

**Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg**

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Marco Hübner

born in Schorndorf (Germany)

2019

Temperature stabilization of the ultra-stable voltage source STAREP for the ALPHATRAP experiment

This Bachelor Thesis has been carried out by Marco Hübner at the
Max Planck Institute for Nuclear Physics in Heidelberg
under the supervision of
Prof. Dr. Klaus Blaum
Dr. Sven Sturm

Abstract

The goal of this bachelor thesis is setting up a temperature stabilization of the ultra-stable voltage source STAREP - Stable Reference for Penning Trap Experiments - for the ALPHATRAP experiment. The ALPHATRAP experiment is located at the Max Planck Institute for Nuclear Physics in Heidelberg and aims to determine the g -factor of bound electrons with high precision to test quantum electrodynamics in very strong fields. A crucial point for the high-precision measurements is the determination of the ions' axial frequency, for the reason that the axial frequency is necessary to determine one of the frequencies needed to calculate the g -factor. The axial frequency stability in turn depends on the stability of the voltage for the Penning-trap electrodes, which are supplied by the STAREP. To avoid that the temperature stability of the STAREP is limiting the achievable precision, a temperature stability better than 10 mK on a time scale of one measurement cycle - in order of 10 minutes - is desirable. Besides that the temperature stabilization should enable a rapid temperature stabilization, due to the required refilling of the cryostats. For the fillings the room has to be entered every three to four days, which causes large temperature fluctuations. A desirable time scale for the stabilization is given by the time the cryostates need to get into a steady state due to mechanical expansion and shrinking of the frame. This is observed to be in the range of one to two hours, the design and commissioning of this stabilization with a PI-regulator is presented in the following bachelor's thesis.

Überblick

Das Thema der vorliegenden Bachelorarbeit ist die Temperaturstabilisierung der hochpräzisen Spannungsquelle STAREP - Stable Reference for Penning Trap Experiments - des ALPHATRAP-Experiments. Das Ziel des ALPHATRAP-Experiments am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg ist die hochgenaue Bestimmung der g -Faktoren gebundener Elektronen zur Überprüfung der Quantenelektrodynamik in stärksten Feldern, wofür die Axialfrequenz eines Ions ein zentraler Bestandteil ist. Da die Axialfrequenz eine der zur Bestimmung des g -Faktors benötigten Frequenzen ist, muss sie präzise gemessen werden, was wiederum ein stabiles Fallenpotential der Penningfalle voraussetzt. Das Fallenpotential wird durch Elektroden erzeugt, welche von der STAREP versorgt werden, womit das Bedürfnis nach Stabilität auf die STAREP zurückfällt. Um die gewünschte Präzision zu erreichen, ist eine Temperaturstabilität der STAREP von besser als 10 mK während eines Messzyklus - in der Dauer auf der Skala von 10 Minuten - zu gewährleisten. Hinzu kommt noch, dass die stabile Temperatur schnell erreicht werden soll, da die Kryostate des Experiments alle drei bis vier Tage nachgefüllt werden müssen, was starke Temperaturschwankungen verursacht. Schnell sind in diesem Kontext ein bis zwei Stunden, welche die Kryostate ohnehin bis zu einem stabilen Zustand benötigen, in welchem sich keine mechanischen Änderungen mehr bemerkbar machen. Der Aufbau und die Inbetriebnahme eines PI-Reglers zur Realisierung dieser Aufgaben wird in der folgenden Bachelorarbeit präsentiert.

Inhaltsverzeichnis	Seite
I. Grundlagen	2
1. Theorie und Aufbau	2
1.1. Das ALPHATRAP-Experiment	2
1.1.1. Bestimmung des g -Faktors	3
1.1.2. Aufbau des Fallturms für das Experiment	5
1.1.3. Präzisions- und Analysefalle	6
1.1.4. Eigenmoden einer Penningfalle	8
1.1.5. Hochpräzisionsspannungsquelle STAREP	10
1.2. Regelungstechnik	11
1.2.1. Vergleich unterschiedlicher Reglerarten	11
1.2.2. PID-Regler	12
1.2.3. Vereinfachtes Stabilitätskriterium nach Nyquist	14
 II. Durchführung	 16
2. Experimentelle Resultate des Projekts	16
2.1. Testsystem in isolierter Box mit thermischer Masse	16
2.1.1. Systematiken des Testsystems	17
2.1.2. Messreihen mit PI-Regelung	19
2.2. Erste Implementierung in der STAREP	21
2.2.1. Veränderungen gegenüber des Testsystems	22
2.2.2. Axialfrequenzdrift mit Stabilisierung	23
2.2.3. Besondere Effekte	26
2.2.4. Temperaturkoeffizient der STAREP unter Normalbedingungen	27
2.3. Verbesserung der Regelung	30
2.3.1. Thermische Charakteristik der Regelung	30
2.3.2. Beschleunigung der Regelung	31
2.3.3. Finale Implementierung	32
2.3.4. Stabilitätsprüfung	33
 3. Fazit	 35
 4. Literaturverzeichnis	 36

III. Dokumentation	40
5. Appendix	40
5.1. Grundlegendes zur Steuerung	40
5.1.1. Sensoren	41
5.2. PID-Bibliothek	41
5.3. Reglerprogramm	48
5.3.1. Ansteuerung der Sensoren	48
5.3.2. Reglerprogramm	49
5.4. Boardlayout	55
IV. Danksagung	56
V. Erklärung	57

Abbildungsverzeichnis

Seite

1.	Beamline in der Experimentierhalle	3
2.	Darstellung des Ions als serieller Schwingkreis und Parallelschwingkreis zum Auslesen	4
3.	Fallenturm des ALPHATRAP-Experiments	5
4.	Präzisionsfalle mit sieben Elektroden	6
5.	Fünfelektrodige Analysefalle	7
6.	Bewegungsmoden eines Ions in einer Penningfalle	8
7.	Sprungantwort einer Regelstrecke mit Totzeit- und PT_1 -Glied	13
8.	Bodediagramm mit Phasenreserve und für PI-Regler	14
9.	Testsystem der Temperaturregelung	16
10.	Endtemperatur bei unterschiedlichen konstanten Spannungen	17
11.	Verzögerungszeit und Temperaturanstieg des Systems (Beispielabbildung)	18
12.	Auswertung der Verzögerungszeit und Temperaturanstieg	19
13.	PI-Regelung mit unterschiedlichen Parametern	19
14.	Temperatursprungantwort einer PI-Regelung	20
15.	Temperatursprungantwort einer PI-Regelung in Modus P_on_M	20
16.	Temperatursprungantwort einer PID-Regelung in Modus P_on_E	21
17.	Erste Implementierung in der STAREP	22
18.	Erste PI-Regelung in der STAREP mit Parametern des Testsystems	22
19.	Temperatur in der STAREP und Axialfrequenzdrift während eines Füllvorgangs der Kryostate	23
20.	Untersuchung der Axialfrequenz auf Druckabhängigkeiten	24
21.	Vergleich des Anstiegs der STAREP-Temperatur mit dem Axialfrequenzanstieg	25
22.	Erneute Untersuchung einer Druckeinwirkung auf die Axialfrequenz	25
23.	Unerwartete Axialfrequenzdrift und Untersuchung möglicher Abhängigkeiten	26
24.	Axialfrequenzdrift bei als konstant angezeigter STAREP-Temperatur	27
25.	Axialfrequenzdrift bei größeren Temperaturänderungen	27
26.	Spannungsdrift der Referenz	28
27.	Allan-Standardabweichung des Regelsensors	30
28.	Allan-Standardabweichung des Kontrollensors	31
29.	Sprungantwort und Raumtemperatur in finaler Einstellung	31
30.	Regelbox mit Kippschalter und Display	32
31.	Beispielmessung für Amplituden- und Phasengang	33
32.	Amplituden- und Phasengang des Störsignals mit eingezeichneter Grenzfrequenz des Hochpasses	34
33.	Boardlayout der Platine für die Regelbox	55

Einleitung

Seit großen Fortschritten in den 1970er, beispielsweise [1], und 1980er Jahren [2, 3, 4] stellen Experimente mit gespeicherten und gekühlten Ionen eine wichtige Quelle hochpräziser Messungen dar. Bahnbrechende Experimente mit eingefangenen Ionen in Penningfallen sind zum Beispiel die Messung des g -Faktors des freien Elektrons [5], die Messung der Elektronenmasse [6] oder die Messung des g -Faktors gebundener Elektronen [7], womit neben der Überprüfung der Quantenelektrodynamik in starken Feldern zukünftig Rückschlüsse auf die Feinstrukturkonstante α möglich sein [5, 8] sollen. In der vorliegenden Bachelorarbeit wird ein Projekt an einem Experiment mit gespeicherten und gekühlten Ionen, dem ALPHATRAP-Experiment [9] am Max-Planck Institut für Kernphysik, durchgeführt. Am ALPHATRAP-Experiment sollen Messungen der g -Faktoren gebundener Elektronen in sehr starken Feldern mit sehr hoher relativer Präzision von einigen 10^{-11} durchgeführt werden, um die Vorhersagen Quantenelektrodynamik im Limit sehr starker Felder auf ihre Validität zu überprüfen [9]. Zur Durchführung derart präziser Messungen und Experimente in solch starken Feldern müssen viele Voraussetzungen erfüllt sein. Zuerst wird natürlich eine Quelle für starke Felder in Form von hochgeladenen Ionen benötigt. Die Heidelberg-EBIT [10] stellt die stärkste dem Experiment zur Verfügung stehende Quelle dar und soll hochgeladene Ionen bis zu wasserstoffähnlichem Blei erzeugen [9]. Ein weiterer zentraler Bestandteil sind die verwendeten Penningfallen [9] des Fallenturms, wesentlich sind von diesen Präzisionsfalle und Analysefalle zur Bestimmung der benötigten Frequenzen. Da die Penningfallen ein hochpräzises und stabiles elektrostatisches Potential zur Verfügung stellen sollen, um die Bewegungsfrequenzen der hochgeladenen Ionen in der Penningfalle stabil zu halten, ist für diese eine ebenso hochpräzise Spannungsquelle [11] nötig. An dieser Stelle kommt das vorliegende Projekt ins Spiel, die Messaufbauten und die Spannungsversorgung unterliegen unerwünschten Einflüssen der Umwelt, welche die Genauigkeit der Messergebnisse vermindern. Dafür wird im Folgenden der Aufbau der Temperaturstabilisierung für die Spannungsquelle STAREP des ALPHATRAP-Experiments vorgestellt, im Anschluss an die Bachelorarbeit findet sich in [Teil III](#) eine Dokumentation des Reglerprogramms.

Teil I.

Grundlagen

1. Theorie und Aufbau

Im folgenden Abschnitt soll ein Überblick über das ALPHATRAP-Experiment gegeben werden. Hierbei wird auf die Ziele - speziell auch für die zu realisierende Stabilisierung -, den Aufbau - genauer eine Penningfalle und eine Spannungsquelle - und Messprinzipien eingegangen. Abschließend werden Anforderungen und die notwendige regelungstechnische Theorie des aufgebauten Stabilisierungssystems dargestellt.

1.1. Das ALPHATRAP-Experiment

Ziel des ALPHATRAP-Experiments ist die Überprüfung des Standardmodells der Teilchenphysik - genauer der Quantenelektrodynamik in stärksten Feldern. Hiermit sind die stärksten für Spektroskopie auf der Erde zugänglichen Felder gemeint, welche in hochgeladenen Ionen zu finden sind [9]. Vorhersagen reichen hierbei für wasserstoffähnliches Blei bis zu einer Feldstärke von $10^{16} \frac{V}{cm}$ [9]. In diesen Feldern soll der g -Faktor eines gebundenen Elektrons untersucht und mit theoretischen Vorhersagen der Quantenelektrodynamik verglichen werden, hierfür stellvertretend für ein ganzes Feld benötigter Korrekturen der Breit-Lösung [12]. Genaueres zu den benötigten Korrekturen befindet sich zum Beispiel in [13]. Die Betrachtung von Unterschieden wasserstoffähnlicher und borähnlicher Systeme lässt auch einen Rückschluss auf die Feinstrukturkonstante α zu [8]. Das ALPHATRAP-Experiment baut auf Vorgängerexperimente wie zum Beispiel [7, 14] auf, wurde aber in zwei wesentlichen Punkten verbessert. Der erste Unterschied ist durch die mögliche Ankopplung an die Heidelberg-Electron-Beam-Ion-Trap [10] - kurz HD-EBIT - am Max-Planck-Institut für Kernphysik gegeben, welche Ionen bis zu wasserstoffähnlichem Blei oder sogar Uran [9, 10] für das Experiment erzeugen soll. Der zweite Unterschied findet sich in einer größeren Präzisionsfalle, ihr Radius wurde von 3,5 mm [7] auf 9 mm vergrößert, wodurch sich die Auswirkung der Spiegelladung als systematische Fehlerquelle der radialen Frequenzen [15], welche vom Radius ρ gemäß $\propto \frac{1}{\rho^3}$ abhängt [9], um mehr als eine Größenordnung reduzieren lässt.

Besonders im ersten Punkt liegt ein entscheidender Vorteil, da Quellen für derart hochgeladene Ionen aufwendig und dementsprechend selten sind. Hierfür ist nicht nur wichtig, die nötige Energie aufzubringen - an Beschleunigeranlagen wie dem GSI in Darmstadt ist dies seit Jahren problemlos möglich. Wichtig ist ebenfalls, dass die erzeugten Ionen abgebremst und eingefangen werden können, was in Beschleunigeranlagen kompliziert ist. EBITs bieten hier den Vorteil, dass hochgeladene Ionen mit niedrigen Geschwindigkeiten - nach [10] $10^{-4}c$ - erzeugt werden, jedoch mit der Schwierigkeit, hohe Energi-

en zu erreichen. In bisherigen Experimenten wie [7] wurden vor allem in-situ Quellen - im speziellen Electron-beam-Ion-Sources (EBIS) herangezogen, welche nur geringere Ionisationsenergien von beispielsweise 8 keV zur Verfügung stellen können [16]. Das ALPHATRAP-Experiment ist durch die in der nächsten Abbildung gezeigte Beamline an die HD-EBIT in der Experimentierhalle angeschlossen. Zusätzlich stehen beiden Experimenten noch zwei weitere Ionenquellen zur Verfügung, die Heidelberg-Compact-EBIT (HC-EBIT) [17] und die Laser-Ion-Source (LIS) [18], welche inklusive der Beamline im Erdgeschoss in der nächsten Abbildung zu finden sind. Die HC-EBIT kann Ionen bis zu $^{40}\text{Ar}^{16+}$ und $^{139}\text{Xe}^{37+}$ [9] erzeugen, wodurch nicht für alle hochgeladenen Ionen die HD-EBIT verwendet werden muss. Die LIS wird hauptsächlich für die Erzeugung von $^9\text{Be}^+$ -Ionen, welche für sympathetische Laserkühlung [9, 19] benötigt werden, verwendet.

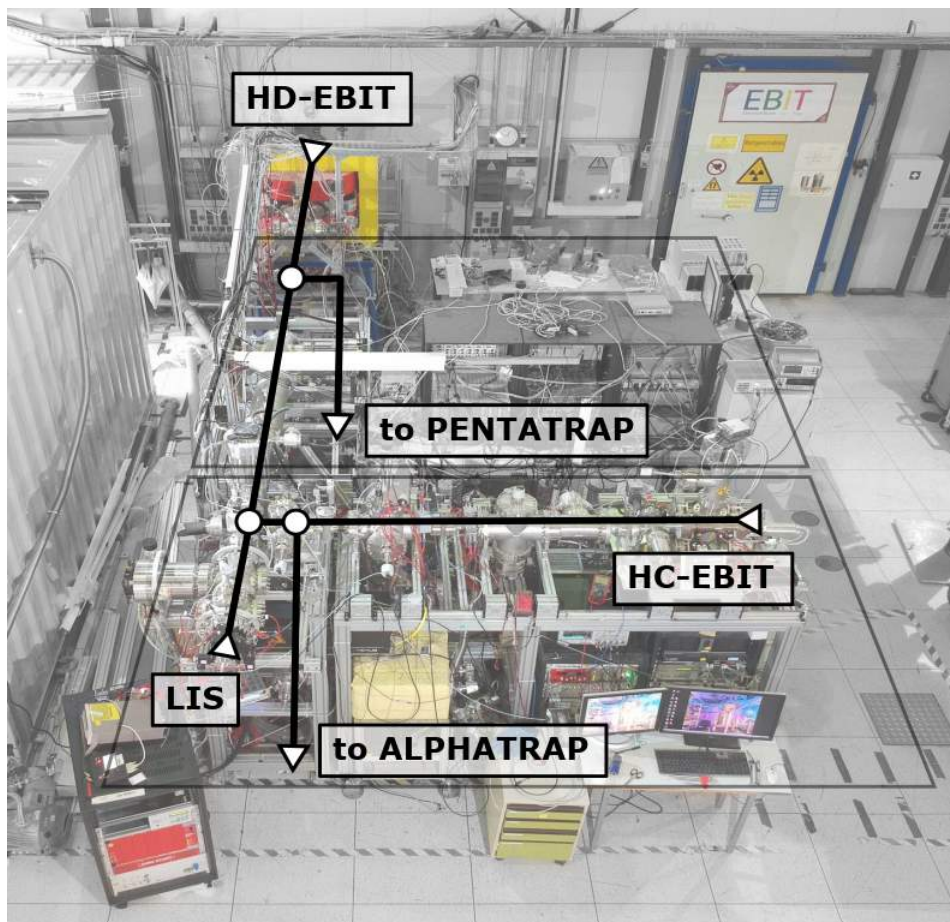


Abbildung 1: Die unterschiedlichen Ionenquellen HD-EBIT, HC-EBIT und LIS sowie die Beamline für den Transport zum Experiment in der Experimentierhalle, entnommen aus [9].

