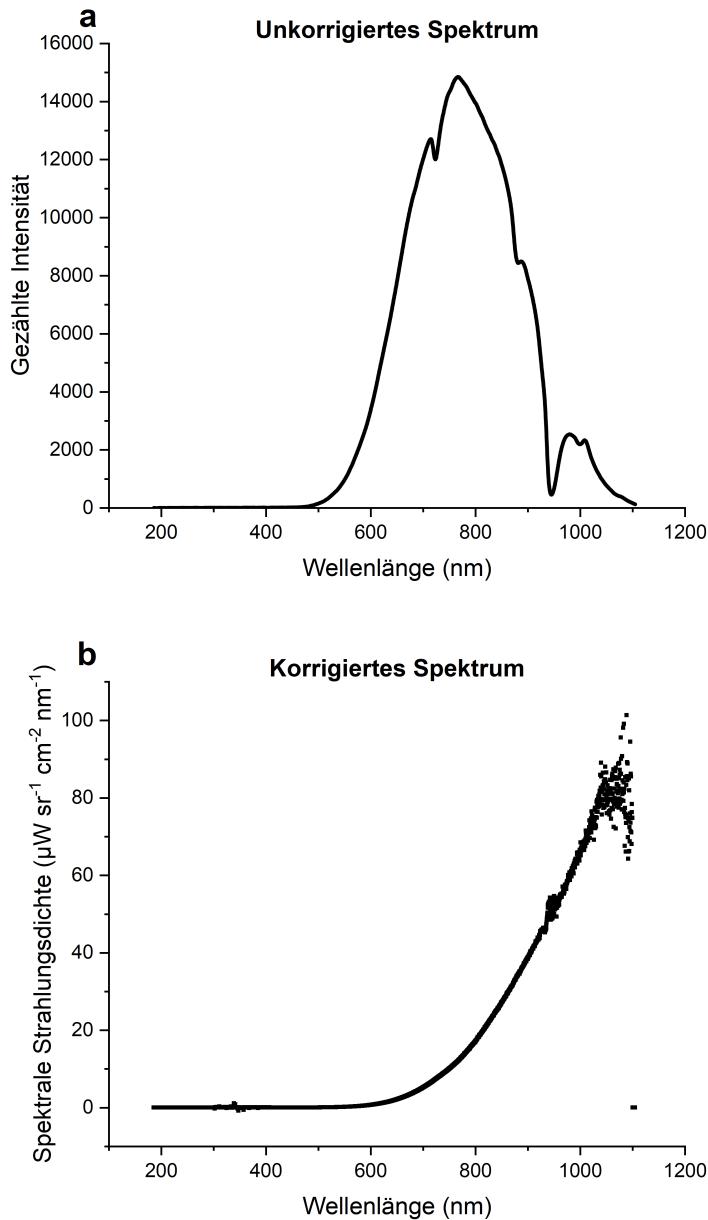


Abbildung 3.8.: Das unkorrigierte Spektrum (a) zeigt nicht, wie zunächst naiv erwartet, einen kontinuierlichen Anstieg. Stattdessen ist bei etwa 800 nm ein Maximum zu erkennen, auf das bei etwa 950 nm ein lokales Minimum folgt. In Realität zeigt das Spektrum die Nichtlinearität der Absorption des Siliziumdetektors auf. Nach der Response-Korrektur der Rohdaten ergibt sich das erwartete Schwarzkörperspektrum (b), welches für den Fit der theoretischen Kurve verwendet werden kann.

Spektrum den linken Anstieg der Kurve hin zum Maximum zeigt. Entgegen der Erwartung zeigt eine beispielhafte Messung des glühenden Tiegels ein Spektrum, welches auf Abbildung 3.8 zu sehen ist.

Aufgrund der wellenlängenabhängigen Absorptionscharakteristik des CCD-Detektors ergibt sich aus den Rohdaten ein Kurvenverlauf, der dem Planck'schen Strahlungsgesetz ähnelt, aber nicht mit der physikalischen Realität übereinstimmen kann. Vielmehr ist das Absinken der Intensität ab etwa 800 nm darauf zurückzuführen, dass der verbaute Siliziumdetektor Photonen niedrigerer Energie schlechter absorbiert, weshalb weniger Photonen gezählt werden. Um diesen Effekt auszugleichen, muss eine sogenannte Response-Korrektur des Spektrometers durchgeführt werden. Dazu ist eine Lichtquelle notwendig, deren Emissionsverhalten bekannt ist. In dieser Arbeit wird eine Halogenlampe von AvaLight verwendet, die zuletzt im Juni 2022 kalibriert wurde. Von dieser Lampe wird das Spektrum bestimmt. Anschließend werden die realen Emissionswerte der Quelle $E(\lambda)$, die durch die Kalibrierung gegeben sind, durch das gemessene Spektrum $S(\lambda)$ geteilt. Daraus errechnet sich dann die Response-Funktion $R(\lambda) = E(\lambda)/S(\lambda)$ des Spektrometers, deren Verlauf der Abbildung 3.9 zu entnehmen ist.

Mit der Response-Funktion lässt sich nun jede weitere Messung korrigieren, indem man die Messwerte mit der Response multipliziert. Daraus erhält man über das gesamte Spektrum hinweg eine Vergleichbarkeit der absoluten Bestrahlungsstärke. Auf diese Weise lässt sich das rohe Spektrum so korrigieren, dass sich der nach dem Plank'schen Strahlungsgesetz erwartete kontinuierliche Anstieg der spektralen Strahlungsdichte ergibt. Für den Fit des theoretischen Spektrums an die Messdaten wird der Levenberg-Marquart-Algorithmus auf Gleichung 3.12 angewendet. Der gefundene Parameter T gibt nun die Temperatur des beobachteten Körpers an.

Das beschriebene Vorgehen muss so für jede Temperaturmessung durchgeführt werden, was eine manuelle Auswertung sehr umständlich macht. Außerdem ist dadurch keine sinnvolle Messung der Zeitauflösung des Erhitzungsprozesses möglich. Deshalb wurde sich dazu entschieden, den Messablauf mithilfe von LabView zu automatisieren¹. Zur Kommunikation mit LabView wird eine Schnittstelle namens *OmniDriver* verwendet, die vom Hersteller des Spektrometers zur Verfügung gestellt wird.

Das damit geschriebene Programm ermöglicht es, die grundlegenden Parameter der Datenerfassung, wie *Integration Time*, *Image Averaging* oder *Boxcar Width* einzustellen. Außerdem ermöglicht es die Aufnahme eines *Background Image*, welches das Hintergrundrauschen aus den Messdaten herausfiltert. Dieses ist hier besonders relevant, da das Schwarzkörperspektrum des Schmelztiegels sonst von dem des

¹ Diese Automatisierung wird in Zusammenarbeit mit Rodrigo Sandoval etabliert.

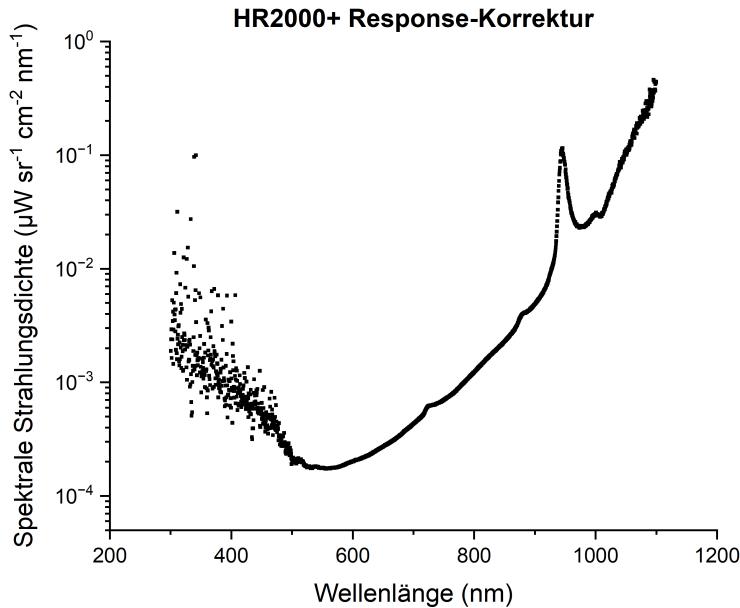


Abbildung 3.9.: Die Response-Funktion des Spektrometers ist auf einer logarithmischen Skala aufgetragen, um die besonders kleinen und großen Korrekturwerte auf einem Plot aufzulösen. Bei einer Wellenlänge von 950 nm absorbiert Silizium besonders schlecht, weshalb die Korrektur hier ein lokales Maximum aufweist. Anschließend nimmt die Korrektur weiter - mit einer größeren exponentiellen Steigung als zuvor - zu. Am rechten Rand des Spektralbereichs ist ein Rauschen zu erkennen, dass aus der geringen Sensitivität des Spektrometers in diesem Bereich resultiert. Das starke Rauschen im UV-Bereich wird besonders durch die geringe Intensität verursacht, die in diesem Bereich auf den Detektor fällt. Diese fällt so gering aus, da die Lichtquelle selbst hier wenig emittiert und die Glasfaser zudem nahezu keine UV-Strahlung transmittiert. In Kapitel 5.1 wird deshalb der Wellenlängenbereich für den Fit eingeschränkt.

Heizdrahts überlagert werden würde. Das *Background Image* muss also immer bei eingeschaltetem Heizdraht, und ohne Beschleunigung der Elektronen auf den Tiegel, aufgenommen werden.

Anschließend wird jede aufeinanderfolgende Messung mit der zuvor bestimmten Response-Funktion korrigiert, mit einem Schwarzkörperfit versehen und die Temperatur auf einem zeitlich aufgelösten Graph geplottet. Dies ermöglicht es nun den Aufheizvorgang des Schmelztiegels zu beobachten, was insbesondere bei der Herstellung des Ionenkristalls interessant ist. Außerdem lässt sich damit bestimmen, ob das System in ein thermisches Gleichgewicht gelaufen ist, bevor die tatsächlichen Temperaturmesswerte erhoben werden.

Währenddessen erlaubt das Programm eine kontinuierliche Überwachung von allen Schritten der Methode, sodass beispielsweise Fehler in der Datenaufnahme erkannt werden können. Im Prinzip bietet das Programm dieselben Möglichkeiten

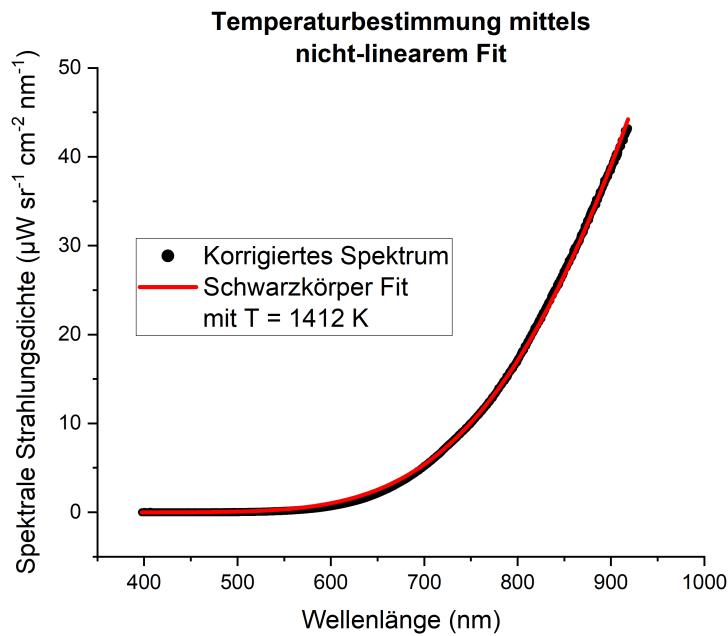


Abbildung 3.10.: Auf dieser Abbildung wird exemplarisch dargestellt, wie für ein gegebenes Spektrum mithilfe des Fits der Planck'schen Strahlungsformel die Temperatur bestimmt wird. Der Fit liefert die Temperatur direkt als Parameter der passenden Kurve.

wie das Herstellerprogramm, mit dem zusätzlichen Feature der Temperaturmessung. Aufgrund der hohen Personalisierbarkeit eignet es sich also auch für andere Anwendungen.

4. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel soll der experimentelle Aufbau als Ganzes beschrieben werden. Demnach werden nun die einzelnen Subsysteme, die in den vorangegangenen Kapitel erläutert wurden, miteinander in Beziehung gebracht. Große Teile des Aufbaus stammen aus früheren Projekten in der Arbeitsgruppe, die in [6] und [17] beschrieben werden.

4.1. Vakuumkammer

Das größte Volumen der Vakuumkammer macht ein Doppelkreuz mit sechs 200 mm Flanschen aus, von dem alle weiteren Komponenten abzweigen. Dieses ist mit vier Halterungen auf einem rollbaren Gestell aus Aluprofilen befestigt. Dadurch ist die Anlage sehr kompakt und leicht zu versetzen.

Auf einer Seite des Doppelkreuzes ist eine Turbopumpe mit zugehöriger Vorpumpe montiert, die im Wesentlichen für die Vakuumerzeugung zuständig ist. Gegenüber von ihr befinden sich die elektrischen Durchführungen für den Faraday-Cup und die Ionenoptik, sowie ein Druckmessgerät zur Überprüfung des Kammerdrucks. An der Hochspannungsdurchführung für die Ionenoptik, sowie an der unten angebrachten Durchführung für den Heizdraht, werden Schutzkappen aus Plastik verwendet, um die Anschlüsse vor möglichem Körperkontakt zu schützen. Die Kappe für die Ionenoptik wurde im Rahmen dieser Arbeit entworfen und als 3D-Druck gefertigt.

Um 90° versetzt zu den Durchführungen ist auf einer Seite ein Blindflansch montiert, während auf der anderen Seite eine lineare Verfahreinheit sitzt. Im Inneren des Tanks ist an dieser der Faraday-Cup angebracht, dessen Aufbau in Kapitel 3.1 genauer erläutert wurde. Die beiden Anschlüsse für den Repeller und den inneren Auffangbecher, laufen über die oben angesprochenen Durchführungen nach außen. Dort lassen sie sich respektive an eine Spannungsversorgung bzw. an ein Picoamperemeter anschließen.

Auf der Oberseite ist ein aus Borosilikat bestehender Glasflansch angebracht, durch den der Schmelziegel beobachtet werden kann. Dieser weist zwischen 400 nm und 2 μm ein nahezu konstantes Transmissionsverhalten auf (siehe Abbildung 4.2). Demnach ist außer einem Dämpfungsfaktor von etwa 10 % kein weiterer optischer Einfluss durch das Schauglas zu erwarten.