1.1.1. Bestimmung des g -Faktors

Die Bestimmung des g -Faktors des oder der gebundenen Elektronen erfolgt in zwei Penningfallen innerhalb eines supraleitenden Magnetes, in welchen durch supraleitende Schwingkreise der induzierte Spiegelstrom des Ions analysiert werden kann. Das Prinzip

beruht darauf, dass das Ion in der Falle als serieller Schwingkreis [1] aufgefasst werden kann, welcher mit dem an der Falle angebrachten Schwingkreis aufgrund der am Ersatzwiderstand r_t stattfindenden Dissipation im thermischen Gleichgewicht steht [9]. Abhängig von Güte und Resonanzfrequenz des Schwingkreises erhält man ein

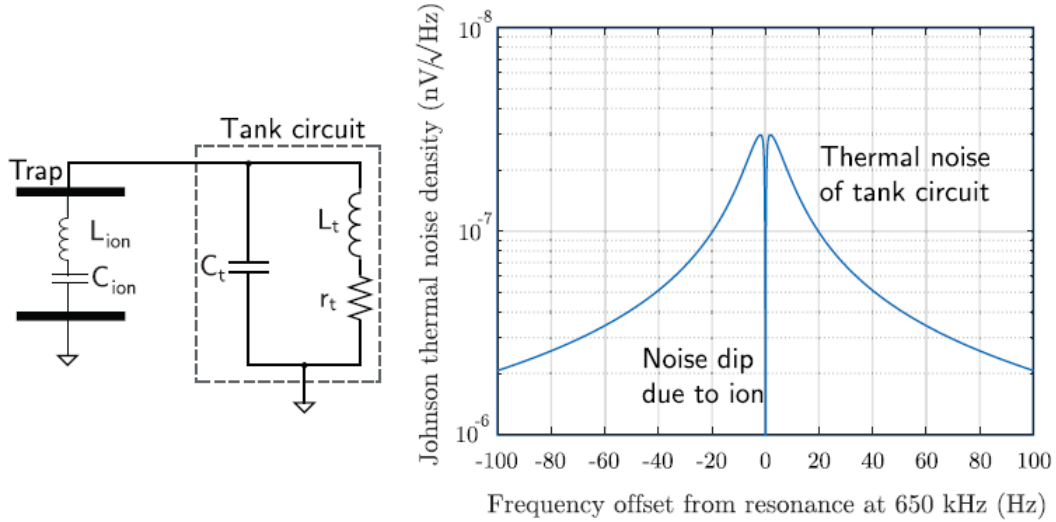


Abbildung 2: Links die Darstellung des Ions als serieller Schwingkreis innerhalb der Fallenelektroden sowie des Parallelschwingkreises zum Auslesen, rechts der resultierende Axialfrequenzdip, entnommen aus [9].

spezielles Spektrum, welches eine Frequenzbestimmung mit hoher Präzision - mHz Genauigkeit [7] bei einer Axialfrequenz von ungefähr 650 kHz - erlaubt. Die Frequenz - im Falle von ALPHATRAP wird hauptsächlich die Axialfrequenz gemessen - tritt im Rauschspektrum als Minimum [1] auf, welches präzise gefittet werden kann und zu oben erwähnter Genauigkeit im Bereich einigen 10 mHz führt. Für die Bestimmung des g -Faktors wird zuerst die Larmorfrequenz

$$\nu_L = \frac{1}{2\pi} \frac{g}{m_e} e B \quad (1)$$

benötigt, da in dieser der g -Faktor wesentlich zutage tritt. Hierbei problematisch ist die Abhängigkeit vom magnetischen Feld, welches nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist. Um das Magnetfeld aus Gleichung (1) zu eliminieren, wird zusätzlich die Zyklotronfrequenz

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{m} B \quad (2)$$

des Ions mit Ladung q und Masse m gemessen. Hiermit erhält man den zu bestimmenden g -Faktor des gebundenen Elektrons unabhängig vom Magnetfeld, allerdings mit der Schwierigkeit, dass beide Frequenzen im selben Feld - ergo im selben Moment - gemessen werden müssen. Erschwerend hinzu kommt, dass aufgrund des elektrischen Feldes zusätzlich zum Magnetfeld in der Penningfalle keine reine Zyklotronbewegung mehr beobachtbar ist. Hierzu jedoch im Unterkapitel 1.1.4 zu den Frequenzmoden der Falle

mehr. Man erhält

$$g = 2 \frac{\nu_L}{\nu_c} \frac{m_e}{m_{Ion}} \frac{q_{Ion}}{e}, \quad (3)$$

was zusätzlich zeigt, dass auch Ionenmasse und Elektronmasse - oder zumindest deren Verhältnis - mit hoher Präzision bekannt sein müssen.

1.1.2. Aufbau des Fallenturms für das Experiment

Das ALPHATRAP-Experiment umfasst vier Penningfallen [9], eine Analyse- und eine Präzisionsfalle sowie zwei Fallen zum Einfangen und Speichern der Ionen aus der Beamline. Die sogenannte Berylliumfalle ist die zweite Falle zum Speichern von Ionen und besteht zum Teil aus den Elektroden der Analysefalle und ist rechts in Abbildung 3 zu sehen.

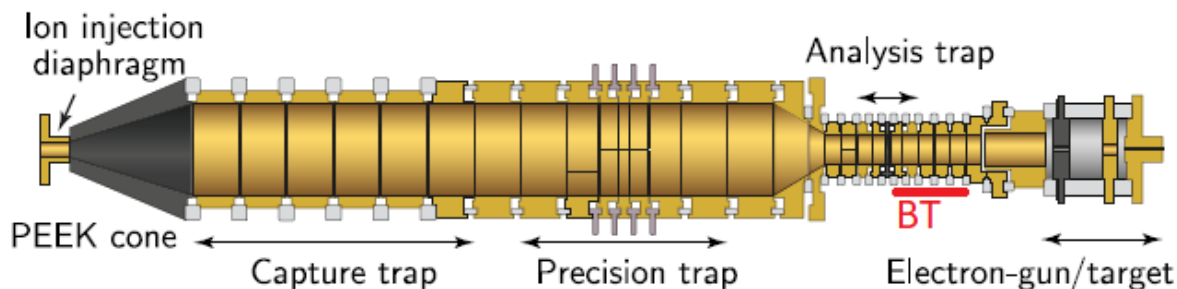


Abbildung 3: Fallenturm des ALPHATRAP-Experiments, links entspricht im realen Aufbau der Oberseite und damit der Ankopplung an die Beamline, im weiteren Anschluss die einzelnen Fallen sowie die Berylliumfalle (BT), modifiziert entnommen aus [9].

Der Radius auf Höhe der Präzisionsfalle beträgt 9 mm, die Länge der Präzisionsfalle circa 7,5 cm, womit der gesamte Fallenturm nicht mehr als 25 cm in der Länge misst. Die oberste Anordnung von Elektroden, die Falle zum Einfangen und Speichern der Ionen, stoppt die in der Beamline schon auf ungefähr $100 \text{ eV} \times q$ [9] abgebremsten Ionen und fängt diese ein. Am unteren Ende des Fallenturms befindet sich in der Abbildung eine EBIS, welche wie in vorherigen Experimenten in-situ Ionen erzeugen kann. Diese wurde jedoch nur zu Test- und Überprüfungszwecken nach Fertigung des Fallenturms genutzt und inzwischen gegen eine Wellenleiter für Mikrowellen und eine Lasereinkopplung ausgetauscht wurde [9]. Letztere kann im vorliegenden Aufbau verwendet werden, um Spektroskopie an hochgeladenen Ionen zu betreiben oder die Ionen in der Berylliumfalle am unteren Ende der Analysefalle mit dem Laser zu kühlen [9]. Der gesamte Fallenturm befindet sich in einem Oxford 200/130 NMR Magneten mit senkrechter, warmer Bohrung, welcher für ein Feld von circa 4 T geladen wurde [9]. Die warme Bohrung und damit die Trennung der Kühlungssysteme von Experiment und Magnet hat den Vorteil, den Magneten nicht gleichzeitig mit dem Experiment aufwärmen oder abkühlen zu müssen. Hiervon profitiert man beim Einbringen des Fallenturms in den Magneten [20], da die supraleitende Elektronik im Magneten abgekühlt werden und das Feld unverändert 'eingefroren' werden kann. Ein weiterer wesentlicher Vorteil ist außerdem, dass ein Zugang zum Experiment von unten möglich ist, womit das Einbringen der benötigten Wellenleitern stark vereinfacht wird [20].

1.1.3. Präzisions- und Analysefalle

Als Nächstes soll an dieser Stelle auf die beiden zentralen Fallen, in welchen gemessen und präpariert wird, sowie auf die zu messenden Größen eingegangen werden. Das Hauptaugenmerk liegt aufgrund des Themas der thermischen Stabilisierung der STAREP dieser

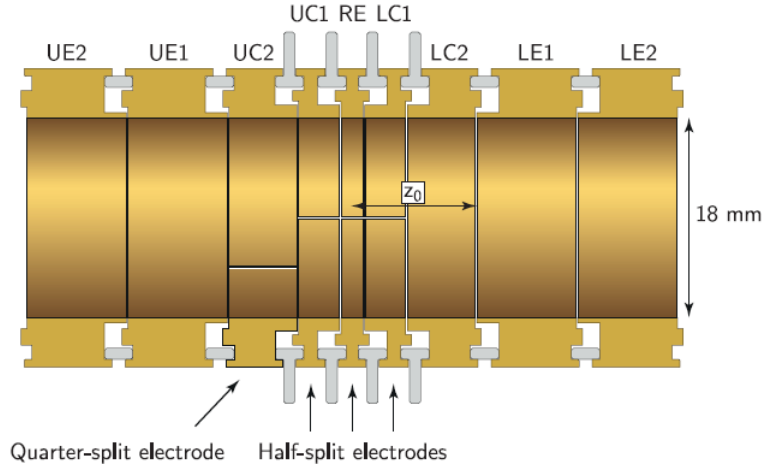


Abbildung 4: Präzisionsfalle mit sieben Elektroden, wobei die oberen und unteren Endkappen als jeweils eine Elektrode gezählt werden, entnommen aus [9].

Arbeit auf der hierdurch angesteuerten und in der Abbildung 4 gezeigten Präzisionsfalle. Die Analysefalle wird aufgrund ihrer zentralen Rolle der Bestimmung des Spinzustands und damit der Larmorfrequenz in Abbildung 5 kurz adressiert. Die doppelten oberen und unteren Endkappen UE2, UE1, LE1 und LE2 werden separat durch die Spannungsquelle LoCepps [9, 21] aufgrund der Notwendigkeit des Ionentransports angesteuert und definieren während des Messvorgangs das Nullniveau des Potentials. Von den fünf Kanälen der STAREP werden die Korrektorelektrodenpaare UC1/LC1 und UC2/LC2 sowie die Ringelektrode RE angesteuert [9]. Die doppelte Anzahl der Korrektorelektroden in einer Penningfalle mit sieben Elektroden im Vergleich zu einer Penningfalle mit fünf Elektroden ermöglicht eine präzisere Erzeugung des Quadrupolfeldes [22], welches in jeder zylindrischen Penningfalle nur näherungsweise erzeugt werden kann [4]. Hierfür wird das Quadrupolfeld um den Aufenthaltsbereich des Ions - die Fallenmitte - entwickelt, wobei man nach [23] für das Fallenpotential

$$V(r, \Theta) = \frac{1}{2} V_0 \sum_{k=0}^{\infty} C_k \left(\frac{r}{d}\right)^k P_k(\cos(\Theta)) \quad (4)$$

mit den Legendre-Polynomen $P_k(\cos(\Theta))$ erhält. Die C_k sind die Entwicklungskoeffizienten, für ein ideales Quadrupolfeld erwartet man hierbei $C_2 = 1$ und $C_{k \neq 2} = 0$, wobei die Koeffizienten mit ungeraden k aufgrund der Symmetrie keinen Beitrag zur Lösung und damit zum Potential haben [23]. Mit den Korrektorelektroden lässt sich durch Einstellen eines speziellen Spannungsverhältnisses zwischen Ring- und Korrektorelektroden, den sogenannten Tuning-Ratios, pro Elektrodenpaar ein C_k höherer k 's ($k \geq 4$) eliminieren. Durch Wahl der Spannung und der geometrischen Länge der Elektroden

erhält man pro weiterem Elektrodenpaar zwei weitere Freiheitsgrade [4, 20], welche zum Beispiel für das Eliminieren eines Entwicklungskoeffizienten genutzt werden können. In der Präzisionsfalle von ALPHATRAP wurde dies dazu genutzt, die Koeffizienten bis C_{10} zu eliminieren [9], wodurch das Quadrupolfeld sehr gut angenähert ist. Abschließend ist an dieser Stelle zur Präzisionsfalle mit sieben Elektroden noch zu sagen, dass die hier gewählten Parameter der geometrischen Länge und Anzahl der Elektroden nur eine dynamisch-orthogonale Penningfalle ermöglichen. Die Axialfrequenz bleibt bei einer dynamisch orthogonalen Falle konstant, falls beide Tuning-Ratios um den gleichen Faktor verändert werden [9]. Bei Änderung einer individuellen Spannung schwankt die Axialfrequenz jedoch, was eine Spannungsstabilität für die Potentialstabilität umso wichtiger macht. Zuletzt ist d in Gleichung (4) noch ein Geometrieparameter der Penningfalle. Bei einer hyperbolischen Falle lässt sich hierfür leicht die Höhe z_0 von Zentrum bis zur Endkappe sowie der Radius ρ_0 der Falle bestimmen, für eine zylindrische Falle ergeben sich die Parameter analog, für den Abstand zur Endkappe muss an dieser Stelle für eine zylindrische Falle natürlich der Abstand zwischen den Elektroden beachtet werden. Der Fallenparameter d ist definiert [24] als

$$d^2 = \frac{1}{2} \left(z_0^2 + \frac{\rho_0^2}{2} \right). \quad (5)$$

Zur Detektion des Spin-Zustands ist die Analysefalle mit einer Ringelektrode aus der Kobalt-Eisen-Aluminium-Legierung VACOFLUX50 [9] versehen, welche das Magnetfeld zu der Form einer sogenannten magnetischen Flasche 'auseinanderzieht'. Die Detektion des Spinzustandes findet mithilfe des kontinuierlichen Stern-Gerlach-Effekts, erstmals in [2] beschrieben, durch Auslesen der Axialfrequenz statt.

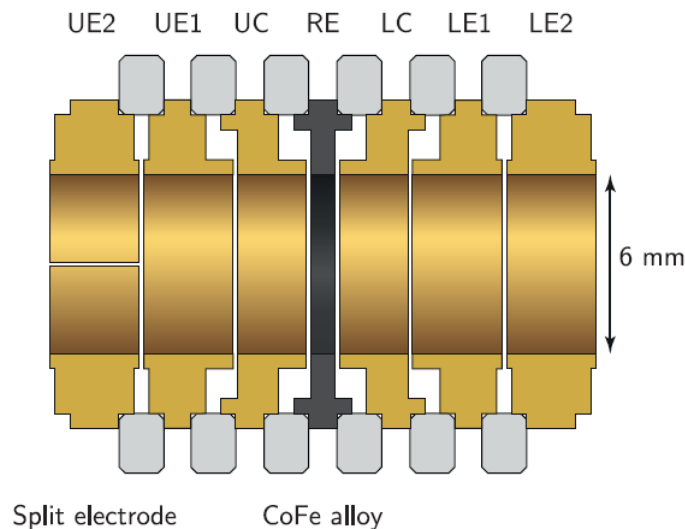


Abbildung 5: Fünfelektrodenige Analysefalle mit Ringelektrode aus ferromagnetischem Material (VACOFLUX50), entnommen aus [9].

1.1.4. Eigenmoden einer Penningfalle

Wie im Unterkapitel 1.1.1 zur Bestimmung des g -Faktors kurz angesprochen, muss in dieser Falle Zyklotron- und Larmorfrequenz gleichzeitig bestimmt werden. Die Zyklotronbewegung zerfällt durch Überlagerung des Magnetfeldes mit dem elektrischen Quadrupolfeld in drei Eigenbewegungen [24], wie in Abbildung 6 gezeigt. Für die Eigenbewegungen erhält man nach [24] die

$$\text{Axialfrequenz} \quad \nu_z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{qV_0C_2}{md^2}}, \quad (6)$$

$$\text{modifizierte Zyklotronfrequenz} \quad \nu_+ = \frac{\nu_c}{2} + \sqrt{\frac{\nu_c^2}{4} - \frac{\nu_z^2}{2}}, \quad (7)$$

$$\text{Magnetronfrequenz} \quad \nu_- = \frac{\nu_c}{2} - \sqrt{\frac{\nu_c^2}{4} - \frac{\nu_z^2}{2}}. \quad (8)$$

Hierbei wurde Gleichung (6) auf eine zylindrische Penningfalle übertragen, wodurch zusätzlich der Koeffizient C_2 des Quadrupolfelds aus der Potentialentwicklung - Gleichung (4) - benötigt wird. Typischerweise [9] ist hier eine Hierarchie $\nu_- < \nu_z \ll \nu_+ < \nu_c$ vorzufinden. In den obigen Gleichungen (6,7,8) ist q wie üblich die Ladung und m die Masse der Ions, d der Fallenparameter aus Gleichung (5), V_0 die Spannungsdifferenz zwischen Ringelektrode und Endkappen und ν_c die freie Zyklotronfrequenz.

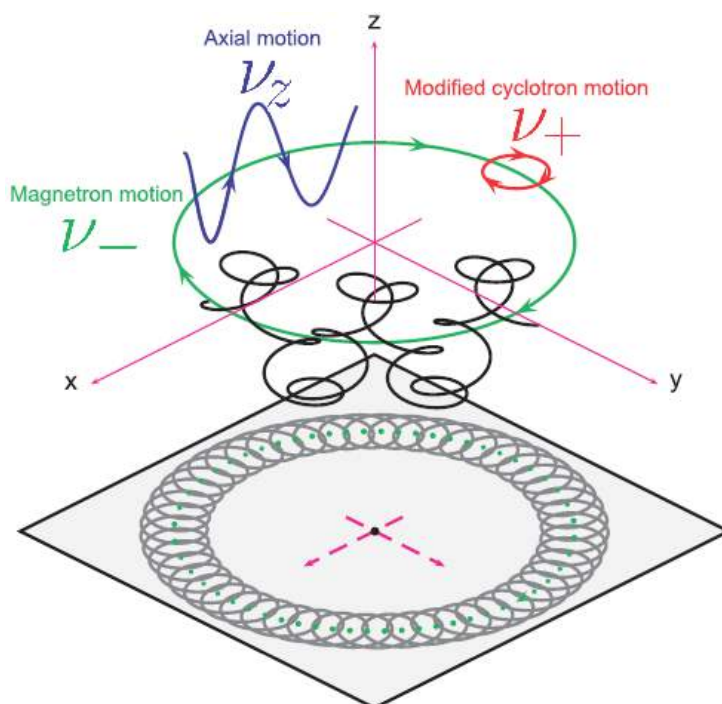


Abbildung 6: Bewegungsmoden eines Ions in einer Penningfalle, davon eine in axialer und zwei in radialer Richtung, entnommen aus [11].

Die einzelnen Schwingungsmoden werden durch Anlegen eines elektrischen Feldes mit Radiofrequenz [25] gekoppelt, sodass die Informationen aus den beiden radialen Moden

in zwei Minima - sogenannten Dips - in der Axialmode ausgelesen werden können. Hierbei lässt sich auf die in Gleichung (9) benötigten ν_+ und ν_- aus der Verschiebung zur ursprünglichen Axialfrequenz rückschließen. Damit wird auch klar, weshalb die Elektroden der Präzisionsfalle geteilt sind, diese dienen den nötigen Radiofrequenzanregungen. Die Modenkopplung ist von großer Bedeutung, da im Falle der Kopplung der Magnetronfrequenz an einen Schwingkreis und der resultierenden Dissipation der Modenenergie das Ion durch die Beschaffenheit des Potentials - ein parabelförmiger Potentialberg - verloren wird und damit eine Messung unmöglich macht. Ein Schwingkreis für die modifizierte Zyklotronmode ist in der Praxis ebenfalls herausfordernder als ein Schwingkreis für die Axialmode. Im Fall der Axialmode kann das Fallenpotential verändert werden, womit die Axialfrequenz auf den Resonator abgestimmt werden kann. Für die modifizierte Zyklotronmode müsste man hierzu das Magnetfeld verändern oder den Schwingkreis nach Einbringen und Abkühlen abstimmen. Dies ist in sehr begrenztem Maße möglich, womit mit diesem Schwingkreis nur ein ganz spezielles Masse- zu Ladungsverhältnis untersucht werden kann [20]. Erschwerend kommt in der Praxis hinzu, dass die Güte des Schwingkreises bei gleicher Konstruktion wie im Falle des Axialschwingkreises abnimmt. Dies resultiert aus der Frequenzabhängigkeit der dielektrischen Verluste, sodass für eine gleiche Bauweise zwangsläufig eine schlechtere Güte und damit ein schwächeres Signal folgt [20]. Dennoch ist auch im ALPHATRAP-Experiment ein Zyklotronschwingkreis zu finden, dieser erlaubt aufgrund der Kühlung der Zyklotronmode und Kopplung der anderen beiden Moden an diese eine wesentlich bessere Kühlung. Die Zyklotronmode wird dann auf 4 K statt auf 120 K abgekühlt, die Temperaturen der anderen Moden skalieren entsprechend [9]. Die drei Moden erlauben die Berechnung der freien Zyklotronfrequenz durch $\nu_c = \nu_+ + \nu_-$ - siehe Gleichung (7, 8). Für nicht-ideale Penningfallen ist allerdings die Berechnung durch das Brown-Gabrielse-Invarianz-Theorem [3]

$$\nu_c = \sqrt{\nu_+^2 + \nu_-^2 + \nu_z^2}, \quad (9)$$

besser geeignet, da durch diese Art der Berechnung der Einfluss von gegeneinander verkippter Magnet- und elektrischer Feldachse in erster Ordnung eliminiert werden kann.

Nachdem mit Hilfe der Präzisionsfalle und des Brown-Gabrielse-Invarianz-Theorems die freie Zyklotronfrequenz bestimmt wurde, bleibt zur Bestimmung des g -Faktors noch die Larmorfrequenz zu bestimmen. Die hier auftretende Schwierigkeit der gleichzeitigen Messung sowie der Bestimmung der Larmorfrequenz wurde in [26] sehr elegant gelöst. Die für die Spin-Flip-Detektion benötigte Analysefalle wird - wie es im hier beschriebenen Aufbau ebenfalls der Fall ist - räumlich von der Präzisionsfalle getrennt. In der Präzisionsfalle werden die erforderlichen Messungen für die Zyklotronfrequenz durchgeführt sowie versucht, den Larmorübergang durch Anregung mit variierender Frequenz um die erwartete Larmorfrequenz zu induzieren. Vor und nach jeder Messung wird das Ion in die Analysefalle transportiert und dort der Spinzustand bestimmt, wodurch über die Resonanz der Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit vieler Messungen eine präzise Ermittlung der Larmorfrequenz - und damit des g -Faktors - im homogenen Feld der Präzisionsfalle möglich ist [26].

1.1.5. Hochpräzisionsspannungsquelle STAREP

Die STAREP wurde in Ermangelung einer hinreichend präzisen Spannungsquelle für die Experimente PENTATRAP und ALPHATRAP im Rahmen von [11] entworfen und wird in Letzterem für die Präzisionsfalle verwendet. Der Aufbau sowie die relative Genauigkeit über einen Zeitraum von zehn Minuten sowie die Temperaturkoeffizienten wurden - wie der grob in diesem Abschnitt beschriebene Aufbau - ebenfalls [11] entnommen. Die STAREP umfasst zusätzlich zu den fünf Kanälen, dem Mainboard und der Referenz, welche sich in der isolierten Box befinden, auch noch eigens angefertigte LV- und HV-Transformatoren, welche sich außerhalb der Box befinden. Die eigentliche Spannungsquelle ist modular aufgebaut, sie besteht aus einer Referenzspannungsquelle, welche eine hochstabile Spannung zwischen 0 V und 10 V liefert, einem Mainboard und den Kanälen. Der LV-Transformator versorgt Referenz und Mainboard mit Spannung, der HV-Transformator versorgt die Verstärker. Jeweils fünf Kanäle sind an eine Referenz angeschlossen und stellen mit DACs und Verstärkern die Spannung auf die gewünschte Stärke für die jeweilige Elektrode ein.

In [11] wurde in einer Klimakammer eine relative Stabilität der Spannungsquelle von $\leq 2 \cdot 10^{-8}$ über 10 Minuten festgestellt. Der theoretisch erwartete Wert des Temperaturkoeffizienten beträgt $\leq 0,4 \frac{ppm}{K}$. Dies wurde in [11] jedoch nicht genauer ausgeführt, die Graphen zu thermischen Charakteristika derselbigen legen jedoch schlechtere Werte nahe, wobei diese Untersuchungen nur für das noch nicht überarbeitete Mainboard durchgeführt wurden. Aus dem in [11] gemessenen Wert der relativen Stabilität und dem Temperaturkoeffizienten resultiert nun, dass die Temperaturstabilisierung eine Stabilität von weniger als 50 mK garantieren muss, damit Temperaturschwankungen nicht die größere Fehlerquelle darstellt. Der oben angegebene erwartete Temperaturkoeffizient wurde durch Messungen, welche im Zuge von Auswirkungen auf die Axialfrequenz in den Unterkapiteln 2.2.2 und 2.2.4 gemacht wurden, unter Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsbedingungen im Fallenraum überprüft. Es lässt sich anhand von Gleichung (6), welche proportional zu $\sqrt{V_0}$ ist, anhand einer Axialfrequenz- und gleichzeitigen Temperaturmessung eine Aussage über den Temperaturkoeffizienten treffen. V_0 ist hier die Spannungsdifferenz zwischen Ringelektrode und Endkappen und entspricht somit bei einem Endkappenpotential von 0 V in guter Näherung der Spannung der STAREP.

Eine weitere Abschätzung der benötigten Stabilität lässt sich anhand der gestellten Genauigkeitsanforderungen des Experiments treffen. Nach Gleichung (9) lässt sich

$$\frac{\Delta\nu_c}{\nu_c} = \sqrt{\left(\frac{\nu_+ \Delta\nu_+}{\nu_c^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu_z \Delta\nu_z}{\nu_c^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu_- \Delta\nu_-}{\nu_c^2}\right)^2} \quad (10)$$

für den relativen Fehler ableiten. Zur Abschätzung der benötigten Temperaturstabilität werden die folgenden groben Werte verwendet: $\nu_+ \approx 25$ MHz, $\nu_z \approx 651$ kHz, $\nu_- \approx 10$ kHz [9], eine Ungenauigkeit in der Frequenzbestimmung durch die gemittelte Dipbreite von circa $\Delta\nu_z \approx 10$ mHz [7] sowie $\Delta\nu_+ = \Delta\nu_- = \sqrt{\frac{3}{2}\Delta\nu_z^2}$. Letzteres ergibt sich dabei daraus, dass die beiden Minima des Doppeldips nur die Hälfte der Unsicherheit des Axialdips besitzen [9], wobei hierfür vereinfachend Magnetfeld- und Potentialstabilität

angenommen wurden. Für die Gleichungen hierzu siehe ebenfalls [9]. Man erhält mit obigen Annahmen und der resultierenden Unsicherheit von $\frac{\Delta\nu_c}{\nu_c} \approx 5 \cdot 10^{-10}$ eine gute Abschätzung für die aktuell genauesten Messungen mit der Doppeldipmethode. Die in [9] angesprochene relative Genauigkeit von einigen 10^{-11} soll durch eine fortgeschrittenere Methode, das sogenannte PnA, erzielt werden. Zur Erläuterung der phasenbasierten Messmethode PnA sei beispielhaft auf [27] verwiesen. Mit den Werten aus obiger Abschätzung folgt für den relativen Fehler der Axialfrequenz $\frac{\Delta\nu_z}{\nu_z} \approx 1,5 \cdot 10^{-8}$ wobei man nach Gleichung (6) für selbigen Axialfrequenzfehler

$$\frac{\Delta\nu_z(t)}{\nu_z} = \sqrt{\left(\frac{\Delta V_0}{2V_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_2}{2C_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{2m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta q}{2q}\right)^2} \quad (11)$$

erhält. Hierbei sind Δm , Δd , Δq und ΔC_2 allerdings nicht zeitabhängig. So vereinfacht sich obige Form, Gleichung (11), zu

$$\frac{\Delta\nu_z(t)}{\nu_z} = \sqrt{\left(\frac{\Delta V_0(t)}{2V_0(t)}\right)^2}. \quad (12)$$

Gewinnt man bei der Axialfrequenzmessung durch Mittelung vieler Messungen ungefähr eine Größenordnung, so ist pro Aufnahme eine Genauigkeit von $\frac{\Delta\nu_z}{\nu_z} \approx 1,5 \cdot 10^{-7}$ zu gewährleisten. Auf Gleichung (12) übertragen korrespondiert dies mit einer erforderlichen Genauigkeit von $\frac{\Delta V_0(t)}{V_0(t)} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ pro Aufnahme. Unter Annahme des Temperaturgradienten aus [11] ist somit eine Temperaturstabilität besser als 0,75 K zu erreichen.

1.2. Regelungstechnik

Hier stellt sich zuerst die grundlegende Frage, welcher Regler für das System passend ist, also welcher Regler die Temperatur einer gewissen thermischen Masse am Besten konstant halten kann. Erschwerend kommt allerdings hinzu, dass die thermische Masse - die STAREP - aus gut wärmeleitenden Komponenten wie dem Gehäuse und ebenso kleinen Bauteilen mit entsprechend geringer Wärmekapazität sowie gleichzeitig aber auch aus sehr schlecht wärmeleitenden Elementen wie Platinen besteht. Zu beachten ist außerdem, dass die STAREP selbst Abwärme erzeugt, welche in der isolierten Umgebung für eine dem Raum gegenüber erhöhte Temperatur sorgt. Im Anschluss wird der hierfür ausgewählte Regler beschrieben, für die praktische Implementierung des Reglers siehe hierbei Kapitel 5.3 in der Dokumentation im Anhang.

1.2.1. Vergleich unterschiedlicher Reglerarten

Zur Einstellung der im hier betrachteten System gewünschten Temperatur stehen unterschiedlichste Reglerarten zur Verfügung. Neben dem klassischen PID-Regler stehen zum Beispiel unetetige Regler wie Zwei- oder Mehrpunktregler zur Verfügung. Ebenfalls eine Alternative sind intelligente Regler wie zum Beispiel Kompensationsregler oder der Smith-Prädiktor [28]. Das grundlegende Problem von intelligenten Reglern, hierunter

fällt auch die optimal-control-Methode [20], ist ihre Modellbasiertheit [28], es ist also eine gute Kenntnis des vorliegenden Systems vonnöten. Für die STAREP ist dies jedoch nicht ohne sehr ausführliche Messungen möglich, da ihr Aufbau komplex und keine einfach zu ermittelnde Regelstrecke ist. Hinzu kommt die Eigenleistung sowie Totzeiten, welche wiederum eine Kompensationsregelung unmöglich machen [28]. Erschwerend hinzu kommt, dass die STAREP-Temperatur je nach Wunsch verschiedene Werte annehmen können soll, hierfür wären in Abhängigkeit der Raumtemperatur etliche weitere Messungen notwendig, was intelligente Regler nahezu unmöglich macht.

Betrachten wir im Folgenden unstetige Regler, fällt für den Fall des Zweipunktreglers zuerst die Unflexibilität auf, für einen Mehrpunktregler wird wiederum Wissen über das Verhalten des Systems benötigt, zum Beispiel der Temperaturanstieg bei gewisser Heizleistung. Mit Unflexibilität ist hierbei gemeint, dass nur die Möglichkeiten Heizer 'an' und 'aus' zur Verfügung stehen. Hiermit ist es wiederum schwierig eine stabile Temperatur zu gewährleisten, da ein Heizen bis zu einer gewissen Temperatur in einem System mit Totzeit zu Schwingungen führt, sofern der Regler nicht ideal eingestellt ist [28]. Nicht für unstetige Regler spricht außerdem, dass eine Implementierung im vorliegenden Fall mit einem stetigen Regler nicht komplizierter ist, für einen komplexeren Regler fällt bei der Implementation also erst einmal nicht mehr Arbeit an.

Zuletzt ist der PID-Regler natürlich nicht frei von Schwierigkeiten, man benötigt jedoch weniger Wissen um die Regelstrecke als für intelligente Regler und erhält zumindest für einen nicht-schwingenden Regler durch den integralen Anteil keine bleibende Regelabweichung [28]. Für einen PID-Regler spricht seine Robustheit bei ausreichender Phasenreserve, ein PID-Regler ist für unterschiedlichste Regelstrecken gut einsetzbar. Man erhält durch einen PID-Regler bei entsprechender Parameterwahl eine gut funktionierende Regelung mit vertretbarem Aufwand.

Abschließend ist an dieser Stelle noch zu erwähnen, dass die Platzierung von Heizern und Sensoren einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Regelstrecke hat, dies wird in den jeweiligen Unterkapiteln in [Teil II](#) behandelt.