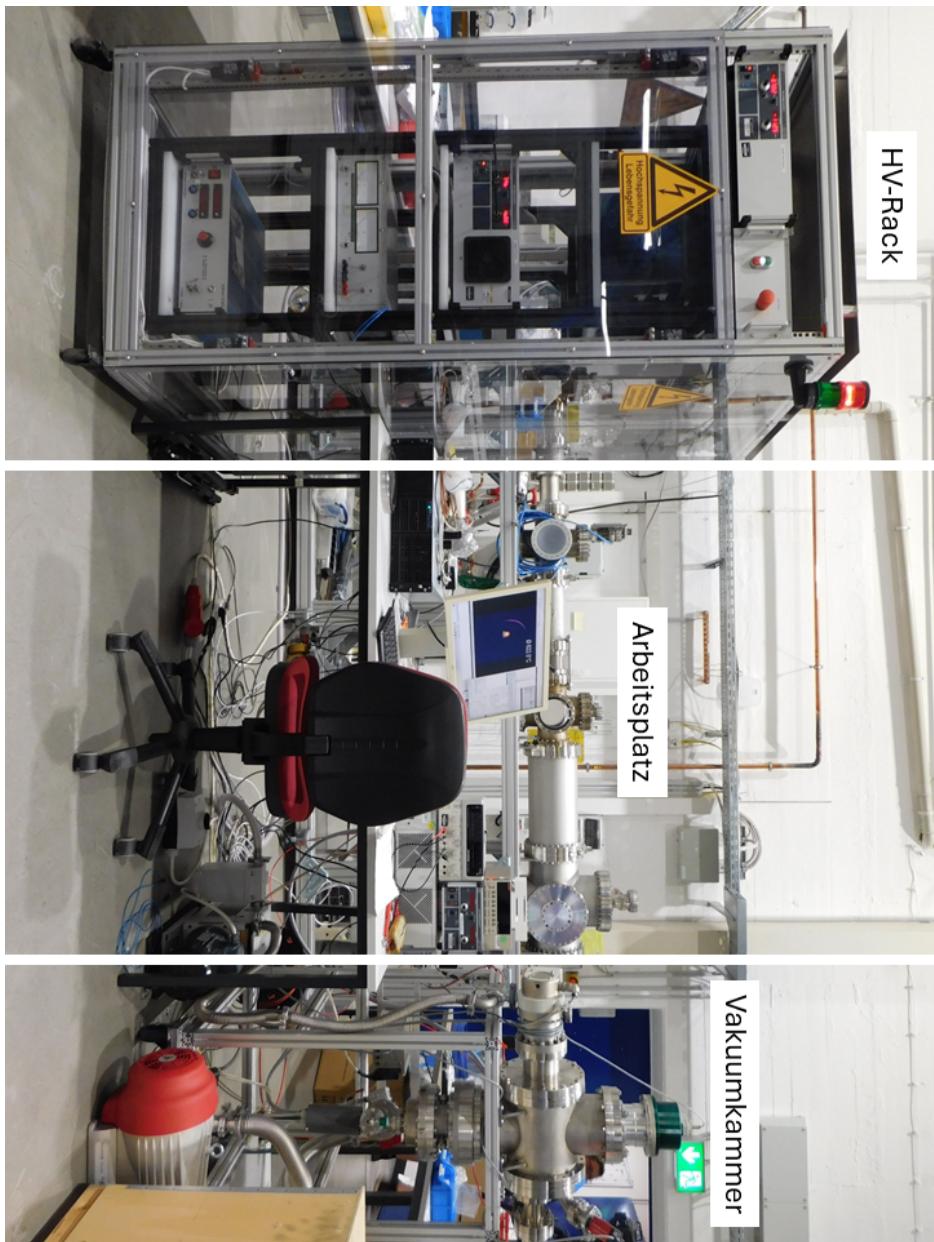


Abbildung 4.1.: Ein Foto des gesamten experimentellen Aufbaus, der sich in drei Teile aufteilt. Links ist das hochspannungsisolierte Rack zu erkennen, in dem der Heizstromkreis sicher abgeschirmt ist. Das Netzteil im Schrank kann auf bis zu -20 kV liegen. In der Mitte steht der Arbeitstisch mit Computer, Monitor, Steuerung einer der Turbopumpen, Drucksensor, Picoampermeter und den Netzteilen für Repeller und Einzellinse. Rechts steht die Vakuumkammer, mit allen notwendigen Vakuumpumpen und Durchführungen. Im Hintergrund ist ein Teil der Beamline zu erkennen, die für das Ref4EP Projekt mit der hier charakterisierten Ionenquelle betrieben wird.

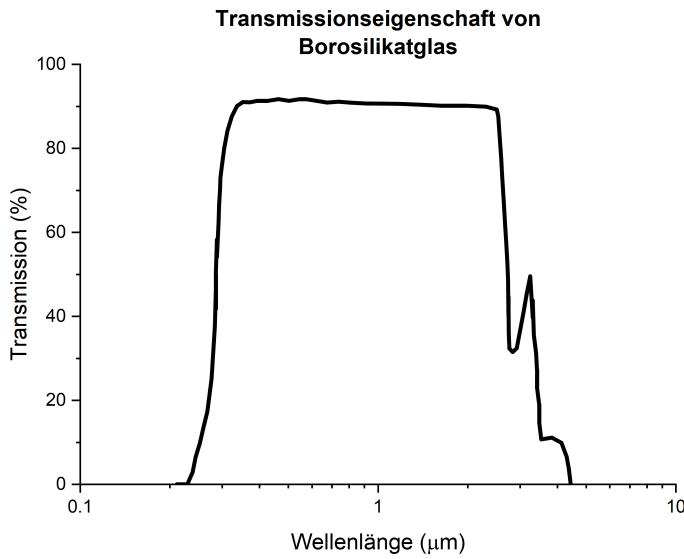


Abbildung 4.2.: Die vom Hersteller zur Verfügung gestellten Daten zum Transmissionsverhalten des Borosilikatglases erweisen sich im betrachteten Spektralbereich als nahezu konstant.

Gegenüber des Glasfensters, also auf der Unterseite, ist der Aufbau der Ionenquelle angebracht, der bereits in Kapitel 2.3 genauer beschrieben wurde. Horizontal, auf Höhe der Quelle befindet sich der Anschluss für das Netzteil, welches den Schmelzriegel auf ein positives Potential legt. Ganz unten führen die Versorgungsleitungen für den Heizdraht durch eine Hochspannungsdurchführung in den Tank. Etwas unterhalb der Ionenquelle ist außerdem eine weitere Turbopumpe angebracht, die notwendig ist, um die Teilchen innerhalb des verwinkelten Aufbaus der Ionenquelle abzusaugen. In vorangegangen Arbeiten am Aufbau sind dort zu große Drücke entstanden, die Überschläge durch die hohen Spannungen an Heizdraht und Schmelzriegel verursacht haben.

4.2. Elektrischer Aufbau

Den komplexesten Teil des elektrischen Aufbaus bildet der Heizstromkreis. Dieser Stromkreis besteht aus dem Wolframdraht mit Zuleitung, der als Elektronenquelle dient, und dem zugehörigen Netzteil, welches den notwendigen Strom zur Verfügung stellt. Um dieses Netzteil von der Masse des Labornetzes zu trennen, wird ein 1:1 Transformator (Trafo) verwendet. Innerhalb dieses Trafos wird Energie über ein magnetisches Wechselfeld übertragen, ohne eine galvanische Verbindung herzustellen. Dadurch kann der Heizstromkreis mithilfe eines zweiten Netzteils auf eine niedrigere Spannung im Vergleich zur Masse gelegt werden. Dabei muss darauf geachtet werden, dass sowohl die Masse des Netzteils, als auch einer der Ausgänge

auf dieses niedrigere Potential gelegt wird. Andernfalls beginnt die Stromstärke des Heiznetzteils stark zu schwanken, sobald ein Elektronenfluss den Stromkreis des zweiten Netzteils schließt.

Da die Elektronen mit Hochspannung von bis zu -20 kV beschleunigt werden, muss der gesamte Heizstromkreis von allen leitenden Flächen isoliert werden, um Überschläge auf andere Stromkreise, oder Menschen zu verhindern. Die Spannungen sind dabei durchaus lebensbedrohlich, weshalb die Isolation mit höchster Sorgfalt durchgeführt werden muss. Vor gut 18 Jahren wurde spezifisch für diese Anwendung ein hochspannungsisoliertes Rack im Rahmen der Diplomarbeit von [6] aufgebaut. Dieses beherbergt in einem äußerem metallischen Gestell ein Holzregal mit Böden aus Kunststoff, auf denen Netzteile platziert werden können, die auf hohen Potentialen im Vergleich zur Masse liegen (siehe Abbildung 4.1). Durch diesen Aufbau ist keine galvanische Verbindung zwischen den Netzteilen im Rack und anderen Komponenten möglich. Der gesamte Aufbau wird durch Kunststoffscheiben umschlossen, die jeden Griff in das Rack verhindern. Sobald eine dieser Scheiben entfernt ist, wird die Stromversorgung durch ein Notaus getrennt. Außerdem sind zwei Notausschalter an zwei Seiten des Racks montiert, mit denen im Notfall auch händisch das Rack vom Netz getrennt werden kann.

Im Verlauf des Betriebs der Anlage ist es in einem Fall zu einer thermisch bedingten Abschaltung des Heiznetzteils gekommen, da die Isolation der Hochspannung auch jegliche Zirkulation im Inneren des Racks verhindert hat. Aus diesem Grund wurden dem Aufbau zwei Lüfter hinzugefügt, die frische Luft in das Innere blasen und so einen längeren Dauerbetrieb ermöglichen.

Zusätzlich hat sich im Verlauf des Aufbaus die Isolation der Stromzuführung des Glühdrahts als Problem herausgestellt. Der Strom wird durch eine Hochspannungsdurchführung von unten in den Tank geführt. Im Tank läuft er durch ein etwa 20 cm langes Kuperkabel, welches den Stromkreis über den Glühdraht schließt. Für den Transport des hohen Stroms muss ein vergleichsweise dickes Kupferkabel verwendet werden, welches mit Hohlzylindern aus Keramik isoliert wird. Für die Verbindung mit der Hochspannungsdurchführung muss das Kabel eine ausreichende Länge aufweisen, damit es unten noch aus dem Rohr hängt. Da die Durchführung jedoch mehrere Zentimeter in den Tank hineinragt, muss die Zuführungsleitung anschließend auch wieder komprimierbar sein, was sich aufgrund der starren Keramikkummantelung als schwierig herausgestellt hat. In jedem Fall hatte die Keramik direkten Kontakt mit der Wand des Vakuumtanks. Ideal wäre eine frei schwebende Leitung, doch die Keramik und das Vakuum haben in der Praxis ausreichend Überschlagschutz gewährleistet. Dabei wird darauf geachtet, dass die Keramikisierung keine Lücken aufweist und beim Verschließen der Durchführung nichts bricht.

Tabelle 4.1.: Diese Tabelle stellt alle im Aufbau verwendeten Netzteile übersichtlich dar. Die Bezeichnungen N und P geben an, ob das Netzteil negative, oder positive Polarität aufweist. Das Netzteil für den Repeller besitzt zwei Kanäle, die in Reihe geschaltet werden, um eine maximale Spannung von 120 V zu erreichen.

Aufgabe	Produktnummer	U_{max}	I_{max}
Elektronenbeschleunigung	fug HCP 700-200000 (N)	20 kV	30 mA
Ionenbeschleunigung	fug HCP 700-200000 (N/P)	20 kV	30 mA
Heizen des Glühdrahts	fug NTN 1400-35	35 V	40 A
Repeller am Faraday-Cup	GW Instek SPD-3606	2x 60 V	2x 3 A
Ionenoptik	fug HCP 140-6500	6.5 kV	20 mA

Insgesamt sind für den Betrieb der Anlage eine Reihe von Netzteilen nötig. Neben dem Heizstromkreis sind noch weitere Netzteile für den Betrieb von Repeller, Ionenoptik und Beschleunigungsspannung für die Ionenextraktion bereitgestellt. Diese Netzteile werden mit ihren Produktnummern und Maximalwerten in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

4.3. Optischer Aufbau

Mithilfe des optischen Aufbaus soll das vom Schmelzgiegel emittierte Licht zum HR2000+ Spektrometer von Ocean Optics geführt werden. In einem ersten Schritt wird das Licht mithilfe einer Linse vom Schmelzgiegel auf eine Glasfaser fokussiert. Dazu wird eine Linse mit einer Brennweite f von 30 mm verwendet. Da der Abstand vom emittierenden Körper etwa 540 mm beträgt (Gegenstandsweite g), lässt sich die Bildweite b über die Linsenformel zu etwa 31.8 mm bestimmen.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad \Rightarrow \quad b = \frac{fg}{g-f} = 31.8 \text{ mm} \quad (4.1)$$

Dementsprechend wird die Linse so eingestellt, dass sie etwa 31.8 mm von der Glasfaser entfernt liegt. Dafür werden die Linse und der Glasfaseradapter in einer *Lens Tube* gelagert, wodurch sich die Entfernung der Linse in der Praxis genau einstellen lässt.

Da die Linse den Schmelzgiegel mit einem Radius von 5 mm aus einer Entfernung von etwa 540 mm fokussieren soll, muss die Lage der Linse möglichst präzise eingestellt werden können. Im Endeffekt muss nämlich ein Raumwinkel von

$$\Omega = \frac{A}{r^2} = \frac{(5 \text{ mm})^2 \pi}{(540 \text{ mm})^2} = 2.69 \cdot 10^{-4} \text{ sr} \quad (4.2)$$

erfasst werden. Aus diesem Grund muss eine präzise Verfahrenseinheit realisiert werden, die sich auf dem gegebenen Aufbau befestigen lässt. Aufgrund der hohen Personalisierungsfähigkeit kann diese Einheit leicht angepasst werden.

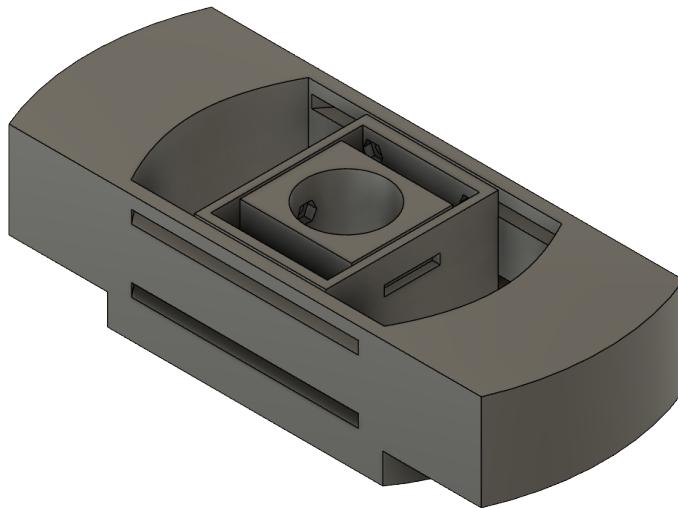


Abbildung 4.3.: Das 3D-Modell wird mithilfe von Autodesk Fusion 360 entworfen und anschließend aus PLA gedruckt.

sierbarkeit, wurde sich dazu entschieden einen 3D-Druck anzufertigen. An diesen wird die Anforderungen gestellt, eine Anpassung der Lage in zwei Dimensionen, sowie eine anschließende Befestigung in der idealen Position zu ermöglichen. Daraus hat sich schließlich ein Modell aus drei Komponenten ergeben (siehe Abbildung 4.4).

Der äußere Rahmen ist so entworfen, dass er den Glasflansch einmal in seiner vollen Länge überspannt. Dabei besitzt er je drei Aussparungen für die Schrauben auf jeder Seite, mit denen er sich am Flansch befestigen lässt. Gleichzeitig enthält das Modell eine Stufe nach unten, wodurch es auf dem Schauglas aufliegt.

In dieser stabilen Position überspannen zwei parallele Wände das Glas, die an jeder Seite oben und unten horizontale Aussparungen haben. Durch diese können vom zweiten Teil des Aufbaus auf jeder Seite je vier Schrauben geführt werden. Auf der Innenseite sind die Köpfe der Schrauben versenkt, während von außen Unterlegscheiben und Muttern zur Befestigung genutzt werden. Auf diese Weise kann der innere quaderförmige Rahmen in einer Dimension verschoben werden.

Auf demselben Prinzip beruht die Befestigung des dritten Teils, welches entlang der Wände des zweiten Rahmens bewegt werden kann. Dieser innere Teil beherbergt auch die zylinderförmige Aussparung, in die sich die *Lens Tube* einführen lässt. In dieser wird das Licht des Schmelzgiegels auf eine Glasfaser fokussiert und über selbige zum Eingang des Spektrometers geführt. Dieses ist dann über eine USB-Schnittstelle mit dem Computer verbunden, über den das Spektrum ausgewertet

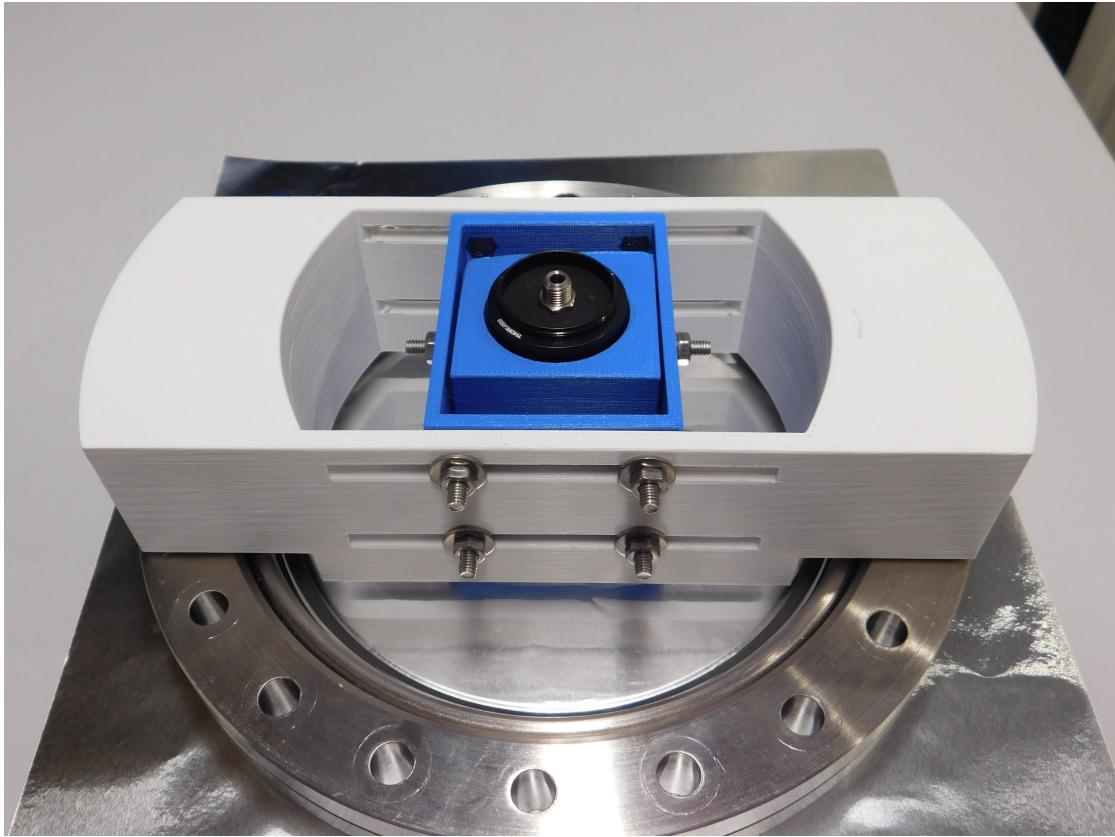


Abbildung 4.4.: Der 3D-Druck besteht aus drei Teilen, welche durch Schrauben miteinander verbunden sind. Der äußere Teil wird über Aussparungen auf den Schrauben des Glasflansches befestigt und bietet damit die nötige Fixierung. Die inneren beiden Teile liegen auf dem Glas auf und können über die Schienen jeweils in einer Dimension verschoben und anschließend über die Schrauben auf der gewünschten Position fixiert werden. Das innerste Teil bietet außerdem eine Aussparung, in die der Zylinder der *Lens Tube* eingeführt werden kann. Über eine Glasfaser wird das fokussierte Licht dann zum Spektrometer geführt.

und weiter verarbeitet werden kann.