1.2.2. PID-Regler

Ein PID-Regler basiert auf der Kombination von Proportional-, Integral- und Differentialreglern mit Eingangssignal $E(t)$ und Ausgangssignal $A(t)$, welches in diesem Fall das Steuersignal des Netzteils EA-PS 3065-05B [29] ist. Die einzelnen Regler besitzen einstellbare Parameter K_P , K_I und K_D , welche das Zeitverhalten und die Stärke der Reaktion der Regelung bestimmen. Das Eingangssignal ist die Abweichung der Temperatur vom vorgegebenen Sollwert, also $E(t) = T_{soll} - T(t)$. Das Ausgangssignal ergibt sich für den PID-Regler durch

$$A(t) = A_{prop}(t) + A_{int}(t) + A_{diff}(t) \quad (13)$$

$$= K_P \cdot E(t) + K_I \int_0^t E(t') dt' + K_D \frac{dE(t)}{dt}. \quad (14)$$

Zur weiteren Betrachtung ist die vereinfachende Annahme, dass die Regelstrecke der STAREP aus einem Totzeitglied und einem Verzögerungsglied 1. Ordnung besteht, hilfreich. Wie in Abbildung 7 gezeigt, verzögert Ersteres das Eingangssignal um die Totzeit, Letzteres sorgt nach der Totzeit für einen proportionalen Anstieg mit Verzögerung 1. Ordnung [28]. Diese simple Näherung des Systems hat den Vorteil, dass sie anschaulich das erwünschte und naiv erwartete Verhalten der Regelstrecke aufweist, gleichzeitig aber auch durch bekannte empirische Einstellregeln [28] grob eingestellt und dann optimiert werden kann. Für die Einstellregeln stellt man einen Zusammenhang der beobachtbaren Totzeit T_t und Ausgleichzeit T_g mit den Zeitkonstanten aus der Übertragungsfunktion des PID-Reglers her [28]. Zur Vervollständigung sind die Zeitkonstanten T_N (Nachstellzeit) und T_V (Vorhaltzeit) des PID-Reglers gegeben durch [28]:

$$T_N = \frac{K_P}{K_I}, \text{ sowie } T_V = \frac{K_D}{K_P}. \quad (15)$$

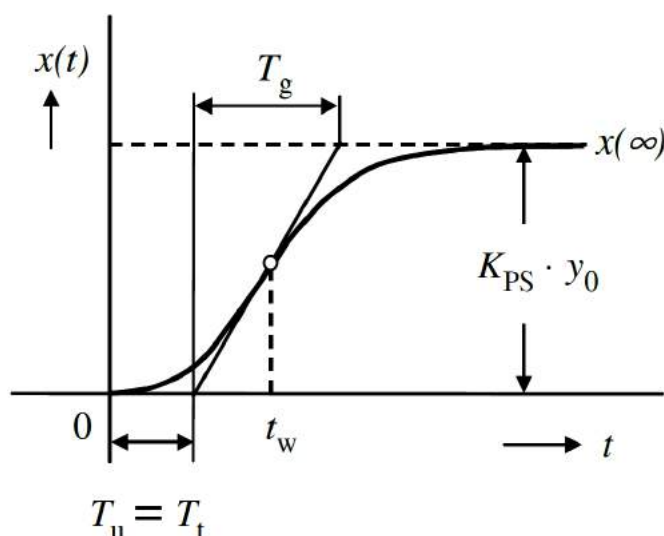


Abbildung 7: Sprungantwort einer Regelstrecke bestehend aus Totzeitglied und Verzögerungsglied 1. Ordnung. $x(t)$ ist die Sprungantwort der Regelstrecke, y_0 der Sollwertsprung, K_{PS} der Proportionalbeiwert sowie $T_t = T_u$ die Totzeit, T_g die Ausgleichzeit und t_w der Zeitpunkt des Wendepunkts. Modifiziert entnommen aus [28].

Der Proportionalbeiwert ist für dieses lineare System durch

$$K_{PS} = \frac{x(\infty)}{y_0} = \frac{\Delta x}{\Delta y} \quad (16)$$

gegeben. Anschaulicher ist an dieser Stelle, dass K_{PS} im Beispiel der Regelung in der STAREP mit Heizwiderständen den Temperaturanstieg pro Volt der Heizspannung angibt. Das in Gleichung (14) gezeigte Zustandekommen des Ausgangssignals entspricht dem 'klassischen' PID-Regler und wird auch *Proportional on Error* genannt [30]. Die im Rahmen der Bachelorarbeit verwendete PID-Bibliothek (siehe 5.2,[30]) bietet allerdings noch eine weitere Einstellmöglichkeit des PID-Reglers, welche zwischenzeitlich getestet

und nun auch vorgestellt werden soll.

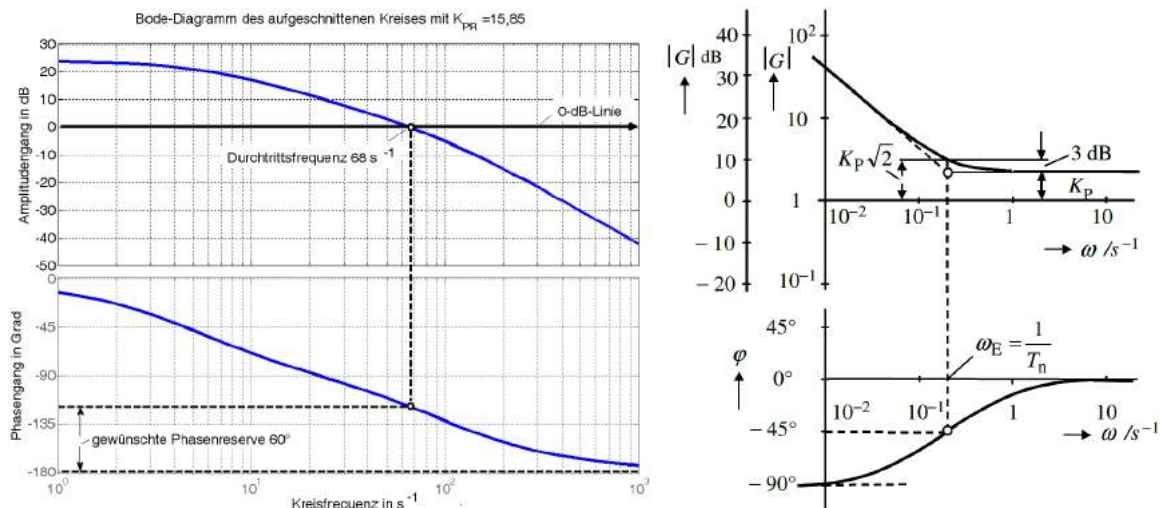
Proportional on Measurement ersetzt den proportionalen Anteils $A_{prop}(t)$ durch

$$A_{prop,M}(t) = -K_P \int_0^t \frac{dT(t')}{dt'} dt' = -K_P \cdot (E(t) + T_{soll} - T(0)), \quad (17)$$

womit Überschwingen vermieden werden soll [31]. Vor allem die Reglergeschwindigkeit betreffend scheint dies ein interessanter Gesichtspunkt zu sein. Falls man den oben schon dargestellten Kriechfall erreicht, lässt sich die für das Einschwingen benötigte Zeit vermeiden, was eine simple Beschleunigung der Regelung darstellt.

1.2.3. Vereinfachtes Stabilitätskriterium nach Nyquist

Zum Abschluss des Regelungsteils soll knapp die Stabilität des Systems betrachtet werden, hierfür sollen zuerst zwei Definitionen unterschieden werden: Die erste Definition ist die der externen Stabilität, hierfür muss für ein endliches Eingangssignal lediglich ein endliches Ausgangssignal vorliegen. Allerdings wird schnell klar, dass dies aufgrund der begrenzten Heizspannung gegeben ist, jedoch für eine präzise Temperaturstabilisierung nicht ausreichend ist, da Schwingungen im endlichen Bereich weiterhin erlaubt sind. Der zweiten Definition liegen Überlegungen zur Mitkopplung zugrunde. So soll das System auf keinen Fall durch zum Beispiel äußere Störungen eine sich selbst verstärkende oder länger anhaltende Störung erzeugen. Hierfür muss nach dem vereinfachten Stabilitätskriterium nach Nyquist gewährleistet sein, dass die Anzahl der Schnittpunkte des Phasengangs im Bereich, in welchem der Regler eine Verstärkung ≥ 1 aufweist, mit der -180° Linie geradzahlig ist [28]. Naiv motiviert markiert die -180° Linie genau die



(a) Phasenreserve (unten links), eingezeichnet in einem Bodediagramm einer Regelstrecke

(b) Bode-Diagramm des PI-Reglers

Abbildung 8: Zwei Bodediagramme, links zur Illustration der Phasenreserve, rechts zur Veranschaulichung des Verhaltens des PI-Reglers, aus [28].

Phasenverschiebung, bei welcher eine Rückkopplung zur Mitkopplung wird. Ist die Verstärkung < 1 , wird eine Mitkopplung abgeschwächt und kann daher ignoriert werden. Dies motiviert die Betrachtung der Phase und Phasenreserve bis zu dieser Frequenz wie beispielhaft in Abbildung 8(a) gezeigt. Besitzt die Regelstrecke bei dieser Frequenz eine ausreichende Phasenreserve, kann davon ausgegangen werden, dass Schwingungen schnell abklingen und die Regelung damit stabil ist.

Bedingung zur Anwendbarkeit des vereinfachten Nyquist-Kriteriums ist, dass in der Übertragungsfunktion der Regelstrecke keine Pole mit positiven Realteil und höchstens zwei Pole im Ursprung auftreten dürfen [28]. Betrachtet man das Bodediagramm des PI-Reglers in Abbildung 8(b), fällt unter Berücksichtigung obiger Kriterien auf, dass die maximale Phase -90° beträgt [28]. Damit ist ein idealer PI-Regler nach dem vereinfachten Nyquist-Kriterium stets stabil. Das Problem bei Verwendung des PI-Reglers in die Realität ist jegliche Totzeit der Regelstrecke, welche für eine weitere Phasenverschiebung sorgt und die Stabilitätsprüfung relevant macht, welche in Unterkapitel 2.3.4 kurz betrachtet werden soll.

Teil II.

Durchführung

2. Experimentelle Resultate des Projekts

Im Folgenden wird der chronologische Ablauf des Projekts mit Zwischenergebnissen, Erkenntnissen und daraus resultierenden Änderungen und Weiterentwicklungen vorgestellt. Zu Beginn wurde eine Temperaturregelung in einer isolierten Box getestet, bevor dazu übergegangen wurde, im isolierten Behältnis der STAREP eine ähnliche Regelung aufzubauen. An dieser wurden schließlich sukzessive Änderungen und Verbesserungen vorgenommen, Sensoren wurden gewechselt, Steuereinstellungen überarbeitet, Heizer ausgewechselt und eine Platine sowie eine externe SollwertEinstellung entworfen, um das abschließende Ergebnis zu erhalten.

2.1. Testsystem in isolierter Box mit thermischer Masse

Das Testsystem umfasst einen Karton mit Maßen 53 cm×42 cm×49 cm, in welchem zwei Heizwiderstände mit jeweils 15 Ω innerhalb an einer thermisch leitenden Masse angebracht sind, zu sehen in Abbildung 9. Die thermische Masse ist in diesem Fall eine Kupferplatte mit einem Gewicht von knapp 10 kg. Zur Simulation der Bedingungen innerhalb des Behältnisses der STAREP wurde der Karton ebenfalls mit Polystyren

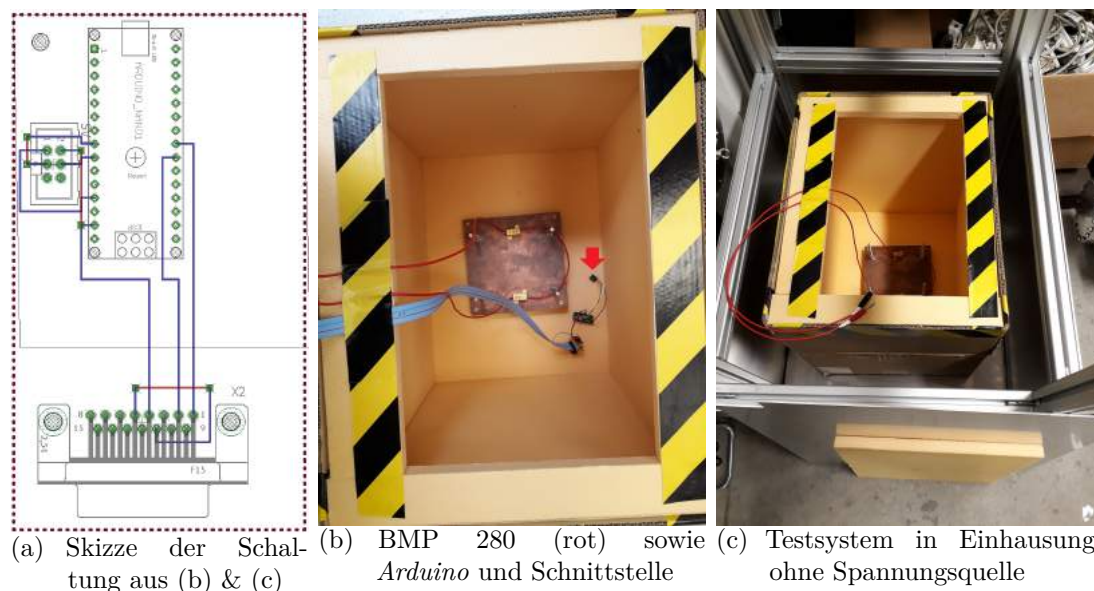


Abbildung 9: Testsystem, links die Skizze (Freitext), rechts in (b) und (c) der praktische Aufbau mit Flachbandkabel zur Spannungsquelle und Spannungsversorgung der Heizwiderstände.

isoliert. Von außen ist der Karton zusätzlich in einem ITEM-Gestell mit Metallverkleidung untergebracht, um auch über Nacht und an Wochenenden ohne direkte Aufsicht vor Ort Messungen durchführen zu können, da diese mitunter ganze Tage benötigen. Der in Abbildung 9(a) grob skizzierte Aufbau besteht aus einem Sensor - als 6-poliger Anschluss dargestellt -, welcher von einem *Arduino Nano* ausgelesen werden kann. Durch den *Arduino Nano* wird mithilfe eines im Rahmen dieser Bachelorarbeit geschriebenen Reglerprogramms, siehe Teil III 5.3, das Netzgerät EA-PS 3065-05B [29] - mit seiner D-Sub-Schnittstelle eingezeichnet - angesteuert. Da der *Arduino Nano* keinen analogen Ausgang besitzt, muss dieser mit *pulse width modulation* [32, 33] - kurz *PWM* - simuliert werden. Hierfür liegt während der Periodendauer des PWM-Signals für eine gewisse Zeit am digitalen Pin 5 V an, für den Rest der Periode 0 V, sodass im Mittel über die Zeit die gewünschte Spannung anliegt. Das PWM-Signal wird an den Steuereingang der Spannungsquelle angeschlossen, sodass durch den *Arduino Nano* die Heizspannung der Heizwiderstände geregelt werden kann. Mit den maximalen 5 V des *Arduino Nano* als Steuerspannung können circa 32,5 V angelegt werden, da die maximale Steuerspannung des Netzteils 10 V beträgt und damit 65 V angesteuert werden sollen [29].

2.1.1. Systematiken des Testsystems

Die ersten aufgenommenen Daten umfassen einige systematische Messungen des Systems, wie zum Beispiel die sich einstellenden Temperaturen bei bestimmtem, konstantem Steuersignal, den zeitlichen Temperaturgradienten bei konstantem Steuersignal sowie die Verzögerung des Temperaturanstiegs und der Anstieg selbst. Die Ergebnisse werden im Folgenden kurz dargestellt und diskutiert, sie dienen hauptsächlich der ersten Einschätzung des Systems mit bedingter Übertragbarkeit auf die STAR_{EP}. Der

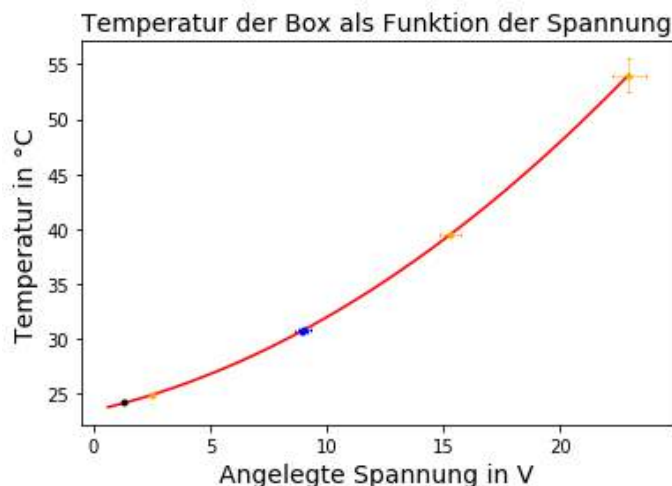


Abbildung 10: Endtemperatur bei konstantem Ausgangssignal, unterschiedliche Farben stammen aus unterschiedlichen Messzyklen und gehen daher mit anderen Bedingungen - wie z.B. der Raumtemperatur - einher. In rot ein quadratischer Fit an alle Messpunkte, für Diskussion der Fehlerangaben siehe Freitext.