Bei der Kalibrierung des Spektrometers wird dieselbe Glasfaser verwendet, aber anstatt mit der *Lens Tube*, mit der kalibrierten Lichtquelle verbunden. Das bedeutet, die Response-Korrektur berücksichtigt zwar die Verluste in der Glasfaser, aber nicht die, welche durch die Transmission durch Linse und Schauglas entstehenden.

5. Auswertung

In diesem Kapitel sollen zunächst die unterschiedlichen Einflussfaktoren auf die etablierte Temperaturmessung erfasst werden. Damit soll ein genaues Verständnis für die Messmethode und eine Einschätzung der Messgüte erlangt werden. Das Ziel ist es, eine möglichst verlässliche und gut gerechtfertigte Methode auszuarbeiten. Anschließend wird das Ergebnis der ausgearbeiteten Methode durch den Abgleich mit einer Wärmebildkamera überprüft.

Mithilfe der ausgearbeiteten Messmethode soll dann die Auswertung der Ionenemission des Emitters erfolgen. Dafür werden Strom und Temperatur parallel gemessen, um das Emissionsverhalten mithilfe der Richardson-Dushman-Gleichung zu überprüfen. Die Auswertung nach diesem Gesetz führt zu den charakteristischen Parametern der Emission, die zur Analyse der hergestellten Emittoren genutzt werden können. Sie werden abschließend mit Literaturwerten verglichen.

5.1. Evaluation der Temperaturmessung

Vor der genauen Untersuchung der Temperaturmessung lohnt es sich, die wichtigsten Punkte aus Kapitel 3.2.5 einmal kurz zusammenzufassen. Die Messwerte werden vom Emissionsspektrum des heißen Tantaltiegels geliefert, welches mithilfe eines Spektrometers im Spektralbereich zwischen 200 nm und 1100 nm aufgenommen wird. Zur Vergleichbarkeit der absoluten eingestrahlten Intensität innerhalb des Spektralbereichs wird mithilfe einer kalibrierten Halogenlampe eine Response-Korrektur durchgeführt. Diese ermöglicht eine Korrektur des gemessenen Spektrums, sodass die spektrale Strahlungsdichte des heißen Körpers bestimmt werden kann. Da nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz (Gleichung 3.12) bekannt ist, welche spektrale Strahlungsdichte ein Körper der Temperatur T aufweist, lässt sich dieses theoretische Spektrum an die korrigierten Messdaten fitten und so die Temperatur des Tiegels ermitteln.

Elementar für eine möglichst exakte Temperaturbestimmung ist also die Messung eines sehr genauen Emissionsspektrums des glühenden Körpers. Dabei wirkt eine gewisse Menge an Einflussfaktoren auf die Messung ein. Diese werden in der folgenden Auflistung zusammengetragen. Im weiteren Verlauf sollen sie dann genauer untersucht und ihr Einfluss auf die Messung minimiert werden.

- **Wellenlängenbereich:** Innerhalb des durch das Spektrometer vorgegebenen Spektralbereichs muss der Bereich ausgewählt werden, für den der Schwarzkörperfit durchgeführt wird.
- **Integrationszeit (IZ):** Die Dauer des Zeitintervalls in dem der Detektor des Spektrometers während der Messung belichtet wird.
- **Response-Funktion:** Welche Parameter werden während der Aufnahme der Response-Funktion gewählt?
- **Fokussierung:** Ausrichtung der Linse und Wahl der Fokusebene bestimmen welcher Teil des Tantaltiegels vermessen wird.
- **Skalierungsfaktor:** Variabler Vorfaktor in der theoretischen Beschreibung der Strahlungsdichte.

Zunächst steht für die Messung der gesamte Spektralbereich des Spektrometers zur Verfügung. Eine Betrachtung der theoretischen Kurven im erwarteten Temperaturbereich zwischen grob 1000 und 1500 K zeigen allerdings direkt, dass der größte Teil der ausgesendeten Strahlungsleistung im Infrarot(IR)-Bereich liegt. Die Maxima liegen beispielsweise bei etwa 3 bzw. 2 μm . Das bedeutet, dass besonders der nahe IR-Bereich interessant ist, in dem - innerhalb der durch das Spektrometer gelegten Grenzen - nur der Anstieg der Strahlungskurve liegen wird. Eine Bestimmung des Maximums des Emissionsspektrums würde die Messung deutlich genauer machen, ist jedoch nicht möglich.

Der gültige WELLENLÄNGENBEREICH wird allerdings durch die Güte der Response-Korrektur weiter beschnitten. Wie in Kapitel 3.2.5 beschrieben, wird die Response-Funktion $R(\lambda)$ aus dem Quotienten der kalibrierten realen Emissionswerte $E(\lambda)$ und dem aufgenommenen Spektrum $S(\lambda)$ der Halogenlampe ermittelt. Das Produkt aus Spektrum und Response ergibt offensichtlich wieder das reale Emissionsspektrum:

$$R(\lambda) = \frac{E(\lambda)}{S(\lambda)} \quad \Rightarrow \quad R(\lambda) \cdot S(\lambda) = E(\lambda) \quad (5.1)$$

Analog sollte also auch die Multiplikation von $R(\lambda)$ mit einem zweiten Vergleichsspektrum $V(\lambda)$ der Halogenlampe ein korrigiertes Spektrum $C(\lambda)$ liefern, welches dem realen Emissionsspektrum, aus dem die Response ermittelt wurde, gleicht. Es stellt sich allerdings heraus, dass die Response aufgrund der niedrigen Sensitivität des Spektrometers an den Rändern des Spektralbereichs stark übersteuert und schon das kleinste Rauschen verstärkt (siehe Abbildung 5.1). Deshalb zeigt sich auf einem Plot von $E(\lambda)$ gegenüber $C(\lambda)$, dass nur ein eingeschränkter Wellenlängenbereich für den Schwarzkörperfit verwendet werden kann. Dieser wurde zu 400 nm bis 920 nm bestimmt.

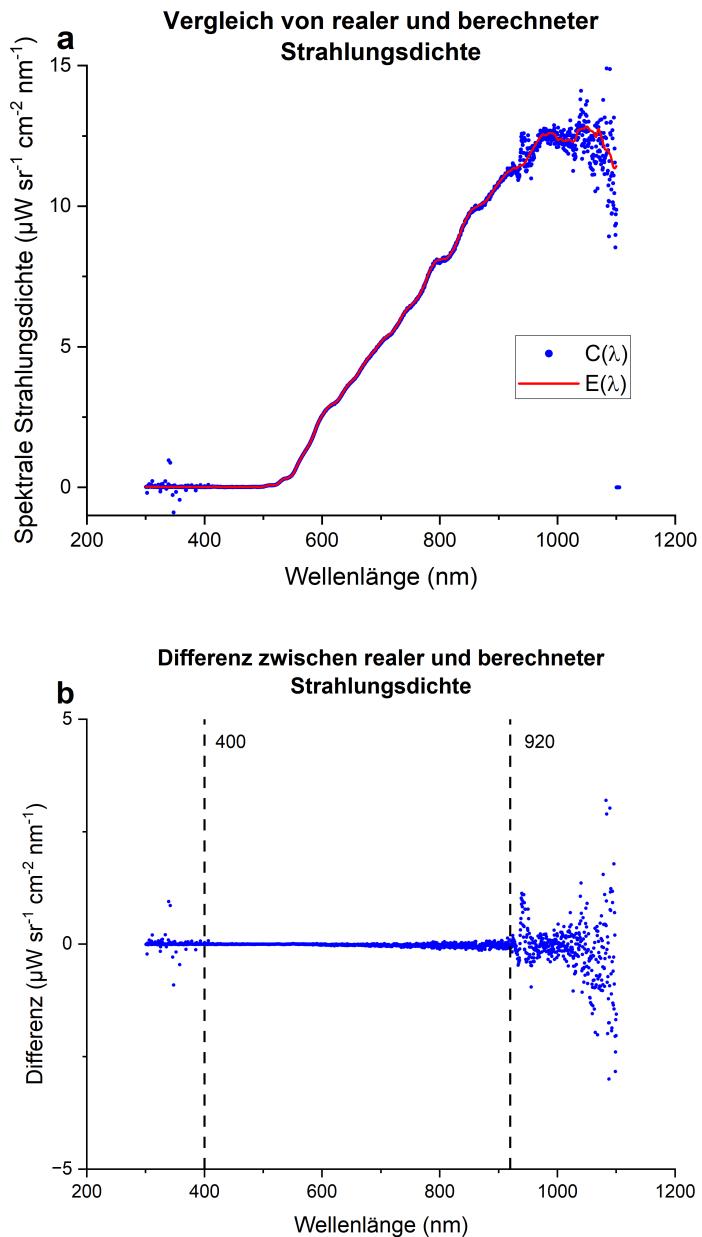


Abbildung 5.1.: Diese beiden Darstellungen verdeutlichen, warum der gültige Wellenlängenbereich weiter beschnitten werden muss. Die Abweichung, die in Graph (a) bereits gut erkennbar ist, wird für den Plot (b) isoliert, indem vom korrigierten Spektrum das reale Spektrum abgezogen wird. Dadurch wird deutlich, dass die berechnete Strahlungsdichte der kalibrierten Halogenlampe nur im Bereich zwischen 400 nm und 920 nm gut mit der realen spektralen Strahlungsleistung $E(\lambda)$ übereinstimmt.

Ein wichtiger Parameter, der vor jeder spektrometrischen Messung festgesetzt werden muss, ist die **INTEGRATIONSZEIT**. Diese legt fest, in welchem Zeitintervall die einzelnen Pixel des Detektors ausgelesen werden. Dieses Intervall ist wichtig, da die Intensität der Strahlung, die auf den Detektor fällt, durch das Sammeln von Ladung in Kondensatoren bestimmt wird. Diese besitzen nur eine endliche Kapazität und sind irgendwann voll. Dann können sie keine weitere Strahlung detektieren, weshalb man sie auch als *gesättigt* bezeichnet [18, S. 8-10]. Die IZ muss für ein gegebenes Signal also so gewählt werden, dass keiner der Detektorpixel übersättigt, sie also rechtzeitig ausgelesen werden. Gleichzeitig führt eine große IZ zu einem größeren Rauschen, da dieses über eine längere Zeit hinweg aufgenommen wird.

In der Theorie ist davon auszugehen, dass die IZ linear mit der Signalintensität zusammenhängt. Das bedeutet, jeder Pixel, der zuvor eine Intensität I_λ zählt, liefert nach einer Verdopplung der IZ ein Signal von $2 \cdot I_\lambda$. Nach diesem Verhalten sollte die Größe keinen Einfluss auf die Messung haben, da für den Fit nur der Verlauf und nicht die Skalierung der Kurve relevant ist. Erste Testmessungen zeigen allerdings eine Abhängigkeit der Temperaturmessung von der gewählten IZ, was auf ein nicht-lineares Verhalten des Detektors hinsichtlich Änderungen der IZ schließen lässt. Für ein Verständnis dieses Verhaltens wird die konstant gehaltene Temperatur des Tiegels für unterschiedliche Integrationszeiten (IZen) gemessen (siehe Abbildung 5.2). Da eine Änderung der IZ in erster Ordnung einer Skalierung der Kurve entspricht, kann eine Änderung der IZ mit der Variation der Peak-Höhe gleichgesetzt werden. Der Hersteller gibt an, dass der Detektor bei einer Sättigung von etwa 85 % die besten Messergebnisse liefert. Der Temperaturmesswert, für den das Maximum des unkorrigierten Spektrums in diesem Bereich liegt, wird deshalb als Referenz gewählt.

Die Auswertung der Messreihe in Abbildung 5.2 belegt die Nichtlinearität des Detektors hinsichtlich Änderungen der IZ. Mit anderen Worten muss sich die Änderung der IZ unterschiedlich auf verschiedene Wellenlängen auswirken. Dadurch verändert sich nicht nur die Skalierung, sondern auch die Form der Kurve, was in einem Messfehler resultiert. Die Größe des Messfehlers nimmt nahe um die ideale Peak-Höhe stark zu, bleibt anschließend in Richtung kleinerer Peaks jedoch näherungsweise konstant. Ferner ist davon auszugehen, dass dieses Verhalten für andere Temperaturen, aufgrund der unterschiedlichen spektralen Verteilung, anders aussieht. Eine genaue Charakterisierung des Messfehlers ist also nur schwer möglich. Stattdessen werden andere Möglichkeiten erprobt, um den Einfluss der IZ zu verringern.

Ein erster Versuch, den Einfluss der IZ auf die Messung zu verringern, liegt in einer veränderten Nutzung der **RESPONSE-KORREKTUR**. Diese wurde zuvor für die ideale Sättigung des Spektrometers aufgenommen, um die Güte zu maximieren. Da jedoch während der tatsächlichen Messung auch andere IZen zum Einsatz kommen, wurde

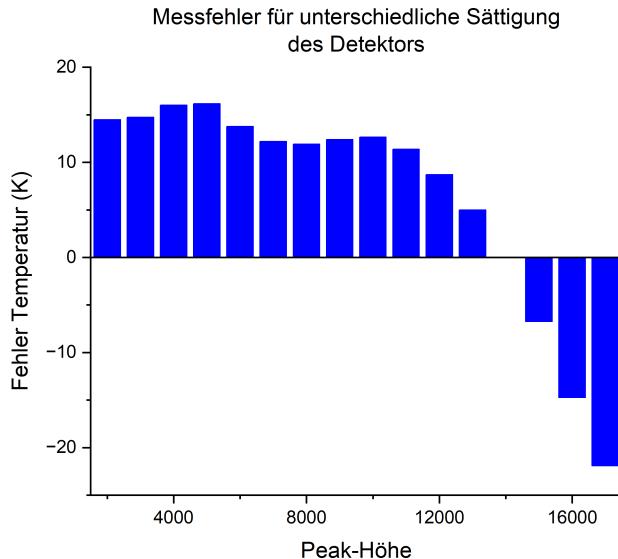


Abbildung 5.2.: Einfluss der Peak-Höhe des unkorrigierten Spektrums auf den Messfehler der Temperatur. Als Referenz wird die Temperatur bei der idealen Sättigung des Spektrometers von 85 % verwendet. Die Abweichung von diesem Wert zeigt, dass sich bei einer Änderung der IZ nicht nur die Skalierung der Kurve verändert.

sich dazu entschieden, die Response auch für unterschiedliche IZen aufzunehmen. So können Response und Messung für identische Einstellungen am Spektrometer durchgeführt werden, was sich möglicherweise auf die Güte der Messung auswirkt. Die Vermutung ist, dass die jeweils korrekten Paare aus Response und IZ während der Messung dieselbe Temperatur ergeben, da die Response das Verhalten der jeweiligen IZ korrigiert.

Für die Messwerte in Abbildung 5.3 wird der Schmelzriegel also erhitzt und ins thermische Gleichgewicht gebracht. Anschließend wird für vier verschiedene IZen und jeweils vier unterschiedliche Response-Funktionen die Temperatur bestimmt. Der daraus resultierende Plot widerlegt die oben aufgestellte These, da die Wahl der Response keinen Einfluss auf die Messwerte hat. Nur bei der Korrektur, die bei 250 ms aufgenommen wurde, ist eine kleine Abweichung zu erkennen. Diese Abweichung ist auf die schlechtere Qualität der Response-Korrektur zurückzuführen, bei deren Aufnahme der Detektor im Maximum nur zu etwa einem Viertel der optimalen Sättigung ausgeleuchtet wird. Da die Änderung der Response nicht erfolgreich war, wird für alle weiteren Messungen die Response-Korrektur verwendet, die bei der idealen Sättigung (1000 ms) aufgenommen wurde.

Als Mittel zur Kontrolle des aus der IZ resultierenden Messfehlers, wird sich schlussendlich dazu entschieden, bei allen kommenden Messreihen in der optimalen Sättigung zu arbeiten. Deshalb wird im LabView-Programm ein Knopf etabliert, der

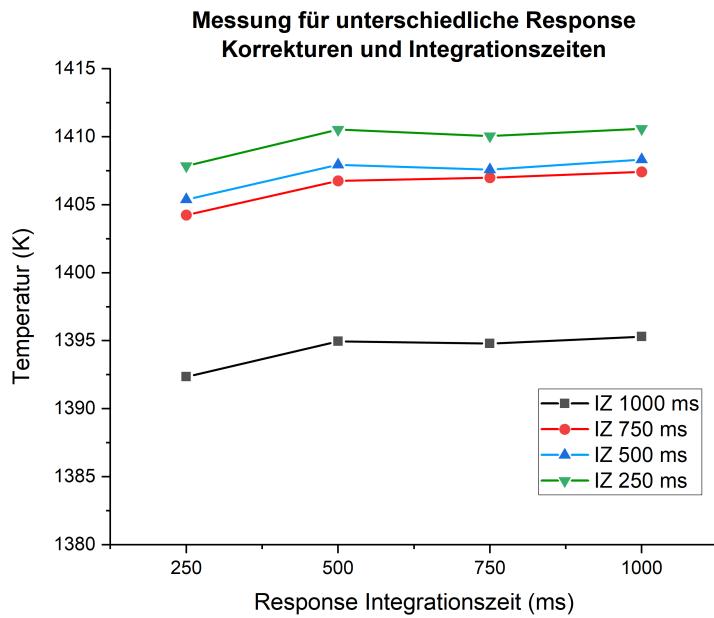


Abbildung 5.3.: Dieser Plot zeigt die Abhängigkeit der Temperaturnessung von der gewählten Response-Funktion und IZ während der Messung. Dabei zeigt sich nicht der vermutete Zusammenhang, dass jeweils die richtigen Paare aus Response und IZ die gleiche Temperatur liefern. Stattdessen ist die Messung nahzu unabhängig von der Response, während die IZ immer noch einen großen Einfluss zeigt.

den Peak automatisch an die ideale Stelle setzt. Dafür wird, basierend auf der letzten Messung, der notwendige Wert für die IZ errechnet und gesetzt. Damit kann bei Bedarf ein möglichst genauer Messwert ermittelt werden. Ist hingegen ein Messfehler von bis zu 20 K akzeptabel (beispielsweise beim Schmelzen), so kann immer möglichst lange eine IZ beibehalten werden. Denn die Etablierung eines Schaltreglers, der den Peak kontinuierlich versetzt, hat aufgrund der kurzen Zeitkonstanten des Heizens und Abkühlens zu einem Verwackeln der charakteristischen Kurven geführt.

Der entscheidende Einfluss der FOKUSSIERUNG der Linse hat sich insbesondere während des Abgleichs der spektrometrischen Messung mit der Wärmebildkamera (Kapitel 5.2) gezeigt. Der Fokuspunkt bestimmt nämlich, von welchem Teil des Schmelzriegels Licht eingesammelt und auf die Glasfaser fokussiert wird. Mit dem vorhandenen Aufbau ist jedoch keine exakte Fokussierung des eingesammelten Lichts möglich. Für eine genaue Ortsauflösung müssten die Sichtwinkel und Distanzen sehr genau bestimmt und eine auf den Millimeter genaue Ausrichtung und Fokussierung ermöglicht werden. In dem hier verwendeten Aufbau muss hingegen eine andere Methode gefunden werden, um eine reproduzierbare Ausrichtung der Linse zu finden.

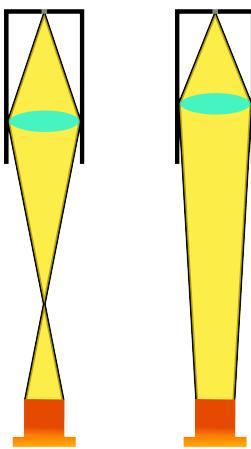


Abbildung 5.4.: Diese schematische Darstellung zeigt die gewählte Fokussierung auf die maximale Intensität. Unten der rötlich glühende Tiegel und in Gelb der Strahlengang des Lichts durch die Lens Tube oben. Es wird angenommen, dass in Summe das Emissionsspektrum der gesamten einsehbaren Oberfläche aufgesammelt wird. Für die beiden dargestellten Varianten wird dieselbe eingesammelte Lichtmenge erwartet, weshalb sie in dieser Anwendung als analog zu betrachten sind.

Es wird sich deshalb entschieden, die Linse so auszurichten, dass das Maximum der Intensität erreicht wird. Dabei wird die Bildweite der Linse einmalig, vor dem Beginn der Messreihen, angepasst. Anschließend wird sie nicht mehr verändert, um eine Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Messungen zu gewährleisten. Da die Verfahrenseinheit allerdings einige Male zwischen den Messungen ab- und anmontiert wird, um beispielsweise während des Schmelzprozesses Fotos von der Quelle zu machen, muss die Ausrichtung der Linse vor jeder Messreihe erneut festgelegt werden. Auch hier wird wieder die maximale Intensität gesucht. So soll gewährleistet werden, dass bei den unterschiedlichen Messreihen die Strahlung über dieselbe Fläche des Tiegels gemittelt wird. Befindet man sich in der Ausrichtung größter Intensität, so kann davon ausgegangen werden, dass der gesamte Tiegel fokussiert wird (siehe Abbildung 5.4). Das bedeutet auch, dass in der Realität nicht die Temperatur des Emitters, sondern die mittlere Temperatur von Schmelztiegel und Kristall gemessen wird. Da immer eine Thermalisierung abgewartet wird, kann davon ausgegangen werden, dass beide Temperaturen ähnlich sind, doch in Realität liegt die Temperatur des Kristalls vermutlich etwas unter der des Tiegels und ist überdies nicht homogen im Kristall verteilt.

Der Planck'schen Strahlungsformel (3.12) nach, muss für den Fit an das gemessene Spektrum zwingend ein variabler SKALIERUNGSFAKTOR hinzugefügt werden. Dieser gleicht die optischen Verluste der Transmission durch das Glas und die Linse aus und korrigiert das Spektrum, wenn für Response und Messung unterschiedliche IZ

genutzt werden. Außerdem handelt es sich bei dem Schmelzriegel nicht um einen idealen schwarzen Körper, sondern einen grauen Körper, dessen Emissionsspektrum um den Faktor der spektralen Emissivität ϵ_λ geringer ausfällt. All diese Einflussfaktoren auf die Skalierung der theoretischen Kurve können mit dem variablen Vorfaktor korrigiert werden. Das erspart eine separate Quantifizierung der zudem dynamischen Einflüsse. Im Übrigen sollte der Vorfaktor keinen Einfluss auf die Temperaturmessung haben, da für diese das Steigungsverhalten der Kurve und nicht die Skalierung ausschlaggebend ist.

Abschließend wird an dieser Stelle der Einfluss der Heizleistung besprochen, welche die Temperatur des Schmelzriegels festlegt. Diese wird als Produkt aus der Potentiadifferenz U zwischen Heizdraht und Schmelzriegel mit dem Elektronenstrom I zwischen diesen beiden Komponenten definiert: $P = U \cdot I$. Sie gibt damit also die elektrische Leistung an, die auf den Schmelzriegel eingebracht wird. Dabei kann der Elektronenstrom über die Anzeige des Netzteils abgelesen werden, welches den Heizstromkreis auf ein niedrigeres Potential legt. Nach dieser Definition muss davon ausgegangen werden, dass alle Elektronen, die den Heizstromkreis verlassen, auf den Tiegel treffen.

Für eine gegebene Heizleistung stellt sich ein Gleichgewicht zwischen eingebrachter und abgegebener Leistung ein. Die abgegebene Leistung setzt sich dann aus der abgestrahlten und der direkt durch das Material der Aufhängung übertragenen Wärmeleistung zusammen. Theoretisch ließe sich also über die Heizleistung die Temperatur des Tiegels bestimmen, doch die dazwischen liegende Übertragungsstrecke ist zu komplex und zu dynamisch für eine genaue Charakterisierung. Beispielsweise lässt die Leistungsabgabe während des Betriebs nach, da der Temperaturgradient während der Erwärmung des Aufbaus abnimmt. Außerdem ist der Druck in der Kammer entscheidend für den Wärmeübertrag.

Aufgrund der fehlenden Temperaturmessung waren vorherige Nutzer der Anlage gezwungen, die Leistung analog zur Temperatur zu verwenden. Da diese allerdings noch von weiteren Faktoren wie Druck oder Temperaturgradient abhängt, ist diese Annahme sehr unzuverlässig. Durch die in dieser Arbeit aufgebaute Temperaturmessung kann nun für ganz bestimmte Parameter ein Zusammenhang zwischen Leistung und Temperatur bestimmt werden. Wichtig ist allerdings, dass diese Abhängigkeit nur für genau diese Bedingungen gilt. Es zeigt sich, dass eine höhere Beschleunigungsspannung die Elektronen besser auf den Tiegel fokussiert, wodurch bei derselben Leistung höhere Temperaturen erzielt werden können.

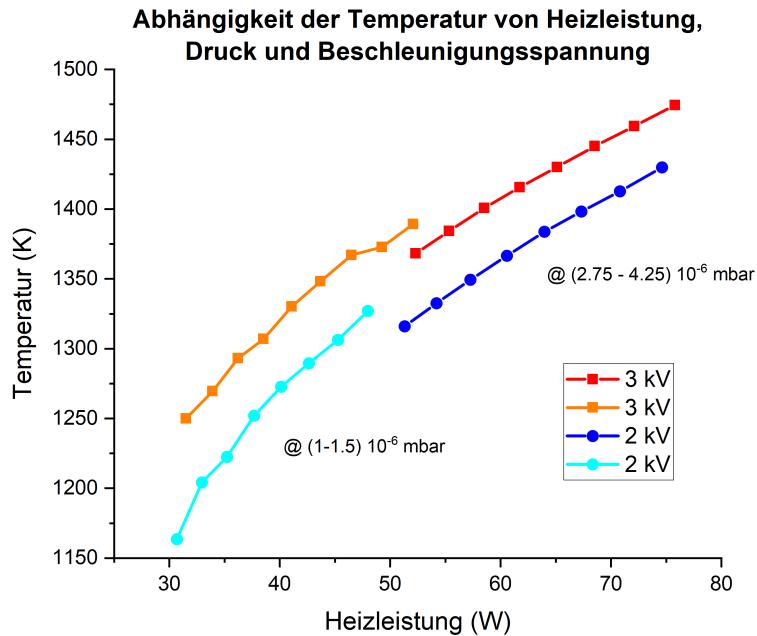


Abbildung 5.5.: Dieser Plot zeigt die Temperatur des Tiegels in Abhängigkeit der Heizleistung. Aufgetragen sind vier Kurven für zwei unterschiedliche Beschleunigungsspannungen am Schmelztiegel und zwei verschiedene Druckbereiche. Offensichtlich erhöht eine höhere Spannung die Zahl der auf den Tiegel treffenden Elektronen, was die Effizienz des Heizens erhöht. Außerdem senkt ein höherer Druck die Temperatur, vermutlich durch eine Verringerung der Heizleistung und eine verstärkte Wärmeabgabe.

5.2. Abgleich der Temperaturmessung

In diesem Kapitel soll die hier etablierte und nun eingehend diskutierte Temperaturmessung mit einer zweiten Methode verglichen werden. Da - wie eingangs erwähnt - aufgrund der hohen Spannungen keine kontaktierende Messung möglich ist, muss auch die Vergleichsmethode über das Emissionsspektrum des Körpers erfolgen. In diesem Fall wird dazu die in Kapitel 3.2.4 eingeführte Wärmebildkamera verwendet.

Da die Wärmebildkamera im IR-Bereich arbeitet, wird für die Messung ein für diese Wellenlängen durchlässiges Glas benötigt. Dieses wird für die Dauer der Vergleichsmessungen anstelle des Borosilikatglases verwendet. Damit beide Messungen parallel durchgeführt werden können, muss sichergestellt werden, dass das Glas auch im optischen Bereich linear durchlässig ist. Dafür wird das Spektrum einer Lichtquelle einmal ohne und einmal mit Transmission durch das Glas aufgenommen. Die Auswertung der Transmissionseigenschaften des Glases erfolgt über den Graphen, der sich ergibt, wenn man das Spektrum mit Transmission durch das Glas durch das Spektrum ohne teilt.

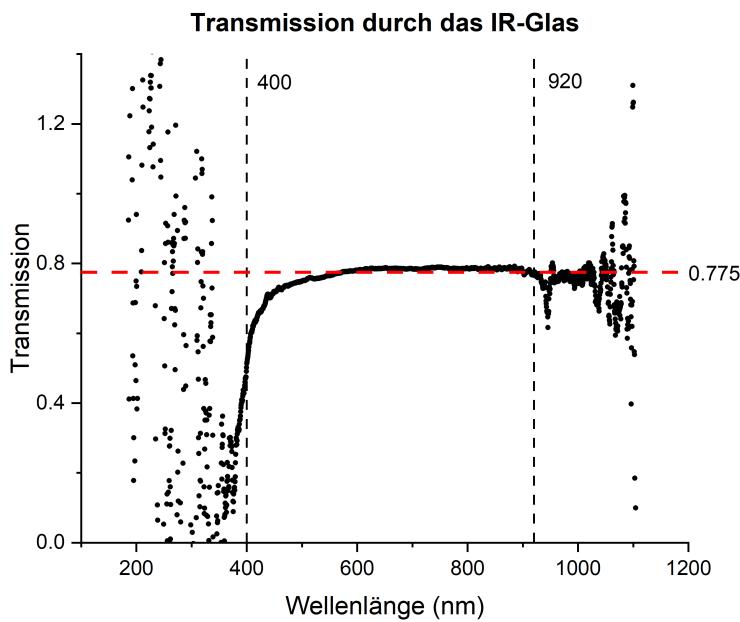
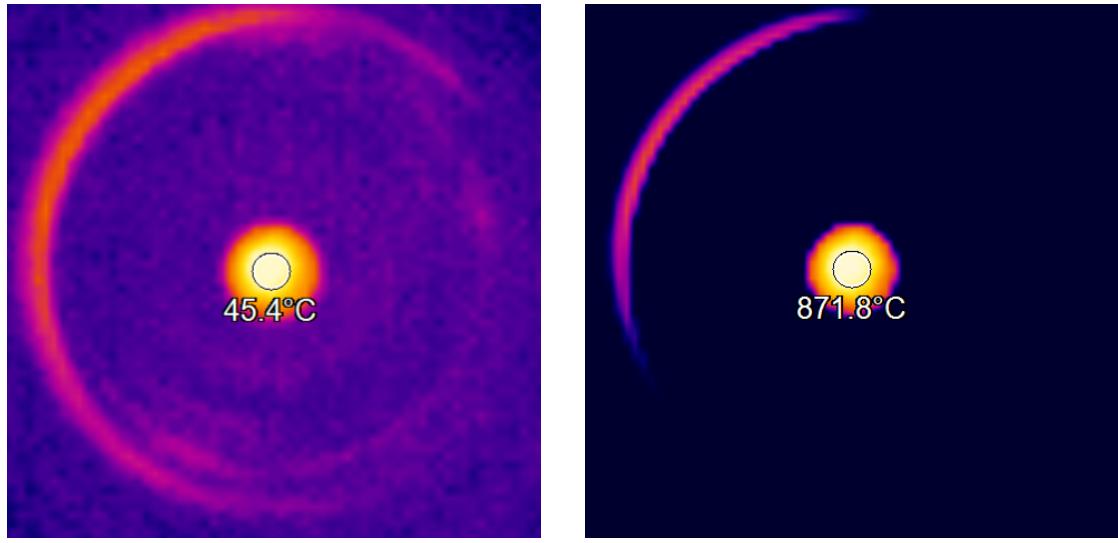


Abbildung 5.6.: Die Darstellung des Transmissionskoeffizienten des infrarot-durchlässigen Glases zeigt, dass die Transmission im relevanten Bereich den Ansprüchen der Messung genügt, da ein lineares Verhalten nachgewiesen werden kann. Das Rauschen ergibt sich aus der niedrigen Intensität, die in den äußeren Wellenlängenbereichen auf den Detektor fällt.