Graph der beobachteten Temperatur gegen die Eingangsspannung lässt im hier betrachteten Temperatur- und Spannungsbereich eine vernachlässigbare beziehungsweise eine

merkliche Verlustleistung höchstens linearen Grades vermuten, da die Temperatur linear mit der Eingangsleistung - also quadratisch mit der Eingangsspannung - ansteigt. Das Ergebnis ist jedoch mit Vorsicht zu genießen, da die Sensoren nicht kalibriert sind und die Daten an verschiedenen Tagen zu verschiedenen Zeiten aufgenommen wurden. Damit ist der nur aufgrund von Temperaturschwankungen des Sensors im Endzustand angegebene Fehler als unterschätzt anzusehen, da die einzelnen Messpunkte nicht unabhängig von der Raumtemperatur sind. Der letzte Messpunkt bei 54°C besitzt dabei einen besonders großen Fehler, da diese Messung besonders lange benötigte und sich dabei schon die Schwankungen der Raumtemperatur bemerkbar machten. Der Fehler der Spannung bei konstantem Ausgangssignal in [Abbildung 10](#) resultiert aus der Ungenauigkeit der Umrechnung, im ansteuerbaren Bereich von $32,5\text{ V}$ wurde dabei ein Fehler von $\pm 1\text{ V}$ angenommen und diese Unsicherheit für entsprechend niedrigere Spannungen proportional - als simples Modell - skaliert. Nicht berücksichtigt sind hiermit Schwankungen des Ausgangs des *Arduino Nano*, welche gegenüber der Abschätzung der Ungenauigkeit des Bereiches aber vernachlässigbar sein dürften, da keine großen Schwankungen in der Spannung des Netzteils beobachtet wurden. Aufgrund des geringen Einflusses der Messungen des zeitlichen Temperaturgradienten auf den weiteren Verlauf des Projekts werden diese hier nicht aufgeführt und diskutiert.

In [Abbildung 12](#) sind Messungen zur Temperaturhysterese ausgewertet, hierfür wurde 400 Sekunden lang mit einstellbarer Heizleistung geheizt, bevor die Heizwiderstände abgeschaltet und der weitere Temperaturverlauf beobachtet wurde. Vor der Auswertung der Daten ist in [Abbildung 11](#) noch ein typischer Verlauf der Verzögerung gezeigt. Beispiel-

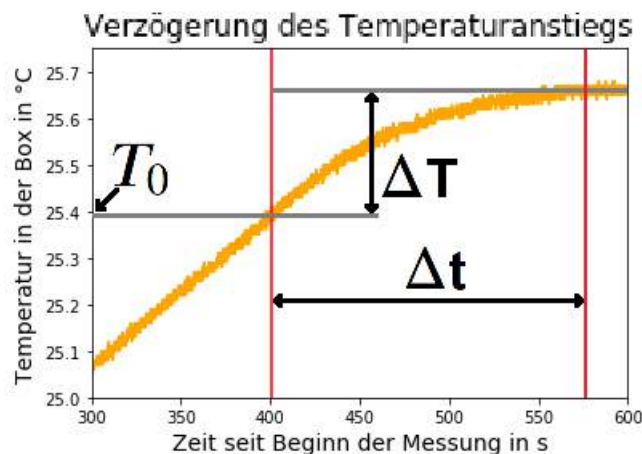


Abbildung 11: Darstellung der in der Auswertung verwendeten Größen T_0 , ΔT sowie Δt .

haft ist im Testsystem somit bei einer Abschalttemperatur von $25,4^{\circ}\text{C}$ in [Abbildung 11](#) mit einem weiteren Temperaturanstieg in den nächsten circa 170 Sekunden um $0,25\text{ K}$ zu rechnen. In der Auswertung in [Abbildung 12](#) ist dabei erkennbar, dass sowohl die Verzögerung als auch der Temperaturanstieg zu größeren Temperaturen abnehmen. Dies deutet auf einen Anstieg der Verlustleistung in Abhängigkeit von der Temperatur. Zusammen mit obiger Messung zur Endtemperatur ist damit in erster Abschätzung ein linearer Anstieg der Verlustleistung zu vermuten.

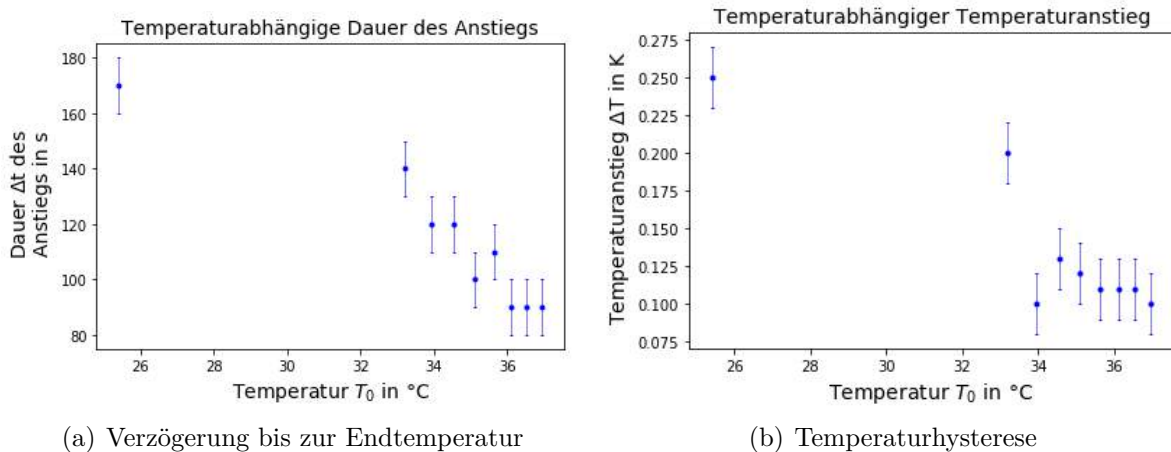


Abbildung 12: Links die Verzögerungszeit Δt bis zum Umkehrpunkt der Temperatur nach Abschalten der Heizwiderstände in Abhängigkeit der Temperatur T_0 , bei welcher die Heizer abgeschaltet wurden. Rechts Temperaturanstieg ΔT des Systems, ebenfalls gegen die Temperatur T_0 aufgetragen, bei welcher die Heizwiderstände abgeschaltet wurden.

2.1.2. Messreihen mit PI-Regelung

Im nächsten Schritt wurde nach grober Kenntnis des Testsystems mithilfe des Reglerprogramms eine Temperaturstabilisierung aufgebaut. Im Folgenden sollen erste Zwischenergebnisse von Sprungantworten präsentiert werden. Der PI-Regler wurde hierbei als nächster Schritt nach Untersuchungen an einem reinen P-Regler gewählt, die Diskussion zu einem D-Anteil findet sich am Ende dieses Unterkapitels.

An der Anzahl der Schwingungen der STAREP-Temperatur in Abbildung 13 ist eine noch zu große Wahl des Parameters K_I zu erkennen. Die große erste Überschwingung resultiert aus einem zu groß gewählten K_P , welches dafür sorgt, dass die Regelung nicht genug Regelungsspielraum hat und in Kombination mit dem großen K_I jeweils immer bis zum Erreichen der Solltemperatur in Sättigung war. Wählt man wesentlich kleinere

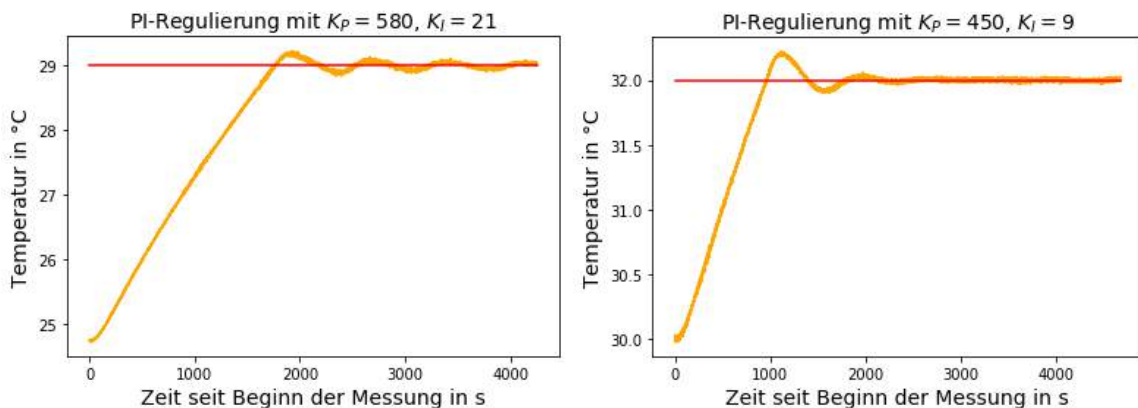


Abbildung 13: Erste Messergebnisse der PI-Regulierung mit verschiedenen Parametern und Sollwert (rot), für Diskussion der Einstellung und weitere Details siehe Freitext.

Werte für die Regelparameter, wie durch Einstellregeln nach Ziegler und Nichols ([28] entnommen) nahegelegt wird, so erhält man eine weniger schwingende, aber auch langsamere Regelung. Durch empirische Tests zwischen den ersten Versuchen und den von Einstellregeln empfohlenen Werten erhält man mit der Einstellung *Proportional on*

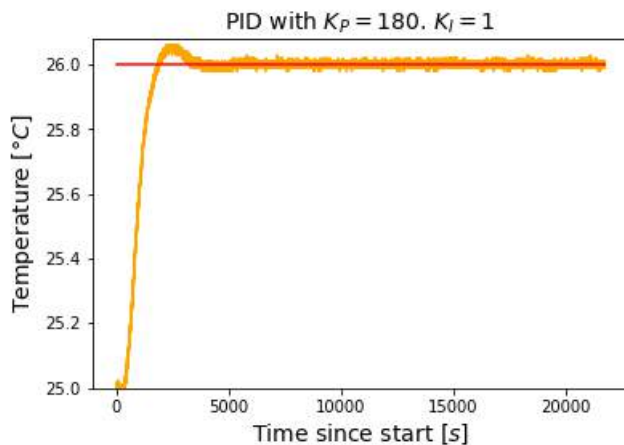


Abbildung 14: Temperatursprungantwort mit PI-Regelung.

Error die in Abbildung 14 gezeigte Sprungantwort. Als Nächstes wurde im Vergleich dazu die Einstellung *Proportional on Measurement* verwendet, mit dem Ziel, das Überschwingen zu unterbinden und somit schneller eine stabile Temperatur zu erreichen. Man erhält beispielhaft den in Abbildung 15 gezeigten Temperaturverlauf. Es zeigt sich

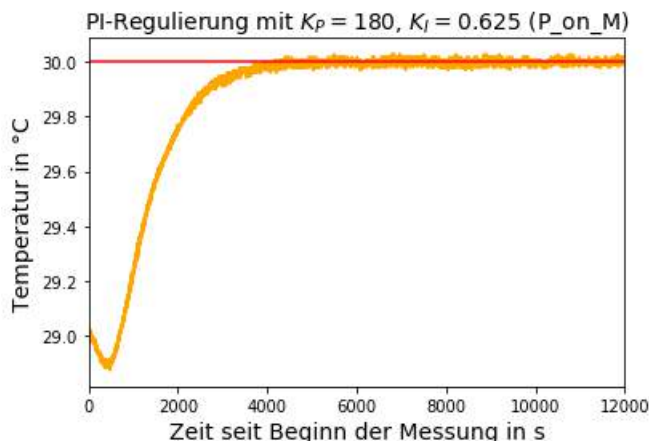


Abbildung 15: Temperatursprungantwort mit PI-Regelung in Modus P_on_M.

hierbei der große Vorteil, dass mit *Proportional on Measurement* nach Wahl passender Parameter ein asymptotischer Verlauf erreicht wird. Hierfür hat die Größe der Temperatursprünge keine besondere Bedeutung, es soll mit den obigen Abbildungen hauptsächlich der mit *Proportional on Measurement* leichter einzustellende Kriechfall gezeigt werden. Die Entscheidung zwischen den beiden Einstellalgorithmen wird erst nach Beurteilung des Einstellzeitverhaltens in der STAREP gefällt.

Als nächster Schritt stünde an dieser Stelle der Übergang von einem PI- zu einem PID-Regler an. Dieser Schritt wurde erst nach Einbau in die STAREP gegangen und

bewirkt keine signifikante Verbesserung. Der D-Anteil bewirkt bei Tests in stabilem Temperaturbereich hauptsächlich ein zusätzliches Rauschen auf dem Ausgang, welches sich verschlechternd auf die Temperaturstabilität auswirkt. Das 'Rauschen' des Steuerungssignals wird dabei sinnvollerweise nicht durch den Tiefpass (vgl. 2.2.1) herausgefiltert, sodass dieses auch für starke Schwankungen der Heizspannung verantwortlich ist. In

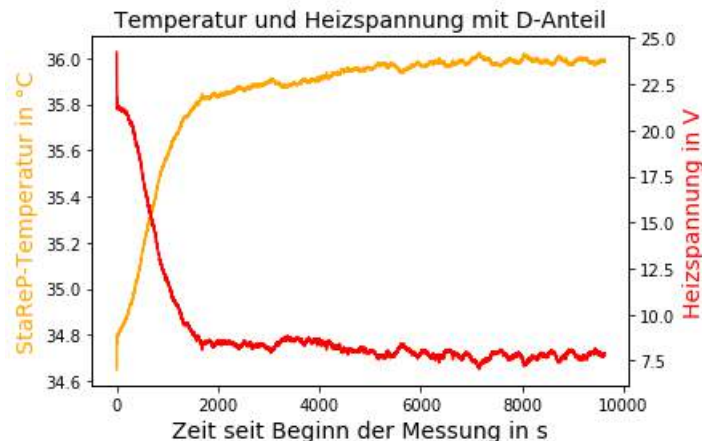


Abbildung 16: Temperatursprungantwort mit PID-Regelung in Modus P_on_E. Es wurde $K_D = 5$ gewählt, Diskussion des erwarteten Parameters anhand der Einstellregeln von Ziegler und Nichols [28] im Freitext.

Abbildung 16 ist Temperatur der STAREP und die Heizspannung der PID-Regelung zu sehen. Verwendet man das Wendetangentenverfahren nach Ziegler und Nichols [28], erhält man durch Einsetzen der verwendeten Parameter K_P und K_I , dass der gewählte Wert für K_D um einen Faktor größer als 1000 zu klein ist. Würde man einen derart großen Wert für K_D zulassen, wird das Netzteil jedoch effektiv 'an' und 'aus' geschaltet. Zusätzlich zu den aufgetretenen Problemen ist keine signifikante Verbesserung der Einstellzeit für eine stabile Temperatur zu beobachten, weshalb im weiteren Verlauf bei einem PI-Regler verblieben wird.

2.2. Erste Implementierung in der STAREP

Die STAREP misst grob $47\text{ cm} \times 42\text{ cm} \times 12\text{ cm}$, das Volumen der isolierten Box beträgt $78\text{ cm} \times 51\text{ cm} \times 63\text{ cm}$, also ungefähr 250 l. Die STAREP steht auf einer Metallplatte, welche sie thermisch an die vier $10\ \Omega$ Heizwiderstände koppelt, welche in Reihe geschaltet und gleichmäßig um die STAREP verteilt sind. Zu Beginn des Projekts bestand an dieser Stelle noch die Überlegung, die STAREP durch Kühlung mit konstanter Leistung bei Raumtemperatur zu halten. Dies wurde jedoch aufgrund der in [20] geäußerten Bedenken zur Kondensation an sensitiven Bauteilen, was wiederum zu zusätzlichen Leckströmen und damit starker Verschlechterung der Präzision geführt hätte, der Dauer der Einrichtung eines Wasseranschlusses sowie den nach [11] ohnehin geringeren Temperaturkoeffizienten im Bereich von $30^\circ\text{C} - 40^\circ\text{C}$ verworfen. Der für die Regelung verantwortliche Temperatursensor ist am Gehäuse (Abbildung 17(c)) angebracht, die Position wurde aufgrund des 'Kompromisses' zwischen fluktuierender Luft und sich langsamer erwärmenden Platinen ausgewählt. Aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit von Metall sollte

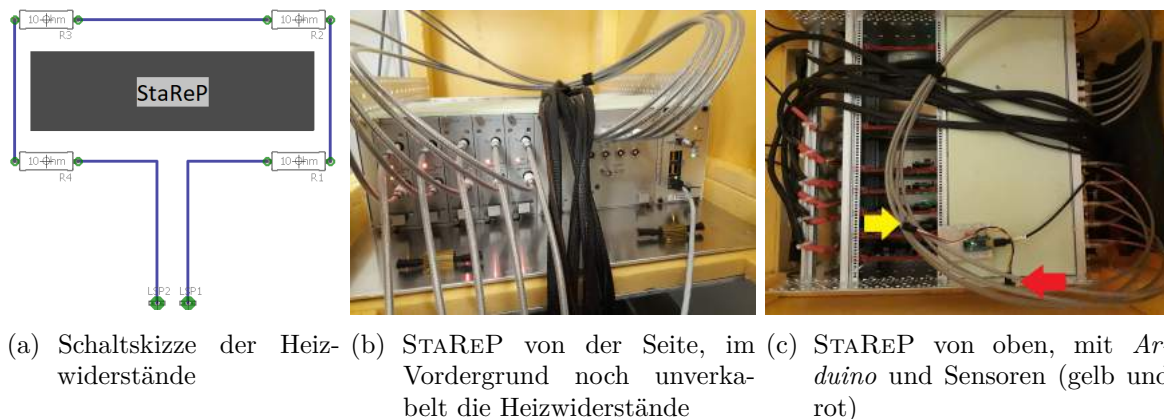


Abbildung 17: Darstellung der STAREP. In der rechten Abbildung ist der *BMP280*, welcher die Temperaturdaten für die Regelung misst, rot markiert und am Gehäuse der STAREP mit Schrauben befestigt. Gelb markiert ist der *BMP180*, welcher zur Kontrolle des ersten Sensors angebracht ist. In fortgeschrittenen Stadien wurden diese gegen *ADT7310s* und final gegen *BMP388s* ausgetauscht. In der Mitte ist STAREP mit Heizern im Vordergrund gezeigt.

das Gehäuse eine gleichmäßige Temperaturreferenz ohne große Differenzen darstellen. Gleichzeitig wird mit einem weiteren Temperatursensor die Lufttemperatur aufgezeichnet, um diese ebenfalls auf Temperaturstabilität zu überprüfen, da die Luft für das Thermalisieren der Platinen als Wärmebad dient. In Abbildung 18 ist die erste PI-Regulierung der STAREP mit Parametern des Testsystems gezeigt.