Bei der Auswertung muss darauf geachtet werden, dass der Graph neben der Transmission durch das Glas auch von der Auflösung des Spektrometers abhängt. Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde, nimmt die Auflösung erwartungsgemäß zu den äußeren Grenzen des Spektralbereichs hin ab. Demnach ist die starke Streuung in diesen Bereichen nicht auf das Glas zurückzuführen. Dennoch lassen sich einige Aussagen über das Transmissionsverhalten treffen. Im oberen Wellenlängenbereich zwischen 500 nm und 1100 nm kann von einer gemittelten linearen Transmission von 77.5 % ausgegangen werden. Ab etwa 500 nm beginnt die Transmission dann in Richtung kleinerer Wellenlängen abzufallen. Dieser Abfall wird keinen Einfluss auf den Schwarzkörperfit haben, da der Tiegel für Temperaturen unterhalb von 900 °C nahezu keine Emission im unteren optischen Bereich aufweist. Das Glas lässt sich also ohne weitere Änderungen an der spektrometrischen Messung für den Vergleich verwenden.

Für die Vergleichsmessung muss ein passender Temperaturbereich gefunden werden, in dem sowohl die Wärmebildkamera, als auch das Spektrometer Messwerte liefern können. Nach unten hin ist die Messung durch das sinkende Signal der Kurve im optischen Bereich limitiert, während die Wärmebildkamera mit einem Messbereich bis 900 °C den Bereich nach oben limitiert. Es wird also als Startpunkt eine Heizleistung gewählt, für die kein Pixel der Wärmebildkamera übersättigt, da das



(a) Zu Beginn des Heizens.

(b) Bei der höchsten Temperatur ($\varepsilon = 0.8$).

Abbildung 5.7.: Diese beiden Bilder stellen exemplarisch die Messung mithilfe der Wärmebildkamera dar. Die dargestellte kreisförmige Fläche lässt sich im Programm auswählen, um einen Mittelwert der Temperatur in diesem Bereich zu bestimmen.

die Messung verfälschen würde. Von da an wird die Leistung solange schrittweise herabgesetzt, bis für die spektrometrische Messung so wenig Signal ankommt, dass die Integrationszeiten unpraktikabel werden. In der Praxis ist das bei Temperaturen um 750 °C, bei IZen von über 10 s aufgetreten.

Für die Vergleichsmessung wird folgendes Vorgehen erarbeitet:

1. Fokussieren der Wärmebildkamera im vollständig abgekühlten Zustand der Kammer.¹
2. Erhitzen des Tiegels unter Beobachtung mit der Wärmebildkamera, bis einzelne Pixel gesättigt sind.
3. Vollständige Messreihe mit der Wärmebildkamera unter Variation der Heizspannung in Schritten von 0.1 kV.
4. Wiederholen der gleichen Spannungsschritte in einer zweiten Messreihe mit der spektrometrischen Messung.

¹ Der Fokus wird so gewählt, dass der höchste Wert für die gemessene Maximaltemperatur erreicht wird. Dann ist davon auszugehen, dass die Strahlung des Tiegels nicht über mehrere Pixel verwässt.

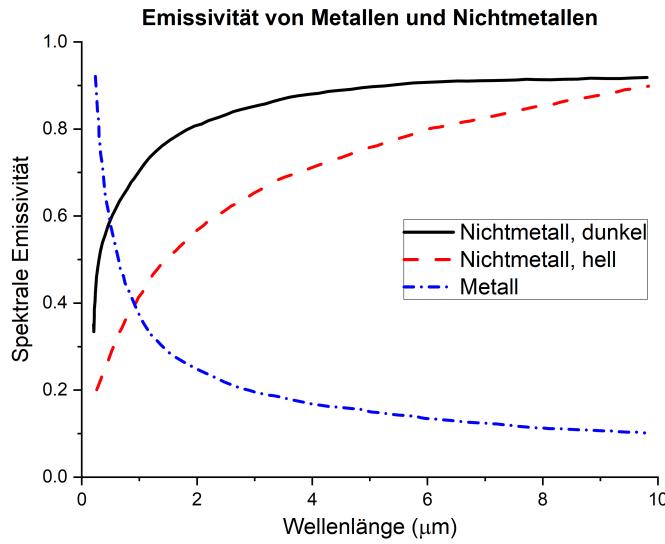


Abbildung 5.8.: Diese Graphen zeigen das mittlere Verhalten von Metallen und Nichtmetallen bezüglich der spektralen Emissivität. Es ist der deutliche Trend zu erkennen, dass die spektrale Emissivität von Metallen zu größeren Wellenlängen hin stark abnimmt, während sie für Nichtmetalle zunimmt. Sie weisen also genau gegenläufiges Verhalten auf. Bei den Werten, die [16, S. 30] entnommen sind, ist allerdings darauf zu achten, dass sie nur das mittlere Verhalten angeben. Das bedeutet, einzelne Metalle und Nichtmetalle verhalten sich untereinander, je nach ihrer Zusammensetzung, unterschiedlich.

Es wurde sich dazu entschieden, die Messreihen der beiden Methoden zeitlich voneinander zu trennen, da so keine Variation der Ausrichtung stattfindet, die einen entscheidenden Einfluss auf beide Messmethoden hat. Dafür wird während der Messreihen eine Änderungen des Kammerdrucks in Kauf genommen. Ein höherer Druck bedeutet, dass der Tiegel bei derselben angelegten Heizleistung eine niedrigere Temperatur annimmt. Für kleine Variationen des Drucks ist der daraus resultierende Messfehler aber kleiner, als derjenige, der aus der Variation der Ausrichtung resultieren würde.

Während für die spektrometrische Messung die Emission der gesamten einsehbaren Oberfläche des Tiegels erfasst wird, eignet sich für die Messung mit der Wärmebildkamera eine ausschließliche Betrachtung des inneren Bereichs mit dem Ionenkristall besser. Während Kristall und Schmelzriegel im optischen Bereich nämlich eine ähnliche Emissivität aufweisen, spaltet sich diese in Richtung größerer Wellenlängen auf. Für Nichtmetalle, wie den Ionenkristall, läuft die Emissivität gegen Eins, während sie für Metalle, wie das Tantal, gegen Null geht (siehe Abbildung 5.8). Das bedeutet, die Wärmebildkamera sieht, im Gegensatz zum optischen Bereich, ein Bild, welches im Zentrum die größte Intensität aufweist. Über diesen Bereich lässt sich einfacher mitteln. Außerdem kann die Emissivität des Kristalls besser eingegrenzt werden,

als die des Tantaltiegels mit seiner rauen, metallischen Oberfläche, da besonders für Metalle die Oberflächenbeschaffenheit eine entscheidende Auswirkung auf die Emissivität hat [16, S. 32]. Dennoch bedeutet dies, dass die beiden Methoden zwei unterschiedliche Körper messen, die zwar im thermischen Kontakt stehen, aber keine identische Temperatur aufweisen. Es muss also davon ausgegangen werden, dass der Tiegel ausreichend thermalisiert ist, sodass die Temperaturdifferenz zwischen Kristall und Metall nur sehr gering ausfällt.

Da für die thermographische Messung die Kenntnis über die Emissivität des beobachteten Materials entscheidend ist, soll dieser Wert für die beiden Materialen diskutiert werden. Für Tantal finden sich in der Literatur folgende Werte für die normale spektrale Emissivität:

Tabelle 5.1.: Auflistung der Literaturwerte zur Emissivität von Tantal.

Autor	Temperatur (K)	Wellenlänge (nm)	ϵ_λ
Milosevic [19]	1100	900	0.33
Worthing [20]	1500	665	0.44
Taylor [21]	1500	650	0.46

Wie in der Auflistung zu erkennen ist, sind nur Werte in einem Bereich zwischen 650 und 900 nm zugänglich. Da die Wärmebildkamera in einem Bereich zwischen 7.5 und 13 μm arbeitet, sind diese nur begrenzt anwendbar. Für die normale spektrale Emissivität sind eher Werte um 0.1 zu erwarten, da die Emissivität für Metalle in Richtung größerer Wellenlängen abnimmt. Allerdings erhöht die Rauheit der Oberfläche die Emissivität wiederum, weshalb ein genauer Wert nur durch Vermessung der vorliegenden Oberfläche zu finden ist. Das Alumosilikat besitzt hingegen eine große Emissivität im Infrarotbereich, die erwartungsgemäß zwischen 0.8 und 0.9 liegt. Bei dieser großen Emissivität spielt die Beschaffenheit der Oberfläche keine große Rolle mehr. Da keine Literaturwerte für die vorliegende Kristallstruktur zugänglich sind, wird mit der mittleren erwarteten Emissivität aus Abbildung 5.8 gearbeitet und die Temperaturmessung der Wärmebildkamera für eine Emissivität von 0.8 und 0.9 durchgeführt [16, S. 30-32].

Die Auswertung der Vergleichsmessung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Methoden. Über den betrachteten Temperaturbereich zeigt die spektrometrische Messung einen sehr ähnlichen Verlauf wie die Messreihe der Wärmebildkamera, die bei einer Emissivität von 0.8 durchgeführt wurde. Wenn man davon ausgeht, dass der Kristall ebendiese Emissivität besitzt, ist das eine Bestätigung der Methode. Da die Emissivität allerdings nicht genau bekannt ist, wäre dieser Schluss zu voreilig. Dennoch zeigt der Vergleich unter Berücksichtigung dieser Variablen, dass die beiden Methoden plausibel miteinander übereinstimmen. Die Abweichung der beiden Reihen in Richtung höherer Temperaturen ist darauf zurückzuführen,

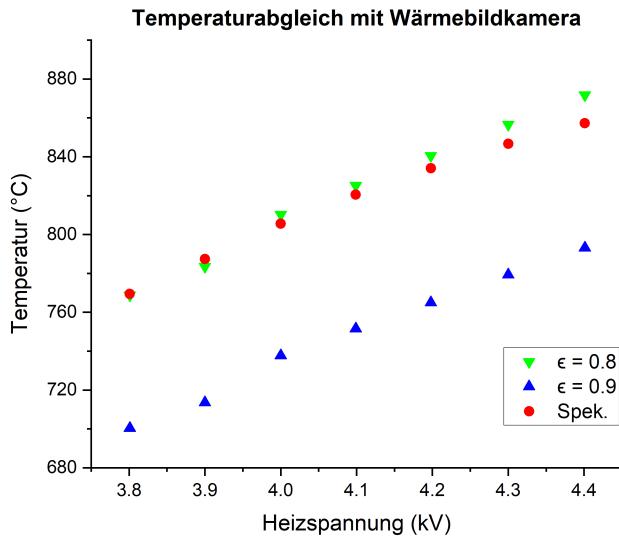


Abbildung 5.9.: Hier wird die gemessene Temperatur in Abhängigkeit der eingestellten Beschleunigungsspannung der Heizelektronen dargestellt. Der Vergleich kann an dieser Größe durchgeführt werden, da sie bei Annahme eines näherungsweise konstanten Drucks dieselbe Temperatur des Tiegels erzeugt. Im Verlauf der Messreihen hat sich der Druck von $1.73 \cdot 10^{-6}$ mbar auf $1.32 \cdot 10^{-6}$ mbar verändert. Der entstehende Verlauf zeigt eine gute Übereinstimmung der beiden Messmethoden.

dass die Emissivität bei steigender Temperatur zunimmt [16, S. 32]. Das bedeutet, die Messreihe bei der konstanten Emissivität von 0.8 überschätzt für steigende Temperaturen die tatsächliche Temperatur des Tiegels. Daraus resultiert die steigende Abweichung zwischen den beiden Messungen in Richtung größerer Temperaturen.

Außerdem führt die andauernde Diskussion der Emissivität bei der thermographischen Messung einen großen Vorteil der etablierten Methode vor Augen. Bei dieser ist wegen des variablen Skalierungsfaktors keine Kenntnis über die Emissivität nötig. Stattdessen ist nur der charakteristische Verlauf relevant, wenn man annimmt, dass die spektrale Emissivität im gewählten, schmalen Wellenlängenbereich näherungsweise konstant ist. Aus systematischer Sicht liefert sie also bei schlechtem Wissen über die Emissionseigenschaften des Materials die verlässlicheren Messwerte.

Insgesamt kann durch den Vergleich nachgewiesen werden, dass die spektrometrische Messung plausible Messwerte für die Temperatur liefert. Auch wenn der Vergleich in diesem kleinen Temperaturbereich die etablierte Messung nicht validieren kann, liefert er weitere Argumente für die Methode. Gemeinsam mit der zuvor dargelegten Evaluation der Einflussfaktoren auf die Messung kann so eine verlässliche und reproduzierbare Messung geschaffen werden. Das ermöglicht eine anschließende Nutzung der Methode für die kombinierte Strom- und Temperaturnutzung. Für einen direkten Abgleich könnte, über diese Arbeit hinausblickend, beispielsweise

ein digitales Pyrometer verwendet werden.

5.3. Darstellung des Emissionsverhaltens

Wie in Kapitel 2.2 erläutert, wird erwartet, dass die Emission des Ionenkristalls im anvisierten Bereich für die Strahlenergie dem Richardson-Dushman-Gesetz folgt. Für die Analyse des Emissionsverhaltens wird also mit Feldstärken gearbeitet, für welche die Emission ebenso in diesem Bereich liegt. Da mithilfe des Faraday-Cups die gesamte Stromstärke gemessen wird, lässt sich die Formel durch Multiplikation mit der Oberfläche des Kristalls F wie folgt aufstellen:

$$I = A_R \cdot F \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{k_B T}\right) \quad (5.2)$$

Um diese Abhängigkeit zu überprüfen, müssen Strom- (Kapitel 3.1) und Temperaturmessung (Kapitel 3.2.5) parallel durchgeführt werden. Anschließend muss ein sinnvoller Temperaturbereich durch Variation der Heizleistung untersucht werden, um einen Strom-Temperatur-Plot anzufertigen zu können.

Ein großes Problem des beschriebenen experimentellen Aufbaus stellt die schlechte Einsehbarkeit der Ionenquelle dar. Der Heizdraht verhindert eine Einsicht von unten und die Pierce-Elektrode eine Einsicht von der Seite. Zusätzlich blockiert die Ionenoptik auf der Oberseite eine schräge Sicht, weshalb nur die direkte Beobachtung entlang der Strahlachse bleibt. Aus diesem Grund blockieren sich Strom- und Temperaturmessung gegenseitig, da sie dieselbe Sichtachse nutzen.

Der Ausschluss der simultanen Messung lässt deshalb also nur zwei Messreihenfolgen übrig. Die eine Möglichkeit ist, die Messungen vollständig zu separieren. Das bedeutet, Strom und Temperatur jeweils in Abhängigkeit der Heizleistung zu messen und anschließend in Korrelation zu bringen. Die andere Möglichkeit ist die Messungen abzuwechseln, sodass der Faraday-Cup immer wieder aus dem Ionenstrahl hinaus und wieder hinein gefahren wird.

Es wurde sich dazu entschieden die zweite der beiden Methoden, also die abwechselnde Messung zu verwenden. Der Hauptgrund dafür ist, dass nicht davon auszugehen ist, dass dieselbe Heizleistung auch reproduzierbar dieselben Bedingungen schafft. Im Verlauf von Tests an der Anlage hat sich beispielsweise gezeigt, dass die Beaufschlagung des Ionen-Netzteils zusätzlich zum Elektronen-Netzteil andere Temperaturen erzeugt, als der Einzelbetrieb des Elektronen-Netzteils bei selber Potentialdifferenz. Außerdem heizt sich die Struktur des gesamten Aufbaus im Betrieb auf, wodurch sich der Strahlungsverlust des Schmelztiegels verändert. Zudem hat die Güte des Vakuums im Bereich des Schmelztiegels einen großen

Einfluss auf auf den Temperaturübertrag und die Heizleistung.