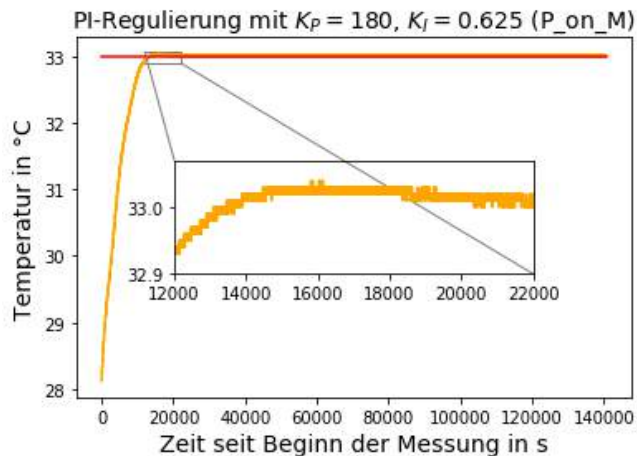


Abbildung 18: Erste PI-Regelung in der STAREP mit Parametern des Testsystems.

2.2.1. Veränderungen gegenüber des Testsystems

Im Laufe der Messungen zu diesem Teil wurden kleinere Änderungen am Reglerprogramm vorgenommen. So wurde zum Beispiel die Funktion *safety()* (vgl. 5.3.2) eingebaut, welche die Heizer bei zu hoher Temperatur der STAREP abschaltet. Zusätzlich wurde die Limitierung des Steuersignals zur Steuerung der Spannung der Heizer aufgehoben, sodass das Maximum jetzt beim Maximum des *Arduino*-PWM-Ausgangssignals von 255 - bisher war dieses auf 180 limitiert - und damit 5 V liegt, womit maximal 32,5

V als Versorgungsspannung der Heizwiderstände möglich sind. Außerdem wurde die Ansteuerung des Stroms der Spannungsquelle auf einen digitalen Pin des *Arduino* gelegt, welcher konstant 5 V an den Stromsteuereingang anlegt, um unbeabsichtigte Leistungsschwankungen zu vermeiden. Man hat in diesem System mit den maximalen 32,5 V und $4 \times 10 \Omega$ Heizwiderständen in Serienschaltung somit eine Heizleistung von ungefähr 26 W. Zusätzlich wurde im Laufe der hierzu gehörigen Messungen ein Tiefpass für das Spannungssteuersignal des *Arduino* mit einer Kapazität von 100 μF und 1 k Ω aufgebaut. Die Zeitkonstante von 100 ms ist dabei wesentlich größer als die Dauer des PWM-Signals mit einer Frequenz von ungefähr 500 Hz [33], um die PWM-Schwankungen zu eliminieren. Die PWM-Schwankungen hatten schon im Testsystem keine merklichen Auswirkungen, da der Eingang des Netzteils der einen gegengekoppelten Verstärker an den Eingängen mit Eingangsimpedanz 40 k Ω [29] hochfrequente Signale herausfiltert. Zur Verbesserung der Robustheit, zum Ausschluss möglicher Eventualitäten und zur problemlosen Übertragbarkeit auf ein anderes Netzteil - sollte dieses zum Beispiel ausgetauscht werden müssen - wurde jedoch trotzdem der Einbau eines Tiefpasses vorgenommen, auch, da diese Änderung kaum einen Aufwand darstellt.

2.2.2. Axialfrequenzdrift mit Stabilisierung

Nach den grundlegenden Betrachtungen der Temperaturregulierung soll in diesem Abschnitt die Auswirkung von Temperatur auf die Spannung und somit auch auf die für das Experiment zu messende Axialfrequenz beleuchtet werden. In diesem Kontext wurden etliche Messungen durchgeführt, einerseits bei stabiler Temperatur, zum Beispiel um weitere Abhängigkeiten der Axialfrequenz zu untersuchen, andererseits bei nicht-stabiler Temperatur, beispielsweise bei einer Sprungantwort oder während die Kryostate nachgefüllt wurden.

Die Ergebnisse der Auswirkung des Füllens der Kryostate auf die Temperatur und damit über die Spannung auch auf die Axialfrequenz ist in Abbildung 19 dargestellt.

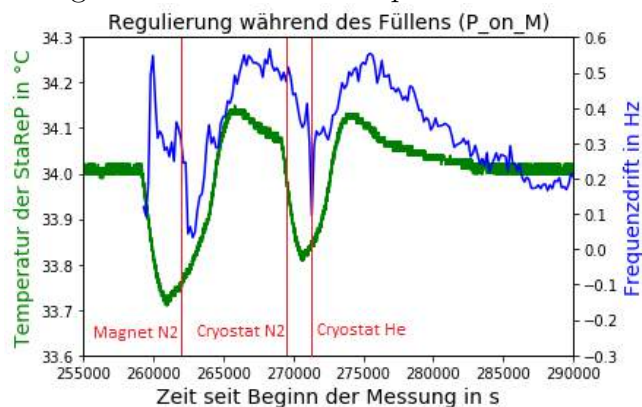


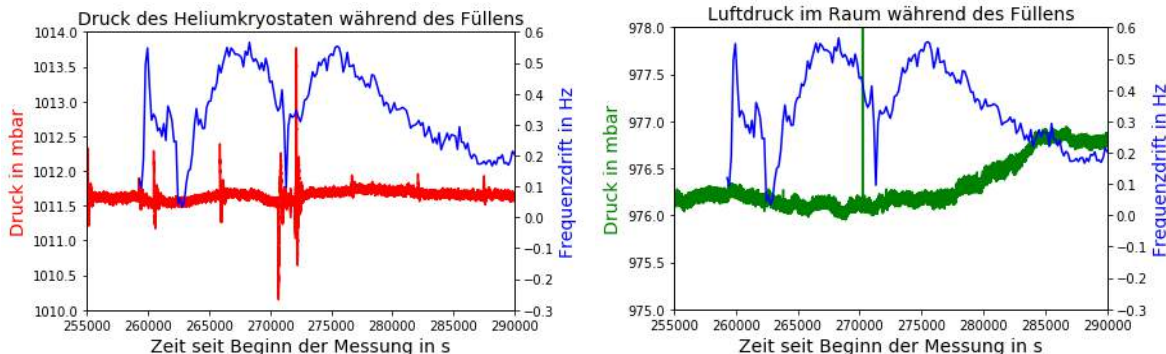
Abbildung 19: Temperatur in der STAREP (in grün) und Abweichung der Axialfrequenz von ihrem Mittelwert (in blau) während des Füllvorgangs der Kryostate.

Durch das Öffnen des Raums kommt es zuerst zu einer Abkühlung, da der Keller im Normalfall kühler als der durch Geräte aufgewärmte Experimentierraum ist. Ein Temperaturabfall um mehr als 2 K ist dabei nicht unüblich. Nach Abschluss des Füllvorgangs

wird der Raum wieder geschlossen, wodurch die Temperatur langsam wieder ansteigt, die Regelung beschleunigt diesen Anstieg in der STAREP merklich. Ein beispielhafter Temperaturanstieg der Raumtemperatur im Vergleich mit dem Temperaturanstieg in der STAREP durch die Regelung nach dem Füllen der Kryostate ist in [Abbildung 23\(a\)](#) zu sehen. Wichtig ist nicht nur, dass der Anstieg der Raumtemperatur mehr Zeit in Anspruch nimmt, sondern auch, dass die Raumtemperatur nicht zwangsläufig stabil ist.

In obiger [Abbildung 19](#), in welcher das Verhalten während und nach des Füllens der Kryostate aufgetragen ist, erkennt man deutlich, dass die Abweichung der Axialfrequenz von ihrem Mittelwert (in blau) der Temperatur der STAREP (in grün) mit leichter Verzögerung folgt. Trotz Isolierung macht sich während des Füllens die Temperaturänderung des Raums bemerkbar, was aufgrund der Zeit bis zur Stabilität in den Kryostaten nicht weiter problematisch ist. Als Hauptgrund der Axialfrequenzschwankungen durch die Kryostate wird die Ausdehnungsänderung der Aufhängungen und Verbindungen von Tieftemperatur- zu Raumtemperaturbereich vermutet. Dies führt zu Verkippungen, welche zusätzlich zu dem um ungefähr $0,4^\circ$ zum elektrischen Feld geneigten Magneten zu einer überraschend deutlichen Axialfrequenzverschiebungen führen. Dies wird aktuell im Rahmen von LIONTRAP in Mainz untersucht und ließe sich durch mechanisches Nachjustieren beheben [\[20\]](#).

Als Nächstes soll der Einfluss des Druckes in den druckstabilisierten [\[20\]](#) Helium-Kryostaten sowie der Einfluss des Raumdruckes und damit des Druckes der Stickstoff-Kryostate untersucht werden. Interessant sind vor allem die noch unstabilisierten Stickstoff-Kryostate, bei welchen durch die druckabhängigen Siedetemperaturänderungen ähnlich dem Füllen der Kryostate mechanische Änderungen und damit ein Einfluss auf die



(a) Druck des stabilisierten Helium-Kryostaten (b) Luftdruck im Raum und im Stickstoff-Kryostaten

Abbildung 20: Untersuchung der Axialfrequenz auf Druckabhängigkeiten.

Axialfrequenz denkbar wäre. In [Abbildung 20](#) sind die Spitzen im Druck des Helium-Kryostaten auffällig. Diese resultieren aus Messungen des Helium-Füllstands alle 90 Minuten, wodurch die Abdampfrate erhöht wird. Abgesehen vom erwarteten Zusammenfallen des erhöhten Heliumdrucks durch häufigere Messung während des Füllens - wobei es gleichzeitig zum Abfall der Temperatur kommt - lassen sich keine merklichen Abhängigkeiten vom Druck beobachten. Als Nächstes soll speziell der Prozess des Erwärmens

in Form einer Sprungantwort ohne weitere äußere Temperatureinwirkung in Abbildung 21 betrachtet werden. In Abbildung 22 sind für den gleichen Zeitraum zum Vergleich

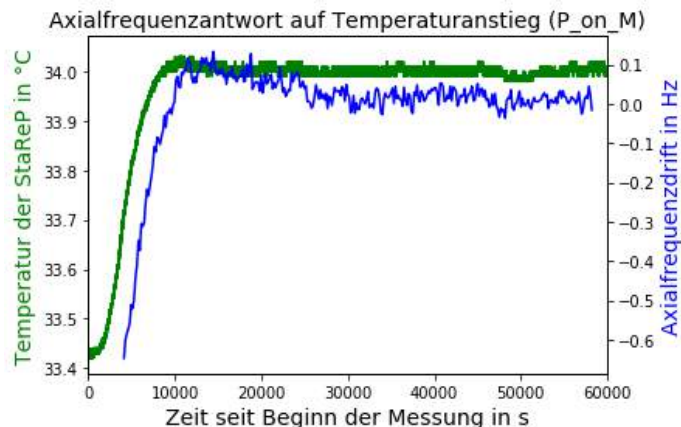
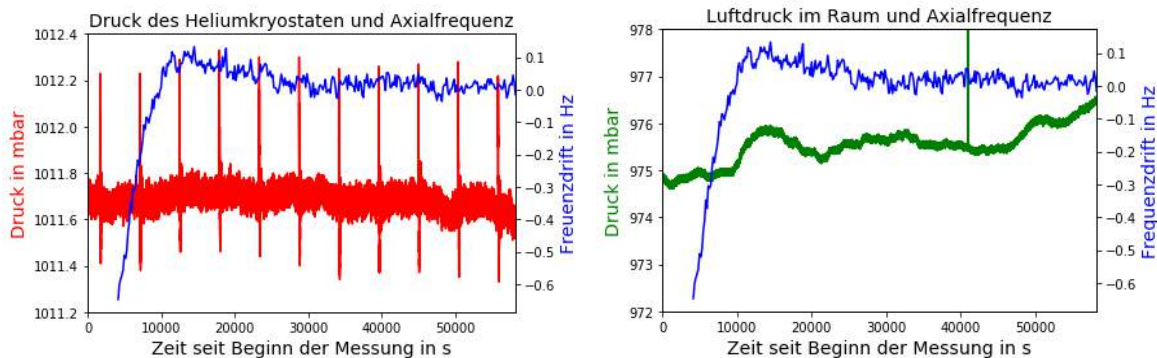


Abbildung 21: Vergleich des Anstiegs der STAREP-Temperatur mit dem Axialfrequenzanstieg nach einer Sollwerterhöhung. Die Axialfrequenzmessung (in blau) wurde erst kurze Zeit nach dem Temperaturanstieg gestartet, sodass die ersten Minuten an Daten fehlen.

mit der Axialfrequenzdrift noch die Drucke aufgetragen, um erneut die Unabhängigkeit von Druck und Axialfrequenz in merklichen Größenordnungen zu demonstrieren. Interessant ist an dieser Stelle, dass die Axialfrequenz eine Art Überschwingung mit langer Abklingzeit aufweist, welche im Verlauf der Temperatur der STAREP nicht beobachtbar ist. Man beobachtet ebenfalls keine Veränderung in der Raumtemperatur - welche für den Sensor unbemerkte Änderungen verursachen könnte -, somit scheint die STAREP unterschiedliche Thermalisierungszeiten - oder einen Gradienten nach schneller Erwärmung - aufzuweisen. Dies ist plausibel, da die Referenz, welche die Spannungsversorgung der einzelnen Kanäle darstellt, zusätzlich mit Kupfer eingehaust und mit einer dünnen



(a) Druck des stabilisierten Helium-Kryostaten (b) Luftdruck im Raum und im Stickstoff-Kryostaten

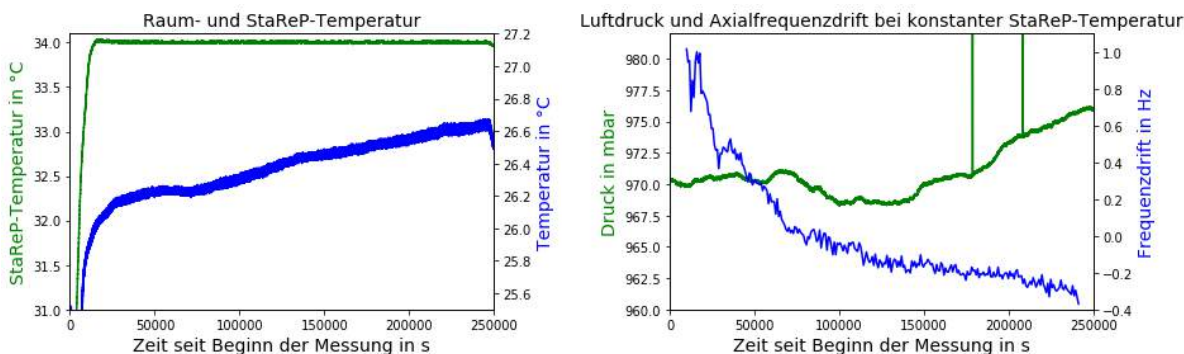
Abbildung 22: Erneute Untersuchung einer Druckeinwirkung auf die Axialfrequenz, nun während der Temperatursprungantwort aus Abbildung 21.

Schicht von circa 10 mm Schaumstoff isoliert ist [11]. Zusätzlich kommt erschwerend hinzu, dass die Kanäle verschiedene thermische Charakteristika [11] besitzen und sich

daher mit unterschiedlicher Temperatur nicht alle Elektroden Spannungen gleichmäßig ändern. Der letzte Punkt wird hierbei noch genauer in Unterkapitel 2.2.4 beleuchtet.

2.2.3. Besondere Effekte

Im Gegensatz zu den vorangegangenen Messungen soll hier eine Messung betrachtet werden, in welcher die Temperatur des in der STAREP angebrachten Temperatursensors im Zeitraum der Axialfrequenzmessungen als konstant angezeigt wurde. Die Messergebnisse sind in Abbildung 23 zu sehen. Es ist hierbei über das Wochenende ein Temperaturan-



(a) Temperatur der STAREP (in grün) und (b) Ungewöhnliche Axialfrequenzdrift (in blau) Raumtemperatur (in blau) und Luftdruck im Raum (in grün)

Abbildung 23: Axialfrequenzdrift (rechts) und Untersuchung möglicher Abhängigkeiten. Denkbar wäre eine Abhängigkeit von Luftdruck und Raumtemperatur, da die Stickstoff-Kryostate nicht stabilisiert sind und sich z.B. die Siedetemperatur des Stickstoffs ändern kann. Im Messzeitraum waren die Temperaturen aller Sensoren in der STAREP konstant.

stieg zu beobachten, welcher sich aber durch die Regelung nicht auf die Temperatur der STAREP auswirkt. Jedoch war im selben Zeitraum ein starker Abfall der Axialfrequenz zu beobachten, welcher - wie im Folgenden gezeigt - erneut nicht mit dem Luftdruck des Raumes zusammenhängt. Diskutiert wurde an dieser Stelle die Verantwortlichkeit des Transports von Ionen zwischen zwei Axialfrequenzmessungen. Zum Transport musste zu diesem Zeitpunkt noch die Spannung der STAREP zwischen 0 V und -85 V variiert werden, wodurch aufgrund unterschiedlicher Leistung und damit einhergehender Wärmeentwicklung eine Spannungsdrift möglich ist [9]. Da die Leistungsaufnahme einzelne Komponenten umfasst und diese eine geringe thermische Masse besitzen, ist dies auch nicht wirklich in der Temperatur der STAREP zu beobachten. Inzwischen ist diese Problemquelle durch Umschalten auf eine externe Spannungsquelle für den Transport behoben. Aufgrund nicht aufgezeichneter Spannung und keiner Reproduktion der Messung können aber auch andere Gründe wie eine Drift der Sensoren nicht gänzlich ausgeschlossen werden.

Als Nächstes soll ein weiterer ungewöhnlicher Axialfrequenzverlauf betrachtet werden. Während dieser Messung kommt es nach anfänglichem Aufwärmen und damit verknüpftem Frequenzanstieg nach langfristig stabilem Verlauf zu einem Anstieg, Bereich 250.000 s bis 350.000 s in Abbildung 24, über mehrere Stunden, welcher plötzlich von einer auf

die nächste Messung verschwindet, womit die Axialfrequenz wieder ihren ursprünglichen Wert annimmt. Auch bei diesem ungewöhnlichen Verlauf ergeben sich keine Abhängig-

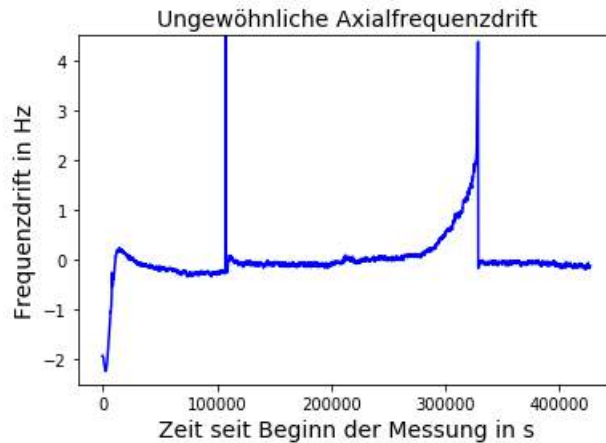
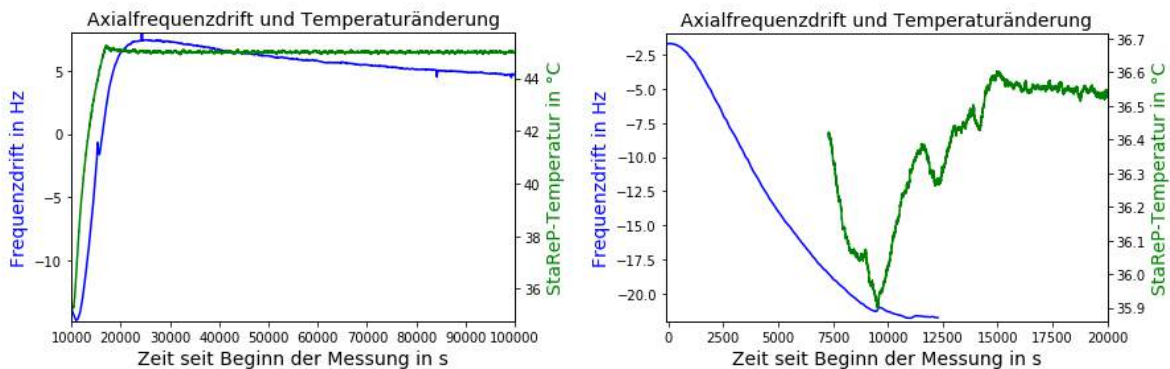


Abbildung 24: Axialfrequenzdrift bei erneut als konstant angezeigter STAREP-Temperatur.

keiten von äußeren Temperaturen und Drücken. Als Folge dieser Messung wurde zusätzlich zur Axialfrequenz auch die Spannung der einzelnen Kanäle aufgezeichnet, um eine genauere Ursachenbestimmung zu ermöglichen. Da in diesem Zeitraum keine weiteren Messungen durchgeführt wurden, scheint an dieser Stelle eine Wechselwirkung mit einem weiteren Ion am plausibelsten [20].

2.2.4. Temperaturkoeffizient der StaReP unter Normalbedingungen

Eine erste Abbildung der Axialfrequenzdrift aufgrund einer Temperaturänderung findet sich im Abschnitt 2.2.2. In diesem Unterkapitel soll das Temperaturverhalten der STAREP im Fallenraum - und nicht in einer Klimakammer - untersucht werden, um den



(a) Aufheizen der STAREP von 35,25°C auf 45°C (in grün) und Axialfrequenzdrift (in blau) (b) Abkühlen der STAREP von 45°C auf 36,5°C (Ausschnitt, in grün) und Axialfrequenzdrift

Abbildung 25: Axialfrequenzdrift bei größeren Temperaturänderungen. Rechts wurde dabei während des Abkühlens die Regelung abgeschaltet und die Box geöffnet (in grün).

Temperaturkoeffizienten und damit die Anforderung an die Regelung anwendungsnah zu prüfen. In erwähnter Abbildung 21 sieht man eine Temperaturänderung während des Heizvorgangs von 0,6 K, welche mit einer Änderung der Axialfrequenz von ungefähr 0,65 Hz korreliert ist. Dies entspricht bei einer Axialfrequenz von circa 651 kHz einer relativen Axialfrequenzdrift von ungefähr $(1,7 \pm 0,2) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ und damit nach Gleichung (12) einer Spannungdrift von circa $(3,4 \pm 0,2) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ bei einer Temperatur von 34°C. In einer weiteren Messung wurde ein Abfall der Axialfrequenz von 3 Hz beobachtet, gleichzeitig fiel die Temperatur von 37°C ausgehend um 3,5 K, sodass sich hierfür ein Temperaturkoeffizient von $(2,6 \pm 0,2) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ ergibt. In Abbildung 25 sind weitere Messungen des Temperaturkoeffizienten zu finden. Aus den jeweiligen Änderungen ergibt sich analog zu oben für das Aufheizen einen Temperaturkoeffizienten von $(7,0 \pm 0,1) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ sowie für das Abkühlen einen Temperaturkoeffizienten von $(7,2 \pm 0,1) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$. Teilweise erhält man bei der Messung im Labor also einen Temperaturkoeffizienten, der von dem in Unterkapitel 1.1.5 verwendeten um mehr als eine Größenordnung abweicht. Um dies genauer zu untersuchen, wurden während der letzten beiden Messungen die Spannungen der Korrektorelektroden gegeneinander, sowie die Spannung der Ringelektrode und der in der STAREP zentralen Referenz gemessen. In der in Abbildung 26 gezeigten Referenzspannung beobachtet man dabei große relative Schwankungen, im Vergleich mit den Messungen der Kanäle sogar die größten relativen Schwankungen. Da die Referenz den zentralen Bestandteil der STAREP darstellt und alle Kanäle an die Referenz angeschlossen sind, sind die Schwankungen der Korrektorelektroden sowie der Ringelektrode nicht

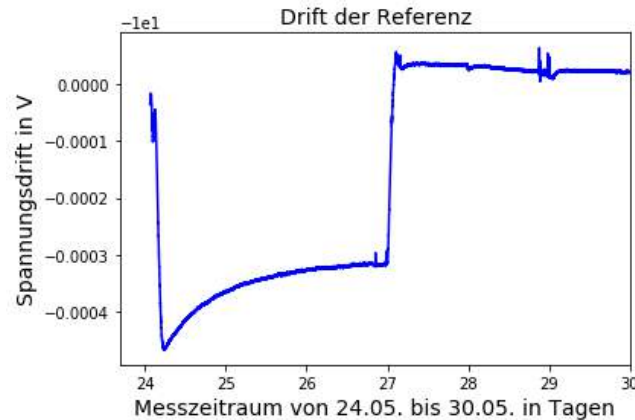


Abbildung 26: Spannungsdrift der Referenz mit -10 V offset. Am 24.05. fand der Heizvorgang aus Abbildung 25(a) statt, am 27.05. die Abkühlung aus Abbildung 25(b), zwischen diesen beiden Vorgängen wurde die Temperatur der STAREP als konstant angezeigt.

von der Referenz unabhängig. Während des Aufheizens der Referenz sinkt die Spannung der Referenz von -10,00005 V um 0,4 mV, sodass sich alleine für die Referenz in diesem Beispiel schon ein Temperaturkoeffizient von $(4,1 \pm 0,2) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ ergibt. Während des Abkühlens steigt die Spannung von -10,00032 V auf -9,99996 V, womit man analog einen Temperaturkoeffizienten von $(4,2 \pm 0,2) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ erhält. Bemerkenswert ist an dieser Stelle noch die starke Veränderung zwischen 25. und 27. Mai, die relative Stabilität beträgt über den gesamten Zeitraum mehr als 10 ppm, womit sie einen Faktor 500 größer als der erwartete Wert über 10 Minuten aus [11] ist. Die schlechte Stabilität dürfte aus der un-

gewöhnlich hohen Temperatur folgen, welche wiederum Ausdampfprozesse befördert [20] und damit Einfluss auf die p-n-Übergänge der Referenz und nach der Mathiessen'schen Regel durch Einfluss auf Störstellen auch Veränderungen von Widerstandswerten zur Folge hätte [20]. Dies betrifft sowohl die Referenz und Kanäle, als auch den Sensor,

Temperatur	Temperaturkoeffizient der STAREP
$(34 \pm 0,5)^\circ\text{C}$	$(3,4 \pm 0,2) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$
$(37 \pm 0,5)^\circ\text{C}$	$(2,6 \pm 0,2) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$
$35,25^\circ\text{C}$ bis 45°C	$(7,0 \pm 0,1) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ hiervon Referenz: $(4,1 \pm 0,1) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$
45°C bis $36,5^\circ\text{C}$	$(7,2 \pm 0,1) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ hiervon Referenz: $(4,2 \pm 0,1) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$

Tabelle 1: Überblick über die im letzten Kapitel bestimmten Temperaturkoeffizienten

womit die gemessene Drift auch systematisch verfälscht sein könnte. Die ersten beiden Temperaturkoeffizienten wurden aufgrund der vergleichsweise geringen Temperaturänderung und der Verzögerung der Temperaturänderung des Systems nur mit einer Temperatur und dem Fehler des Sensors [34] angegeben. Die beiden Messungen über größere Temperaturbereiche wurden hingegen mit dem durchlaufenen Temperaturbereich angegeben. Die Werte aus Tabelle 1 zeigen dabei einen Verlauf mit Minimum im Bereich von $(37 \pm 2)^\circ\text{C}$. Aufgrund der schon erwähnten unterschiedlichen Temperaturverhalten verschiedener Kanäle [11] könnte dieser jedoch auch eine kompliziertere Abhängigkeit mit weiteren Minima besitzen, welche aufgrund der geringen Anzahl an Messpunkten nicht erkannt werden. Hinzu kommt als mögliche systematische Fehlerquelle der Temperatursensor, wobei hierfür in [34] als Bereich maximaler Genauigkeit von $0,15 \text{ mK } 0^\circ\text{C}$ bis 65°C angegeben wird, womit Messungen bei 45°C kein Problem darstellen sollten. Ein wichtiges Ergebnis dieses Kapitels ist, dass die aktuell verwendete Referenz - zumindest bei hohen Temperaturen - einen großen Temperaturkoeffizienten und eine schlechte relative Stabilität aufweist. Die schlechte relative Stabilität geht ebenfalls in die Temperaturdrift von Spannung und Axialfrequenz und damit den Temperaturkoeffizienten ein, was die plötzliche Vergrößerung des Temperaturkoeffizienten für höhere Temperaturen erklären kann. So ist der Temperaturkoeffizient in Tabelle 1 beim Abkühlen - die STAREP ist länger bei höherer Temperatur - größer als beim Aufheizen.

Durch die Abweichung des Temperaturkoeffizienten von dem in Unterkapitel 1.1.5 angenommenen Wert steigt der Anspruch an die Regelung grob um einen Faktor von 10. Zur Gewährleistung der relativen Stabilität der STAREP ist somit eine Stabilität von 5 mK , für die Ansprüche des Experiments eine Stabilität von 75 mK erforderlich. Ein weiterer Lösungsansatz an dieser Stelle neben einer Regelung - an welche strenge Anforderungen gestellt werden - ist eine Verbesserung der Referenz der STAREP. Zwar besitzen nach [11] auch die Kanäle Temperaturkoeffizienten, welche sich zusätzlich je nach Kanal unterscheiden [11], jedoch macht die Referenz einen Großteil des Frequenzanstiegs aus. Für die Messungen der Kanäle wurden jeweils zwei Korrekturolektroden gegeneinander gemessen. Zu beachten ist allerdings, dass alle Kanäle ihre Referenzspannung aus der Referenz beziehen, womit die Drift der Kanäle - aufgrund der unterschiedlichen Temperaturverhalten derselbigen - auch stark von der Stabilität der Referenz abhängt. Eine instabile Referenz kann also auch zu einer Drift der Kanäle gegeneinander führen, da

die Kanäle nicht identisch sind und daher unterschiedlich reagieren können. Es zeigt sich beim Nachbarexperiment PENTATRAP, dass mit einer neueren und überarbeiteten Version der Referenz ein wesentlich geringerer Temperaturkoeffizient von $(1,38 \pm 0,14) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ für 'Falle 2' beziehungsweise $(2,43 \pm 0,14) \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ für 'Falle 3' durch Axialfrequenzmessung erreicht werden kann. Die Referenz macht davon nur noch circa $0,01 \frac{\text{ppm}}{\text{K}}$ aus [35]. Der geringere Temperaturkoeffizient ist auch zusammen mit einer Temperaturstabilisierung von großem Nutzen, da in Kombination die temperaturunabhängige relative Stabilität der STAREP von $2 \cdot 10^{-8}$ [11] vollständig ausgenutzt werden kann.

2.3. Verbesserung der Regelung

Nachdem die Implementierung und Anforderungen an die Regelung aus den letzten Unterkapiteln bekannt sind, sollen im folgenden Abschnitt kurz die zu verbessernden Aspekte angesprochen und Optimierungen durchgeführt werden. Außerdem soll für die Regelung untersucht werden, ob sie die gestellten Kriterien erfüllt.

2.3.1. Thermische Charakteristik der Regelung

Zuerst soll für die Regelung untersucht werden, ob die thermische Charakteristik der Regelung die Anforderungen der Stabilität aus 2.2.4 über den Messzeitraum erfüllt. Dazu soll hier die Allan-Standardabweichung als Maß für Frequenzstabilität oder in diesem Falle als Maß für die Stabilität über einen Zeitraum τ , beschrieben in [36], betrachtet

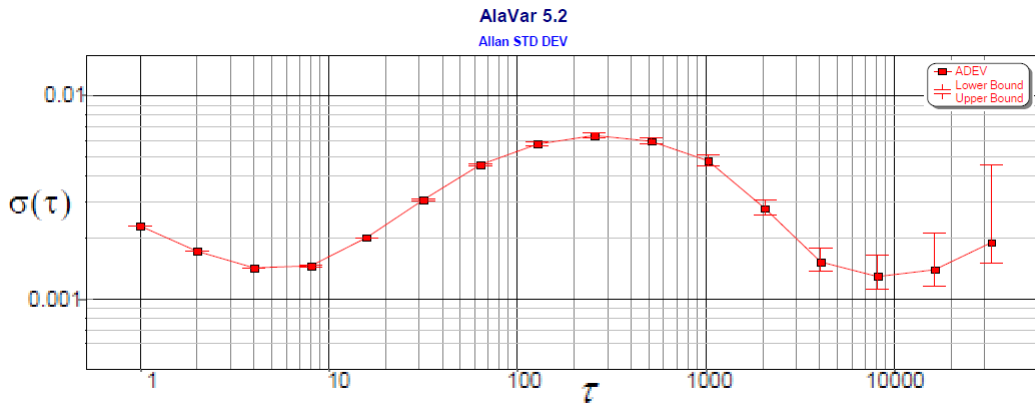


Abbildung 27: Allan-Standardabweichung des Temperatursensors, welcher die Eingangsgröße des Regelsystems misst, mit 1σ Konfidenzbereich, erzeugt mit Alavar 5.2. Messung bei 37°C über einen Zeitraum von 36 Stunden stabiler Temperatur. τ in Sekunden, $\sigma(\tau)$ in Kelvin.

werden. Typischerweise beobachtet man hier eine Verbesserung der Genauigkeit des Rauschens durch Mittelung, bis ab einem gewissen Punkt Langzeiteffekte überwiegen. Man beobachtet in der Regelung jedoch eine maximale Instabilität von $(6,3 \pm 0,2)$ mK bei einem τ von 256 s, bei längeren Zeiten ermöglicht die Regelung eine genauere Einstellung, bei kürzeren Zeiten gleicht die thermische Masse die Fluktuationen aus. Der Verlauf der Allan-Standardabweichung weicht von einem typischen Verlauf ab, die Mittelung der Fluktuationen setzt erst bei zu kurzen Zeiten ein - beziehungsweise der Regler kann Fluktuationen in einem Zeitfenster von 30 s bis 2000 s nicht optimal kontrollieren.