Stattdessen ist es viel einfacher, dieselben Bedingungen bei Strom- und Temperaturmessung zu gewährleisten, wenn beide Messungen nur einen kurzen zeitlichen Versatz haben. Das erspart den Umweg über die Heizleistung, deren Nichtlinearität überhaupt der Grund für die Temperaturmessung ist. Dennoch ergeben sich auch bei dieser Methode unerwünschte Effekte, wie die leicht unterschiedliche Positionierung des Faraday-Cups und der erhöhte Messaufwand, da der Cup häufig aus- und eingefahren werden muss. Insgesamt überwiegen hier allerdings die Vorteile der abwechselnden Messung.

Alle Messreihen wurden dementsprechend nach dem folgenden Ablauf durchgeführt:

1. Wahl der maximalen Heizleistung (Temperatur), für die sich eine gute Emission ergibt und bei der keine Gefahr besteht, den Kristall zu beschädigen.
2. Thermalisierung des Ionenkristalls bei der gegebenen maximalen Leistung, bis sich ein stabiler Ionenstrom ergibt.
3. Schrittweises Abkühlen der Quelle durch Herabsetzen der Spannung des Heizdrahts in Schritten von 0.1 kV. Jeweils Abwarten der Thermalisierung.
4. Immer stets zwei Strom-, dann zwei Temperaturmessungen im Wechsel, um die Zahl der Positionswechsel des Faraday-Cups zu reduzieren.
5. Für jede Temperaturmessung erneute Wahl der Integrationszeit, sodass der Peak in der idealen Sättigung des Spektrometers liegt.

Zur Auswertung werden die zeitlich erfassten Daten dann in *Origin* geladen. Dort werden sie jeweils über einen gewissen Zeitraum gemittelt, um einen Zusammenhang zwischen Strom und Temperatur aufzustellen. Dabei werden die Bereiche zur Mittlung immer so gewählt, dass die Messung von Strom und Temperatur direkt aneinander anschließen. Der Zusammenhang lässt sich dann in einem einfachen Plot darstellen, aus dem sich ein exponentieller Zusammenhang erahnen, aber nicht direkt nachweisen lässt.

Um nun zu überprüfen, ob die Messdaten tatsächlich dem Richardson-Dushman-Gesetz folgen, bietet es sich an, die Gleichung etwas umzuformen. Teilt man die Gleichung durch T^2 und wendet den Logarithmus Naturalis auf beiden Seiten an, so entsteht folgender Zusammenhang:

$$\ln\left(\frac{I}{T^2}\right) = -\frac{\Phi}{k_B} \cdot \frac{1}{T} + \ln(A_R \cdot F) \quad (5.3)$$

$$y = mx + t \quad (5.4)$$

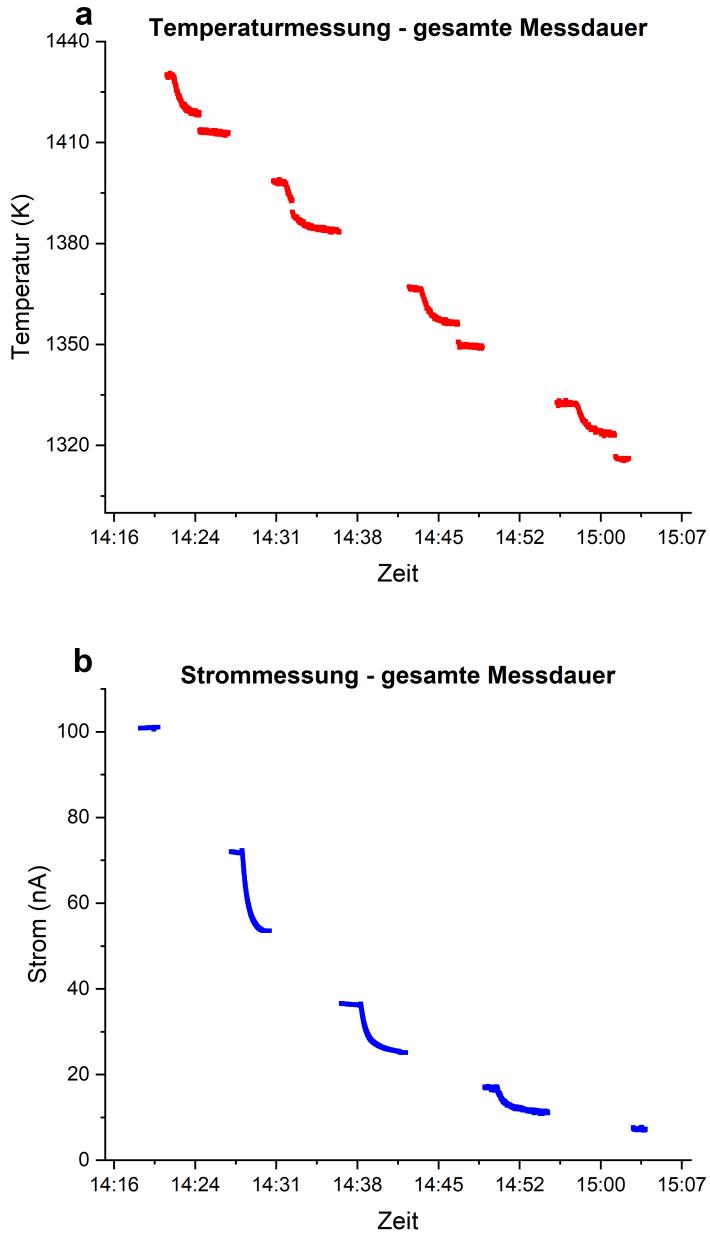


Abbildung 5.10.: In diesen beiden Grafiken ist der Strom- bzw. Temperaturverlauf über den Zeitraum einer vollständigen Messreihe abgebildet. Man erkennt immer abwechselnd den Thermalisierungsprozess, je nachdem welche Messung gerade Sicht auf die Quelle hat. Die Sprünge im Verlauf der Temperatur werden durch eine Änderung der Integrationszeit hervorgerufen. Die vorliegende Abbildung zeigt sehr niedrige Ströme, da in dieser Messreihe der im Vergleich am schlechtesten emittierende Kristall vermessen wird.

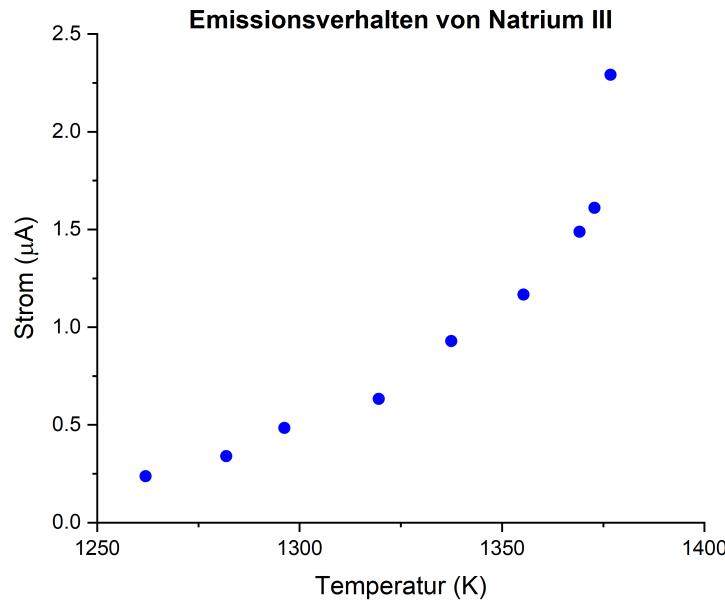


Abbildung 5.11.: Dieser Plot zeigt die Darstellung des gemessenen Stroms gegenüber der gemessenen Temperatur für die zweite Messreihe am Natriumkristall. Diese wird bei einer Extraktionsspannung von 3 kV durchgeführt. Ob der Verlauf der erwarteten Gesetzmäßigkeit folgt, lässt sich anhand dieses Graphen noch nicht bestimmen.

Ein Koeffizientenvergleich zeigt, dass bei einem Plot von $\ln(I/T^2)$ gegen $1/T$ eine Gerade entsteht, aus deren Steigung m sich die Austrittsarbeit (in eV) bestimmen lässt. Außerdem kann mithilfe des Schnittpunkts mit der y-Achse (t) die Richardson-Konstante berechnet werden. Dann gilt:

$$\Phi = -\frac{k_B}{e}m \quad \wedge \quad A_R = \frac{\exp(t)}{F} \quad (5.5)$$

Die Messdaten werden also entsprechend aufbereitet und wie oben beschrieben geneinander geplottet. Anschließend wird ein linearer Fit durchgeführt und aus den daraus ermittelten Parametern die Austrittsarbeit und die Richardson-Konstante bestimmt. Zur Bestimmung der Richardson-Konstante wird als Oberfläche des Ionenkristalls die kreisförmige Öffnung des Tantal-Zylinders von $0.09\pi \text{ cm}^2$ verwendet. Hier soll anhand von Abbildung 5.12 exemplarisch das Vorgehen verdeutlicht werden. Die weiteren Abbildungen zur Auswertung sind im Anhang zu finden.

Der Messfehler der ermittelten Parameter des Ionenkristalls lässt sich durch Fehlerfortpflanzung bestimmen. Als Grundlage wird dafür der Fehler des linearen Fits verwendet, da mögliche systematische Fehler der Temperaturnutzung nicht quantifiziert werden konnten. Ferner sind die Standardabweichungen der Strom-

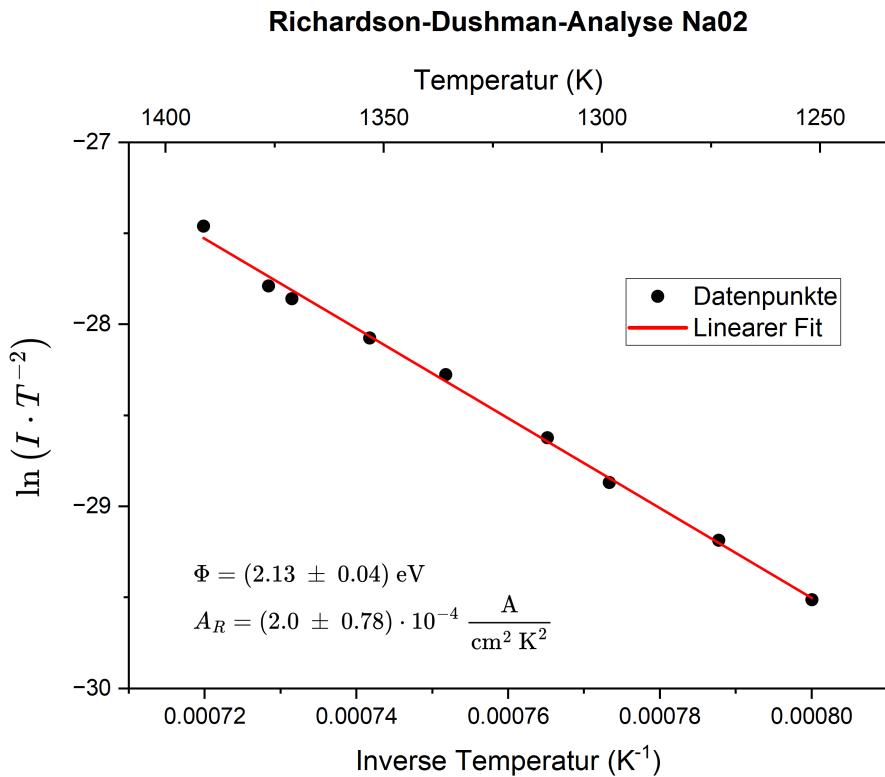


Abbildung 5.12.: Auf diesem Plot ist der Auftrag der Messwerte zu sehen, durch den sich ein linearer Zusammenhang ergibt. An diese Messwerte wird ein linearer Fit durchgeführt, aus dem sich zwei Werte für die Steigung und den y-Achsenabschnitt ergeben. Aus diesen Werten lassen sich mithilfe des Richardson-Dushman-Gesetzes die abgebildeten Parameter berechnen. Dieser Graph gehört zur Messreihe Na02.

und Temperaturmessung, die sich aus der Mittlung über die jeweiligen Zeitintervalle ergeben, vernachlässigbar klein gegenüber der Abweichung des linearen Fits. Für die Fehlerfortpflanzung werden folgende Formeln verwendet:

$$\Delta\Phi = \frac{k_B}{e}\Delta m \quad \wedge \quad \Delta A_R = A_R|_t \Delta t \quad (5.6)$$

Die Auswertung nach Richardson-Dushman wird für insgesamt sieben Messreihen durchgeführt. Dabei werden zwei verschiedene Lithiumkristalle und ein Natriumkristall untersucht. Die Kristalle werden im experimentellen Aufbau gemeinsam mit einem Kollegen² geschmolzen, der dabei die führende Rolle übernimmt. Er verfasst zeitgleich eine Arbeit über die Herstellung und die strukturelle Charakterisierung der Kristalle. Da der Herstellungsprozess noch nicht vollständig ausgereift ist, ist davon auszugehen, dass die verschiedenen Kristalle eine unterschiedliche Struktur

² Rodrigo Sandoval

aufweisen. Die durchgeführten Messreihen, werden im Folgenden genau beschrieben.

Für den ersten neu in der Anlage hergestellten Lithiumkristall (I) wird die kombinierte Strom- und Temperaturmessung ein erstes Mal getestet (Li01-03). Bei den ersten beiden Messreihen wird die Extraktionsspannung zu 5 kV gewählt, was möglicherweise an der Grenze zur Schottky-Emission kratzt. Genau bestimmen lässt sich die daraus resultierende Feldstärke an der Oberfläche des Kristalls aber nicht, da sie - wie in Kapitel 2.2 beschrieben - inhomogen verläuft. Es wird dennoch davon ausgegangen, dass die Emission weiterhin dem Richardson-Dushman-Gesetz gehorcht. Überdies ist zu diesem Zeitpunkt das Vorgehen bei der Temperaturmessung noch nicht final erarbeitet. Deshalb weicht der Ablauf etwas von dem oben beschriebenen, idealen Ablauf ab. Einerseits wird die Temperatur noch für einen Fit im Wellenlängenbereich zwischen 500 und 1000 nm bestimmt, wodurch ein größeres Rauschen der Response-Korrektur übernommen wird. Andererseits wird mit einer konstanten Integrationszeit gemessen, weshalb die höchsten und niedrigsten beiden Messwerte beim linearen Fit nicht berücksichtigt werden. Für die übrigen Werte wird ein unbekannter, näherungsweise konstanter Offset nach unten erwartet, der in der Größenordnung von etwa 10 - 15 K liegt. Dieser bedeutet - bei gleichbleibender Linearität - eine Absenkung beider Parameter um weniger als 5 % nach unten. Die Messwerte weisen also definitiv einen größeren Fehler als die übrigen Messungen auf, geben allerdings eine klare Richtung vor. Sie werden hier aufgeführt, um einen Vergleich zum zweiten Lithiumkristall zu ermöglichen.

Als nächstes werden einige Natriumkristalle hergestellt, die für Methoden zur Charakterisierung der Kristallstruktur genutzt werden. Erst der dritte Natriumkristall (III) wird auch hinsichtlich seines Emissionsverhaltens vermessen. Er zeigt im Vergleich die beste Emission mit einer maximalen Stromstärke, welche die des ersten Lithiumkristalls etwa um den Faktor 3.5 übertrifft. Vier Tage später wird ein weiterer Lithiumkristall (II) hergestellt, der aufgrund einer Veränderung im Herstellungsprozess ein Loch mit einem Durchmesser von etwa 2 mm in der Mitte aufweist. Er zeigt im Vergleich zum ersten Kristall ein sehr schlechtes Verhalten bezüglich der Emission (maximaler Strom bei gleicher Heizleistung etwa um den Faktor 3 niedriger).

Tabelle 5.2.: Diese Tabelle stellt übersichtlich die Bedingungen der sieben Messreihen dar. Δt_{start} steht für die Betriebsdauer vor dem Start der Messreihe und U^+ für die Beschleunigungsspannung. In der Kommentarspalte sind für die ersten drei Messungen die Abweichungen zum idealen Ablauf vermerkt. Dabei steht WL für einen unterschiedlichen Wellenlängenbereich und IZ für eine konstant gehaltene Integrationszeit. Diese Abweichungen werden oben genauer beschrieben.

Messreihe	Kommentar	Δt_{start} (h)	U^+ (kV)
Li01	WL und IZ	1.5	5
Li02	WL und IZ	2	5
Li03	IZ	4	3
Li04	–	2	2
Li05	–	3	3
Na01	–	1	2
Na02	–	3.5	3

Tabelle 5.3.: Auflistung der nach dem beschriebenen Vorgehen ermittelten Werte für die Austrittsarbeit Φ und die Richardson-Konstante A_R . Die Messreihen werden in der Auflistung oben und im Text genau beschrieben.

Kristall	Messreihe	Φ (eV)	A_R ($\text{A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$)
Lithium I	Li01	2.17 ± 0.06	$(1.2 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$
	Li02	2.05 ± 0.03	$(7 \pm 1.8) \cdot 10^{-6}$
	Li03	1.85 ± 0.03	$(4 \pm 1.6) \cdot 10^{-6}$
Lithium II	Li04	3.52 ± 0.03	(0.5 ± 0.13)
	Li05	4.42 ± 0.08	(400 ± 275)
Natrium III	Na01	2.34 ± 0.07	$(1.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$
	Na02	2.13 ± 0.043	$(2 \pm 0.78) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.4.: Diese Tabelle fasst einige Literaturwerte für die Austrittsarbeit und Richardson-Konstante von Lithium- und Natrium-Alumosilikaten zusammen.

Kristall	Referenz	Φ (eV)	A_R ($\text{A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$)
LiAlSiO_4	[22]	1.94	$1.1 \cdot 10^{-2}$
	[5]	2.33 ± 0.01	$1.13 (+0.14/-0.12) \cdot 10^{-3}$
	[23]	2.1 – 2.7	$1.15 \cdot 10^{-1}$
NaAlSiO_4	[5]	1.99 ± 0.02	$1.36 (+0.37/-0.29) \cdot 10^{-4}$

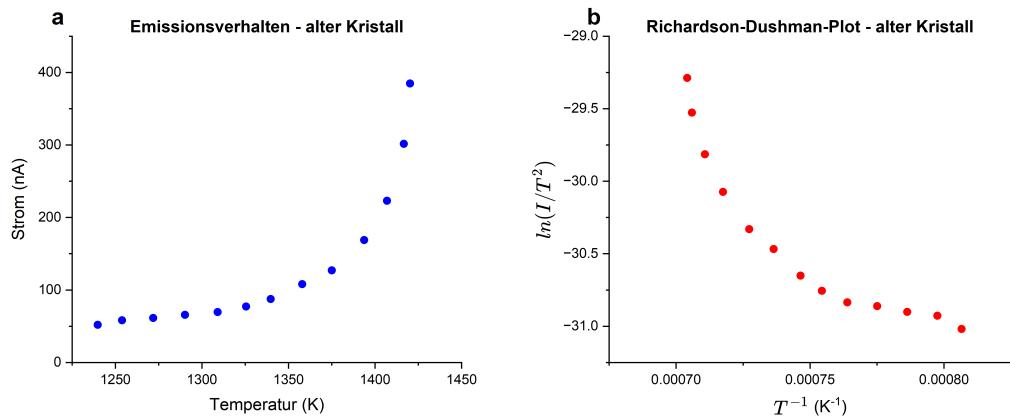


Abbildung 5.13.: Diese Abbildung zeigt zwei Graphen zum drei Jahre alten Kristall Natrium II. Sie verdeutlichen, dass der reine Strom-Temperatur-Plot noch keine Aussage über das Emissionsverhalten zulässt. Erst der logarithmische Auftrag zeigt, dass der Kristall nicht der Richardson-Dushman-Emission folgt.

Alle hier aufgelisteten Messreihen zeigen eine Emission nach dem Richardson-Dushman-Gesetz, die mithilfe der etablierten Temperaturmessung nachgewiesen werden kann. Das entspricht den Erwartungen und zeigt außerdem, dass die Temperaturmessung auch hier physikalisch sinnvolle Messergebnisse liefert. Einzig eine Messreihe an einem Natriumkristall konnte nicht ausgewertet werden, da sie im Richardson-Dushman-Plot keine Gerade ergeben hat (siehe Abbildung 5.13). Für diese Messung wurde ein drei Jahre alter Kristall verwendet, der im Rahmen der Arbeit von [17] hergestellt wurde. Da für die Messreihe derselbe Ablauf gewählt wurde, wie für die anderen, ist darauf zu schließen, dass die Emission des Kristalls tatsächlich nicht der erwarteten Gesetzmäßigkeit folgt. Die Gründe hierfür können vielfältig sein. Einerseits liegt die maximale Stromstärke um den Faktor 6.75 niedriger als die des neu hergestellten Kristalls. Das lässt vermuten, dass der Kristall bereits eine lange Betriebsdauer hinter sich hat und/oder eine schlechte kristalline Struktur aufweist. Außerdem ist der Kristall drei Jahre lang der Atmsphäre ausgesetzt gewesen, wodurch sich Wasser und andere Atome/Moleküle angelagert haben. Diese Faktoren können das unerwartete Emissionsverhalten erklären, weshalb diese Messreihe nicht berücksichtigt wurde.

Die Austrittsarbeit des Lithium-I-Kristalls zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Mit Messwerten im Bereich von 1.82 – 2.23 eV kann davon ausgegangen werden, dass in der Tat β -Eucryptit hergestellt wurde. Die Abweichung der Li_{0.3} Messung von den ersten beiden Messreihen ist vermutlich auf den unterschiedlich genutzten Wellenlängenbereich zurückzuführen. Durch das zusätzliche Rauschen zwischen 920 und 1000 nm wird die Temperatur zu hoch eingeschätzt, was die Werte für die Parameter nach oben versetzt. Geht man davon aus, dass Messrei-

he Li03 den besten Wert für die Austrittsarbeit liefert, so liegt der Wert doch am unteren Ende der Werte, die in der Literatur angegeben werden. Diese Abweichung kann durch zusätzliche Natrium-Ionen in der Kristallstruktur entstehen, die eine niedrigere Austrittsarbeit aufweisen. Da Alkaliatome hoch reaktiv sind, kann das zusätzliche Natrium über den Kontakt mit der Atmosphäre in die Pulvermischung gelangt sein [24]. Diese These ließe sich mit einer massenspektrometrischen Analyse des Ionenstrahls überprüfen.

Im Gegensatz zum ersten Lithiumkristall weist der Lithium-II-Kristall ein sehr schlechtes Emissionsverhalten auf. Das zeigt sich auch in der Austrittsarbeit, die für den Kristall mit $3.49 - 4.5$ eV sehr groß ist. Die Lithium-Ionen sind also ziemlich fest in der Struktur gebunden und benötigen eine hohe Energie, um den Kristall zu verlassen. Ohne eine genaue Analyse der Kristallstruktur lassen sich dafür nur Vermutungen aufstellen. So ist es möglich, dass während der Herstellung viele Lithium-Ionen aus dem Schmelztiegel emittiert wurden, weshalb sich nicht die gewünschte Struktur gebildet hat. Diese Emission könnte während der CO₂-Emission oder durch die beim Schmelzen angelegte positive Spannung am Tiegel passiert sein. Doch egal, was zu der fehlerhaften Struktur geführt hat, ist es wichtig festzuhalten, dass erst die Richardson-Dushman-Analyse zu dieser Aussage über die Güte geführt hat. Diese hat eine besondere Relevanz, da die Emission die relevante Größe für die Anwendung im Ref4EP-Projekt ist.

Eine Betrachtung der Austrittsarbeit des Natriumkristalls zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem vorliegenden Literaturwert, auch wenn die Messung hier mit $2.09 - 2.41$ eV etwas höher ausfällt. Die Abweichung ist aber nur klein und darauf zurückzuführen, dass in der Literatur ein anderer Herstellungsprozess durch direktes Heizen vermutlich zu einer reineren Struktur geführt hat. Dennoch ist die Emission des hier hergestellten Natriumkristalls beachtlich und eignet sich aufgrund der großen Zahl an Ionen besonders als Ionenquelle.

Über alle Messwerte hinweg zeigen sich für die Richardson-Konstante große Fehlerbereiche. Das liegt daran, dass der y-Achsenabschnitt exponentiell in die Bestimmung der Konstante eingeht. Das bedeutet, dass bereits kleine Fehler für den Achsenabschnitt in großen Abweichungen für die Richardson-Konstante resultieren. Deshalb geben die Messwerte nur eine grobe Richtung für den Wert dieses Parameters an.

Außerdem ergeben sich für die Richardson-Konstante - auch zwischen den Literaturwerten - starke Abweichungen. Der Wert der Konstante hängt stark vom Herstellungsprozess und der Qualität der hergestellten Emittoren ab. In den Literaturquellen werden die Ionenkristalle beispielsweise nicht innerhalb eines Schmelztiegels, sondern direkt auf Filamenten aufgebracht und geheizt. Dadurch lässt sich eine homogene Temperaturverteilung erreichen und eine sehr glatte Oberfläche realisieren. Das geht auf Kosten der Lebensdauer der Ionenquelle, da so deutlich weniger

Material vorhanden ist, als in dem hier verwendeten Schmelzriegel. Deshalb eignet sich die Richardson-Konstante besser zum Vergleich zwischen den an dieser Anlage hergestellten Emittern, als zum Vergleich mit Literaturwerten. Man kann davon ausgehen, dass ein höherer Wert auf mehr Material in der gewünschten kristallinen Form hinweist.

Im Gegensatz zu klassischen Elektronenemittern ist darauf zu achten, dass die Ionenemission mit einem Materialtransport innerhalb des Kristalls verbunden ist. Aus diesem Grund sind die beiden Parameter über die Lebensdauer des Emitters nicht konstant. Das beeinflusst die Größe der Parameter je nach Betriebsdauer zum Zeitpunkt der Messung. Aus diesem Grund gibt die Richardson-Konstante Auskunft über das Alter des Kristalls, da sie über die Lebensdauer hinweg abnimmt [23]. Nur bei dem schlecht emittierenden Lithiumkristall ist dieses Phänomen nicht zu beobachten. Diese Abweichung resultiert vermutlich aus dem schlechten Emissionsverhalten des Kristalls.

5.4. Diskussion der Ergebnisse

Abschließend sollen die Ergebnisse der Auswertung übersichtlich zusammengefasst und auf ihre Aussagekraft hin untersucht und diskutiert werden.

Die Untersuchung der Temperaturnessung mittels Spektrometer zeigt, dass die verschiedenen Einflüsse auf die Messung gut verstanden sind. Mit unterschiedlichen Messreihen, bei denen einzelne Einflussfaktoren isoliert werden, kann die Methode so angepasst werden, dass diese Einflüsse minimiert werden. Dabei stellt sich heraus, dass sich besonders zwei Faktoren auf die Unsicherheit der Messung auswirken: Einerseits ist das die schlechte Kontrolle über die Fokussierung des Schmelzriegels, was für eine Unsicherheit bezüglich der betrachteten Fläche sorgt. In den Messreihen wird Licht von der gesamten Oberseite des Tiegels eingesammelt, wodurch über zwei Körper unterschiedlicher und unbekannter Emissivität gemittelt wird. Mit einer neuen Vorrichtung zur exakten Ausrichtung der Linse könnte in einer zukünftigen Arbeit der Einfluss der unterschiedlichen Fokussierung untersucht werden. Andererseits liegt der Messung die Annahme zugrunde, dass die Emissivität der beobachteten Körper im gegebenen Wellenlängenbereich näherungsweise konstant ist. Diese Annahme konnte nicht überprüft werden.

Insgesamt kann eine verlässliche und reproduzierbare Messmethode etabliert werden, die physikalisch sinnvolle Messwerte liefert. So zeigen sich beim Heizen oder Abkühlen des Schmelzriegels sättigende Kurvenverläufe der Temperatur. Ferner entspricht das korrigierte Spektrum über große Temperaturbereiche sehr genau dem gefüllten Schwarzkörperspektrum. Da allerdings nur ein sehr kleiner Teil des theoretisch abgestrahlten Spektrums aufgenommen werden kann, kann bereits

eine kleine Abweichung im aufgenommenen Spektrum die Temperaturmessung verfälschen. Durch die eingehende Analyse der Einflussfaktoren kann allerdings Vertrauen in die korrekte Erfassung des Spektrums aufgebaut werden.

Der Vergleich mit der thermographischen Temperaturmessung kann die ausgearbeitete Methode nicht validieren, da die Methode, aufgrund der unbekannten Emissivität des Kristalls, selbst eine große Ungenauigkeit aufweist. Dennoch zeigt der Abgleich, dass die spektrometrische Messung plausible Messwerte liefert, die in Größe und Verlauf übereinstimmen. Gleichzeitig betont die Messung mit der Wärmebildkamera die Stärken der etablierten Methode, da für diese, im Gegensatz zur thermographischen Messung, kein gutes Wissen über die Emissivität des beobachteten Materials im langwelligen Infrarotbereich vorliegen muss. Durch den freien Skalierungsfaktor beim Schwarzkörperfit kann dieser aufwändige Schritt umgangen werden.

Es wird deutlich, dass sich eine Wärmebildkamera besser für eine örtlich aufgelöste Temperaturmessung eignet als für die genaue Messung einer einzelnen Komponente. Für den erweiterten Abgleich und eine mögliche Validierung der Messung stehen für eine zukünftige Arbeit im wesentlichen zwei Methoden zur Verfügung: Entweder der Aufbau wird entsprechend angepasst, sodass eine kontaktierende Messung trotz der hohen Spannungen ermöglicht wird, oder es wird ein digitales Pyrometer verwendet. Für letzteres müsste wiederum die Emissivität des Tiegels im entsprechenden Spektralbereich bekannt sein, da für eine genaue Messung die Charakterisierung dieser Größe notwendig ist.

Die Auswertung der Emissionseigenschaften des Emitters nach dem Richardson-Dushman-Gesetz zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der theoretischen Gesetzmäßigkeit. In einem entsprechend logarithmischen Auftrag folgen die Messwerte wie erwartet einer Geraden. Aus dem linearen Fit an diese Messwerte können sehr gute Werte für die Austrittsarbeit des jeweiligen Ionenkristalls bestimmt werden, die auch gut mit den Literaturwerten übereinstimmen. Für die Richardson-Konstante können hingegen nur mit einem großen Fehler behaftete Werte ermittelt werden, die sich nur schlecht mit den Literaturwerten vergleichen lassen. Das ist vermutlich auf die schlechtere Qualität der Ionenkristalle zurückzuführen, deren Produktion in der Literatur unter besser kontrollierbaren Bedingungen erfolgt ist. Außerdem kann hier die emittierende Oberfläche des Kristalls nur ungenau bestimmt werden.

Die sehr gute Übereinstimmung der Messwerte mit dem theoretischen Gesetz, welches zusätzlich zu passenden Werten für die Austrittsarbeit führt, ist darüber hinaus eine Validierung der Temperaturmessung. Denn die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Fehler in der Temperaturmessung und eine nicht der Gesetzmäßigkeit folgende Emission genau so ausgleichen, dass sich ein vermeintlich korrektes Verhalten

ergibt, ist sehr gering.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde also eine Methode erarbeitet, mit der die Emissionseigenschaften einer Festkörper-Ionenquelle untersucht werden können. Dafür ist eine verlässliche und gut gerechtfertigte Temperaturmessung etabliert worden, die noch einer aussagekräftigen Vergleichsmessung zur abschließenden Validierung bedarf. Entsprechend des hier beschriebenen Vorgehens können weitere Ionenkristalle auf ihre Emissionseigenschaften hin miteinander verglichen und gegebenenfalls der Herstellungsprozess verbessert werden. Dafür ist ein Ablauf ausgearbeitet worden, der alle hier ausführlich besprochenen Einflüsse minimiert. Nimmt man diese Arbeit als Grundlage, so kann mithilfe des ausgearbeiteten LabView-Programms eine Temperaturmessung genutzt werden, die einen geringen Messaufwand erfordert. Außerdem kann die ausgearbeitete Methode zur Temperaturmessung aufgrund ihrer Flexibilität auch für andere Anwendungen genutzt werden.

Literatur

- [1] K. Holste et al., *Ion thrusters for electric propulsion: Scientific issues developing a niche technology into a game changer*, Review of Scientific Instruments **91** (2020).
- [2] J. D. Frieman et al., *Impact of Propellant Species on Hall Effect Thruster Electrical Facility Effects*, Journal of Propulsion and Power **34**, 600–613 (2018).
- [3] J. Yim und J. M. Burt, *Characterization of Vacuum Facility Background Gas Through Simulation and Considerations for Electric Propulsion Ground Testing*, in 51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference (2015).
- [4] E. Dale, B. Jorns und A. Gallimore, *Future Directions for Electric Propulsion Research*, Aerospace **7**, 120 (2020).
- [5] S. Schuld, *Untersuchungen zur thermionischen Erzeugung von Alkali - Ionenstrahlen*, Dissertation (Philipps-Universität Marburg, Fachbereich Chemie, 2017).
- [6] P. Löffler, *Aufbau und Erprobung einer Ionenkristall-Ionenquelle für Experimente zur Elektronenstoßionisation von Alkaliatomen und -ionen*, Diplomarbeit (Justus-Liebig-Universität Gießen, Fachbereich Physik, 2006).
- [7] J. Blewett und E. J. Jones, *Filament Sources of Positive Ions*, Physical Review **50**, 464 (1936).
- [8] W. Schottky, *Über kalte und warme Elektronenentladungen*, Zeitschrift für Physik **14**, 63–106 (1923).
- [9] T. Kolling et al., *Field effects in alkali ion emitters: Transition from Langmuir-Child to Schottky regime*, Journal of Applied Physics **107** (2010).
- [10] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, 2. Aufl. (Springer, 2008), S. 224.
- [11] H. Hensel, *Thermoreceptors*, Annual review of physiology **36**, 233–249 (1974).
- [12] J. Lauth und J. Kowalczyk, *Thermodynamik: Eine Einführung*, 2. Aufl. (Springer, 2015), S. 317–324.
- [13] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, 7. Aufl. (Springer, 2013), S. 195–197.
- [14] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, 5. Aufl. (Springer-Verlag, 2016), S. 72–78.

- [15] L. Michalski, *Temperature Measurement*, 2. Aufl. (John Wiley & Sons Ltd, 2001).
- [16] E. Rahne, *Thermografie: Theorie, Messtechnik, Praxis* (John Wiley & Sons, 2022).
- [17] A. Griffith, *Synthesis and Characterization of Ion-Emitting Alkali Aluminosilicate Ion Crystals*, Masterarbeit (Justus-Liebig-Universität Gießen, 2021).
- [18] S. B. Howell, *Handbook of CCD Astronomy*, 2. Aufl. (Cambridge University Press, 2006).
- [19] N. D. Milosevic et al., *Thermal Properties of Tantalum Between 300 and 2300 K*, International Journal of Thermophysics **20** (1999).
- [20] A. G. Worthing, *Spectral Emissivities of Tantalum, Platinum, Nickel and Gold as a Function of Temperature, and the Melting Point of Tantalum*, Physical Review **28**, 174 (1926).
- [21] R. Taylor, W. Kimbrough und R. Powell, *Thermophysical Properties of Tantalum, Tungsten, and Tantalum-10 wt. per cent Tungsten at High Temperatures*, Journal of the Less Common Metals **24**, 369–382 (1971).
- [22] T. Fujii und M. Ohta, *Filament thermionic sources of Li⁺ ions in low heating power*, Journal of Physics D: Applied Physics **28**, 1268 (1995).
- [23] H. Wizemann, R. Jeske und K. Gaukler, *Emission Characteristics of a Thermal Lithium Ion Source*, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes **85**, 81–90 (1988).
- [24] E. Riedel und C. Janiak, *Anorganische Chemie*, 10. Aufl. (Walter de Gruyter, 2022), S. 659.

Danksagung

Mein erster Dank gilt Dr. Kristof Holste, der mir die Ausarbeitung dieses interessanten Themas ermöglicht hat und mir jederzeit für Fragen zur Verfügung stand. Auch für die Unterstützung beim Aufbau der Anlage möchte ich mich bedanken. Diese habe ich gemeinsam mit meinem geschätzten Kollegen Rodrigo Sandoval betrieben, wobei wir viele Überlegungen gemeinsam geteilt und uns gegenseitig bei unseren Projekten unterstützt haben. Vielen Dank für die unterhaltsamen gemeinsamen Stunden im Labor. Ebenso möchte ich mich bei Prof. Dr. Peter Klar bedanken, mit dem wir gemeinsam die Verwendung des Handpyrometers erprobt haben und der mir insbesondere bei der Etablierung der spektrometrischen Messung alle meine Fragen beantwortet hat. Auch der gesamten Arbeitsgruppe Ionentriebwerke, die mir stets hilfsbereit zur Seite stand, möchte ich herzlich Danke sagen. Zuletzt gilt mein Dank meinen Freunden und meiner Familie, die mich immer unterstützt haben und die letzten Monate, trotz der vielen Arbeit, zu einer so schönen Zeit gemacht haben.

A. Anhang

In diesem Kapitel werden alle Plots zur Richardson-Dushman-Analyse dargestellt. Die Analyse der Messwerte erfolgt nach dem oben beschriebenen Vorgehen aus den Parametern der linearen Fits. Für eine bestmögliche Übersicht sind den Abbildungen alle Informationen zu Messreihe, Strahlenergie und ermittelten Parametern zu entnehmen.

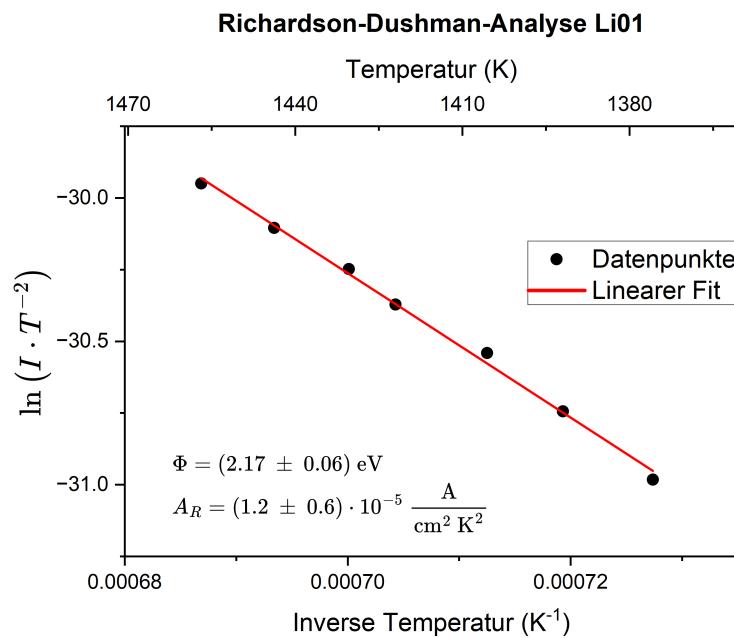


Abbildung A.1.: Messreihe Li01 mit Lithiumkristall I. Betrieb bei $E = 5 \text{ keV}$.

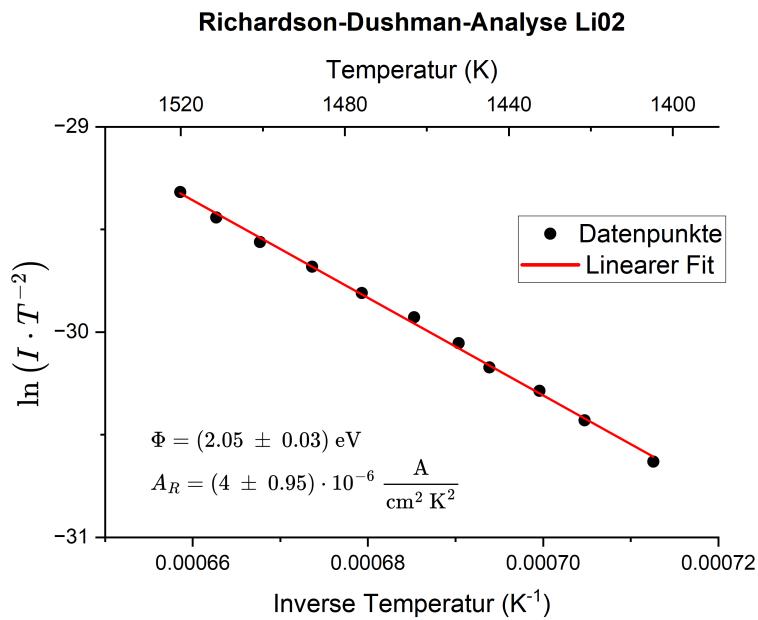


Abbildung A.2.: Messreihe Li02 mit Lithiumkristall I. Betrieb bei $E = 5 \text{ keV}$.

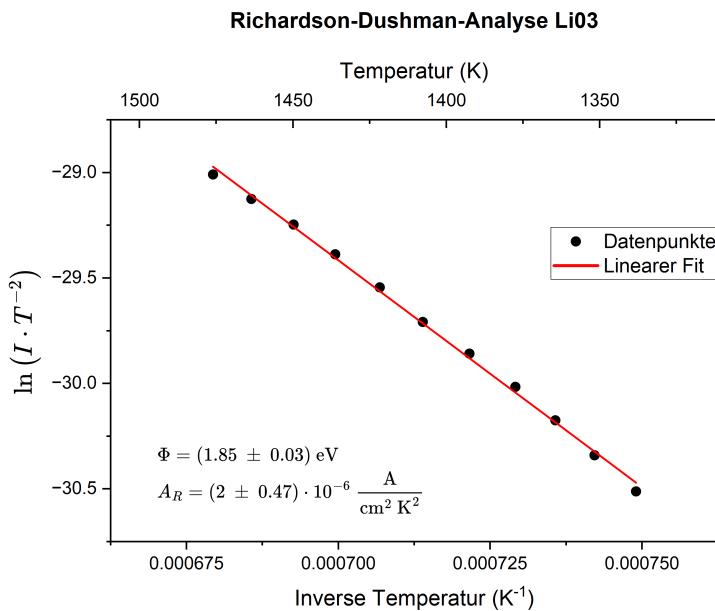


Abbildung A.3.: Messreihe Li03 mit Lithiumkristall I. Betrieb bei $E = 3 \text{ keV}$.

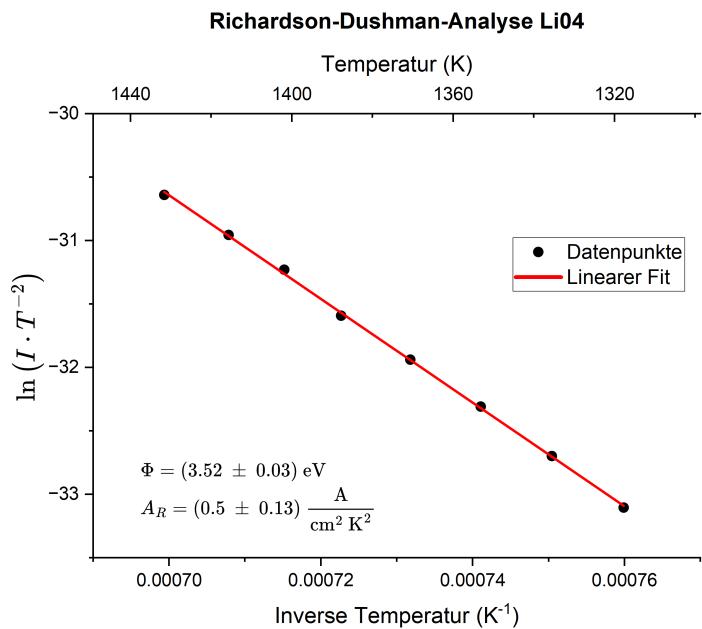


Abbildung A.4.: Messreihe Li04 mit Lithiumkristall II. Betrieb bei $E = 2 \text{ keV}$.

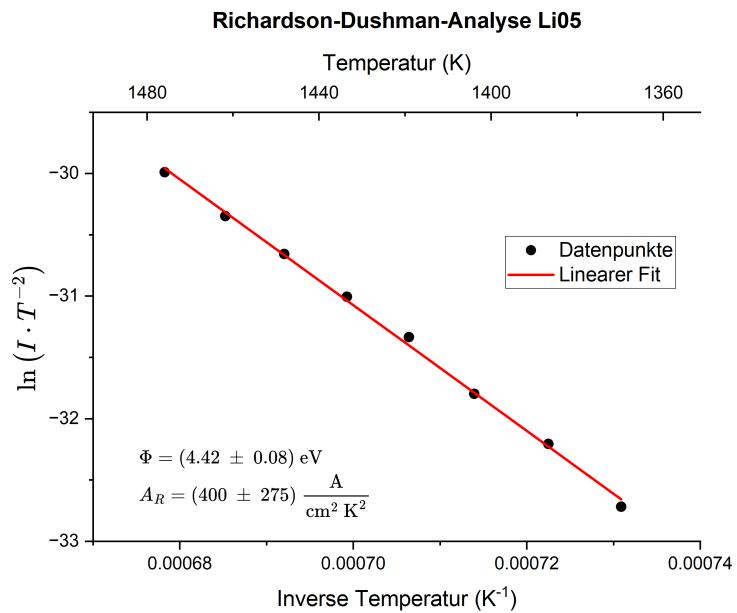


Abbildung A.5.: Messreihe Li05 mit Lithiumkristall II. Betrieb bei $E = 3 \text{ keV}$.

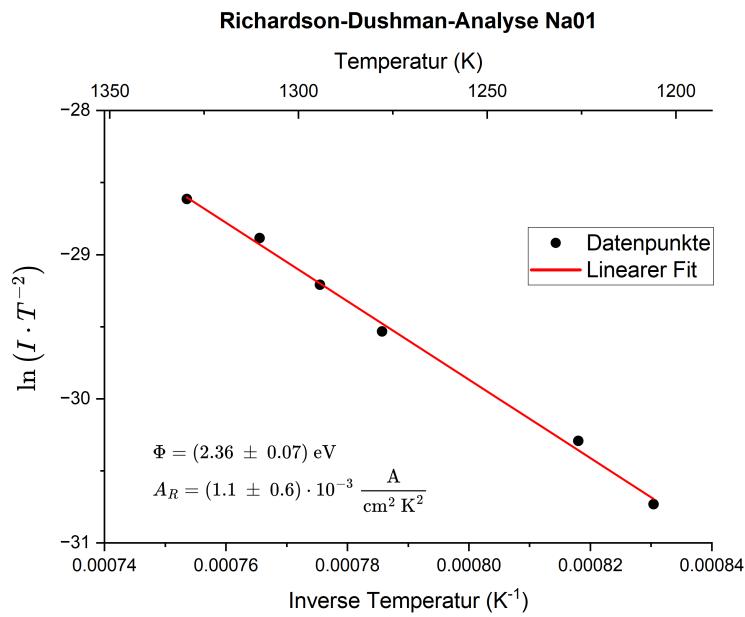


Abbildung A.6.: Messreihe Na01 mit Natriumkristall III. Betrieb bei $E = 2 \text{ keV}$.

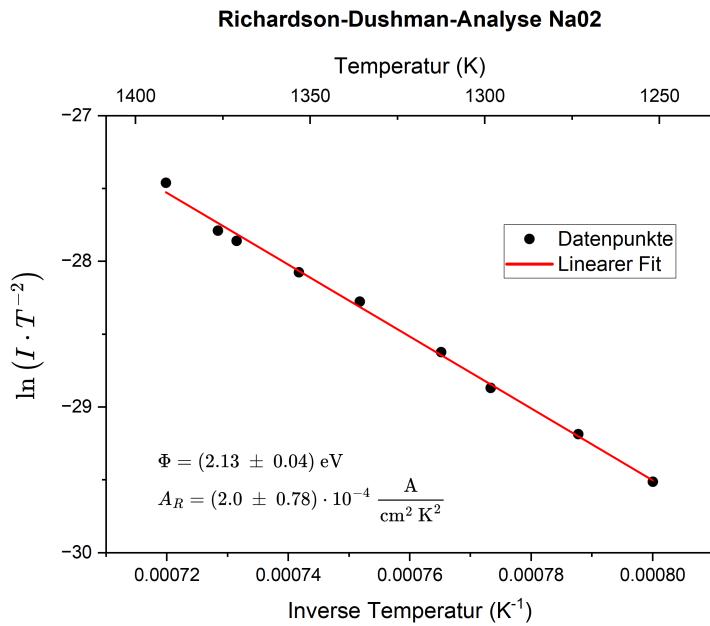


Abbildung A.7.: Messreihe Na02 Natriumkristall III. Betrieb bei $E = 3 \text{ keV}$.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorgelegte Thesis selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt zu haben, die ich in der Thesis angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Thesis erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der ‚Satzung der Justus-Liebig-Universität zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis‘ niedergelegt sind, eingehalten. Entsprechend § 22 Abs. 2 der Allgemeinen Bestimmungen für modularisierte Studiengänge dulde ich eine Überprüfung der Thesis mittels Anti-Plagiatssoftware.

Datum

Unterschrift