Hierdurch erhält man den ungewöhnlichen Verlauf mit zwei Minima beziehungsweise eine Instabilität zusätzlich zum typischen Verlauf. Dennoch erreicht man in einer Zeitspanne $\tau = 1024$ s - etwas mehr als 15 Minuten - nach Abbildung 27 eine Stabilität von $(4,8 \pm 0,3)$ mK. Da der Sensor auch eine Temperaturdrift aufweisen könnte, welche wiederum die Regelung maßgeblich beeinflussen würde, wird zur Kontrolle in Abbildung 28 noch ein zweiter Sensor, welcher frei im isolierten Gehäuse der STAREP in der Luft hängt, ausgewertet. Dieser besitzt ebenfalls für $\tau = 256$ s eine maximale

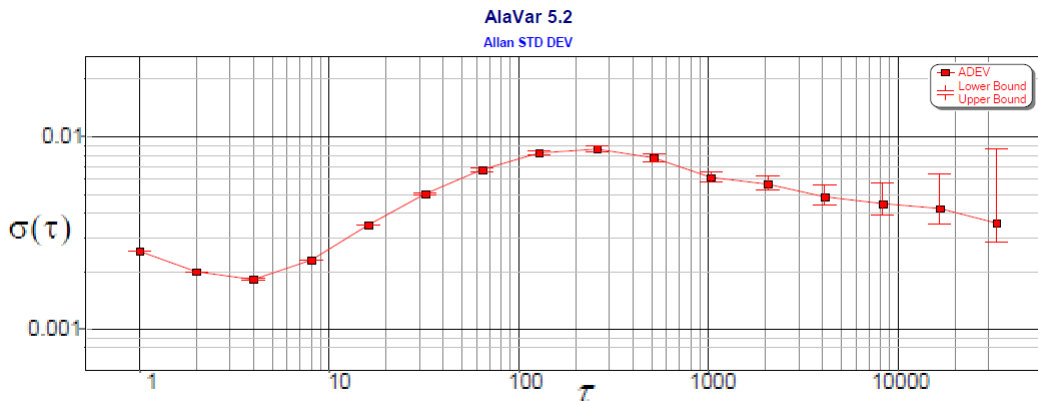


Abbildung 28: Allan-Standardabweichung des Kontrollensors, τ und $\sigma(\tau)$ wie oben.

Instabilität, welche mit $(8,2 \pm 0,2)$ mK leicht größer als die des Regelsensors ist. Für ein τ von 1024 s liegt dieser mit einer Instabilität von $(6,2 \pm 0,3)$ mK allerdings wieder näher am Regelsensor und weiß auch über längere Zeiträume die geforderte Stabilität auf. Über alle beobachteten Zeiträume weisen die Sensoren einen ähnlichen Verlauf auf, womit auch die Lufttemperatur in der STAREP eine ähnlich gute Stabilität aufweist.

2.3.2. Beschleunigung der Regelung

Als Nächstes ist die Geschwindigkeit der Regelung von großer Bedeutung, um einen schnellen Messbeginn nach Füllen der Kryostate oder sonstigen Tätigkeiten im Ver-

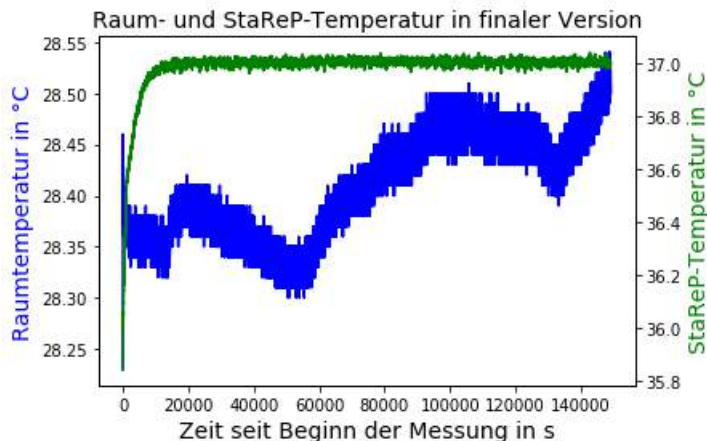


Abbildung 29: Sprungantwort und Raumtemperatur in finaler Einstellung, eine stabile Temperatur bei Sprung um circa einen Kelvin ist dabei in knapp über zwei Stunden realisierbar.

suchsraum zu ermöglichen und die Zugänglichkeit des Raums zu verbessern. Hierfür wurden zum Einen die Regelparameter optimiert aber auch andere Heizer - $15\ \Omega$, jeweils zwei parallelgeschaltet an selber Position als die vorherigen $10\ \Omega$ Heizer - eingebaut. Begrenzungen des Netzteils sind in diesem Aufbau $30\ \text{V}$ und $2\ \text{A}$, somit steht mit einer Leistung von ungefähr $60\ \text{W}$ das Zweieinhalbfache der Leistung im Vergleich zu den vier vorherig in Reihe geschalteten $10\ \Omega$ Heizern zur Verfügung. Das Mehr an Leistung zeigt sich deutlich im Temperaturanstieg, eine Erhöhung von $1\ \text{K}$ ist nun ohne große Hürden in 20 Minuten zu erreichen, ebenfalls sind höhere Temperaturen wie die in Abbildung 25(a) gezeigten 45°C kein Problem. Ratsam sind diese Temperaturen allerdings nur bedingt, da die STAREP - speziell die Referenz wie in Abbildung 26 zu sehen - bei einer solch hohen Temperatur eine starke Spannungsdrift aufweist. In Abbildung 29 ist die letzte verwendete Einstellung zu sehen. Zur Beschleunigung der Regelung wurden hierfür im Reglerprogramm ähnlich zu einem Mehrpunktregler unterschiedliche Temperaturbereiche - je nach Abweichung vom Sollwert - vorgegeben. Diese sorgen dafür, dass die Parameter des PI-Reglers automatisch verändert werden und bei größerer Abweichung vom Sollwert die Regelung stärker reagiert (siehe Unterabschnitt 5.3).

2.3.3. Finale Implementierung

Zusätzlich zu den oben angesprochenen Verbesserungen der Regelung wurde das System aus seinem provisorischen Status auf eine Platine übertragen (siehe Kapitel 5.4), an welcher bis zu vier Sensoren durch Software-SPI angesteuert werden können. Außerdem ist die D-Sub-Schnittstelle zur Steuerung der Spannungsquelle nun ebenfalls auf der Platine angebracht und nicht mehr provisorisch mit Jumper-Kabeln verbunden. Weiterhin hinzugefügt wurde eine Schnittstelle für ein LCD-Display, welches durch I^2C angesteuert und die relevanten Größen wie Temperatur und Sollwert anzeigen kann. Zuletzt wurde



(a) Offene Regelbox mit Platine und zwei an- (b) Regelbox mit Steuerdisplay, Versorgung geschlossenen *BMP388*'s. weiterhin über USB.

Abbildung 30: Regelbox mit zwei von vier möglichen Sensoren sowie Kippschalter zur Einstellung des Sollwerts und Display zur Kontrolle der Temperatur und PID-Parameter.

ein Kippschalter eingebaut, welcher den Sollwert manuell direkt an der Steuerbox durch Betätigen steuerbar macht.

2.3.4. Stabilitätsprüfung

In diesem Abschnitt soll die Stabilität der Regelung betrachtet werden. Empirische Beobachtungen etlicher Tests, wie zuletzt in Abbildung 29 widersprechen der Stabilität bisher nicht. Zur Prüfung der Stabilität wurde das Ausgangssignal an die Heizer mit einem zusätzlichen Störsignal - einer Sinusschwingung - versehen und anhand einiger Frequenzen das Verhalten im 'Problembereich' von Periodendauern mehrerer hundert Sekunden (vgl. Abbildung 27) untersucht. Ziel ist hierbei zu überprüfen, bei welchen Frequenzen die Mittelung der thermischen Masse ein- und der Einfluss der Regelung aussetzt. Im Idealfall möchte man für eine Störung des Eingangs keine Veränderung

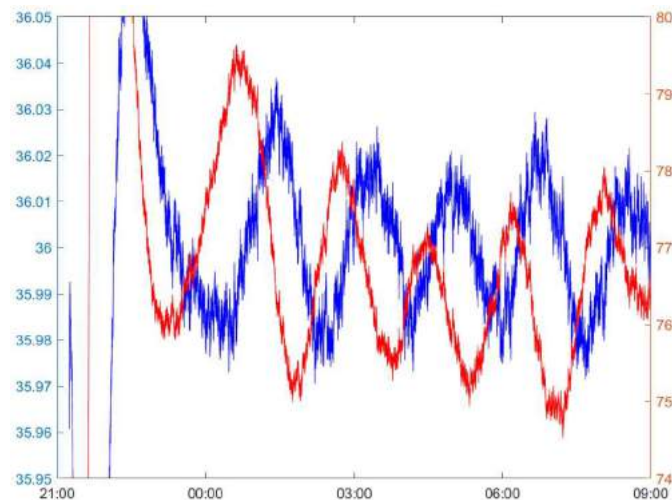
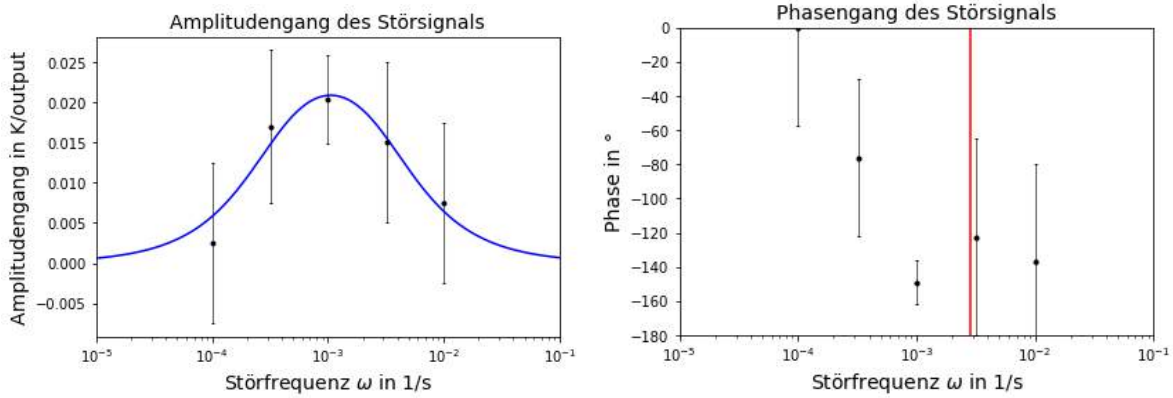


Abbildung 31: Beispielmessung: In rot das Ausgangssignal der Regelung, welche die Störung auszugleichen versucht, in blau die Temperaturreaktion der STAREP auf die Störung.

der Temperatur beobachten. Dies bedeutet, dass die Regelung schnell genug reagiert oder das Signal zu hochfrequent ist, sodass die Änderungen keinen signifikanten Einfluss auf die Temperatur der STAREP haben. Wie in Abbildung 27 jedoch zu sehen ist, existiert ein Zeitbereich, in welchem Störungen größeren Einfluss besitzen, dieser soll nun auf Stabilität untersucht werden. Hierzu wurden fünf Messungen mit verschiedenen Störfrequenzen durchgeführt, eine ist in obiger Abbildung 31 zu sehen. Die thermische Masse verhält sich wie ein Tiefpass [20], Änderungen über große Zeit lässt sie ungehindert auf das System wirken, wohingegen sie auf kurze, schnelle Temperaturänderungen mittelnd wirkt. Die Regelung hingegen verhält sich wie ein Hochpass, auf hochfrequente Signale reagiert sie zu langsam oder gar nicht, womit diese ungehindert passieren können, andererseits kann sie Störungen auf größeren Zeitskalen ausgleichen. Die Grenzfrequenz des Hochpasses dient der Abschätzung der Frequenz, bei welcher die Verstärkung eins beträgt, da sie eine maßgebliche Größe dafür ist, ab welcher Frequenz die Regelung keinen Einfluss mehr auf das System hat - ein pragmatisches Analogon zur Bedingung der



(a) Amplitudengang des Störsignals, aufgetragen ist die Temperaturamplitude gegen die 'Regleramplitude'
 (b) Phasengang des Störsignals, wiederum Phasendifferenz zwischen Regler- und Temperatursignal (siehe Abbildung 31)

Abbildung 32: Links der Amplitudengang mit Fit einer kombinierten Hoch- und Tiefpassfunktion, rechts der Phasengang mit eingezeichneter Grenzfrequenz (rot) des Hochpasses.

Verstärkung < 1 . In Anbetracht des vereinfachten Nyquist-Kriteriums sieht man in obiger Funktion eine geradzahlige Anzahl von Schnittpunkten mit der -180° -Linie - nämlich im betrachteten Bereich bis zur Grenzfrequenz keine - und erhält für die Phasenreserve im Bereich der Grenzfrequenz des Hochpasses durch Ablesen $(30 \pm 20)^\circ$, womit die Regelung stabil wäre. Der Verlauf des Phasengangs lässt sich mit dem Modell aus Abbildung 7 in den Grundlagen erklären, in welchem die Regelstrecke als Kombination aus Totzeitglied und Verzögerungsglied erster Ordnung beschrieben wurde. Durch dieses Modell erhält der Phasengang durch die Totzeit zusätzlich die Phase

$$\varphi_{Totzeit} = \omega \cdot T_t \quad (18)$$

sowie den Phasengang des Verzögerungsgliedes (siehe hierfür [28], S. 152f.). Hierdurch erwartet man einen Abfall des Phasengangs des PI-Reglers aus Abbildung 8(b), wie in Abbildung 32(b) gezeigt, bei höheren Frequenzen durch Phase der Totzeit und des Verzögerungsgliedes. Die Untersuchung ist jedoch nur begrenzt aussagekräftig, da die Bedingungen an die Polstellen des vereinfachten Nyquistkriteriums nicht untersucht wurden, außerdem wurde nur ein kleiner Frequenzbereich anhand weniger Punkte betrachtet. Dies führt zusätzlich zu der großen Unsicherheit der Daten durch Rauschen und Umgebungseinflüsse zu einer begrenzten Aussagekraft des überprüften Amplituden- und Phasendiagramms. Der Nutzen beschränkt sich damit auf die Erkenntnis, dass sich die Phasenverschiebung im betrachteten Frequenzbereich wie nach dem vereinfachten Modell erwartet verhalten und im 'Problembereich' in den bisherigen Daten keine Überschreitung der -180° gefunden wurde. Damit ist in allen bisherigen Messungen noch keine Mitkopplung beobachtet wurde, jedoch auch nicht gezeigt, dass die Regelung in allen Situationen stabil ist.

3. Fazit

Die schon während des Einstellens der Regelparameter erfolgten Messungen zeigen eine Verbesserung der Stabilität der Axialfrequenz, jedoch sind noch weitere Aspekte zu beachten. So wurden als mögliche Probleme das Aufheizen einzelner STAREP-Elemente während Transportprozessen zwischen Präzisions- und Analysefalle sowie Störungen des Ions in der Präzisionsfalle durch weitere Ionen vorgestellt, welche von der Regelung losgelöst zu beachten und verhindern sind. Das Problem des Transportprozesses wurde in der Zwischenzeit schon durch eine Möglichkeit der Abkopplung der STAREP während des Transportierens durch Umschalten gelöst. Für die Regelung ist noch die gewählte Temperatur zu beachten, da diese oberhalb der durch die Eigenheizleistung bedingte erhöhte STAREP-Temperatur - Faustregel: 6 - 7 Kelvin über Raumtemperatur -, gleichzeitig jedoch unterhalb einer Temperatur, bei welcher sich die Stabilität der Referenz verschlechtert, liegen sollte, um eine Stabilisierung der Axialfrequenz zu erreichen. Die Temperatur, bei welcher sich im Rahmen dieser Arbeit die Stabilität merklich verschlechtert hat, liegt in einem Bereich von 40°C bis 45°C und sollte damit normalerweise auch im Sommer unproblematisch sein, aktuell herrschen im Labor ungefähr 28°C bei einer Außentemperatur von mehr als 35°C. Langfristig ist aufgrund der deutlich besseren Daten der neueren Referenz ein Wechsel auf diese wünschenswert, jedoch nicht unbedingt erforderlich, da nach obigen Abschätzungen die temperaturunabhängige Spannungsdrift in diesem Regime einen Großteil der Limitierung der Genauigkeit darstellt. Die Regelung selbst bietet in allen Zeiträumen eine bessere Stabilität als 10 mK, speziell im Bereich von 15 Minuten und darüber liegt diese für den Regelsensor knapp unter 5 mK, womit die Temperaturschwankungen jetzt nur noch eine ähnlich große Störung wie die relative, temperaturunabhängige Stabilität der STAREP darstellen. Abschließend bleibt zur Stabilität zu sagen, dass bisher empirisch keine Instabilität gefunden wurde, die Stabilität aber auch noch nicht bestätigt werden konnte. In meinen Augen ist dies nur sehr begrenzt problematisch zu sehen, da die Regelung in verschiedenen Ausführungen schon etliche Wochen lief, in welchen auch unerwartete Effekte auftraten, diese wurden jedoch allesamt nicht von der Regelung verursacht. Kritischer wäre hier in meinen Augen der Ausfall der Sensoren zu sehen. Sollten beide zum Beispiel einfrieren - ein zugegebenermaßen sehr unplausibles Szenario, zumal sie bei Fehlfunktion im Normalfall 0°C anzeigen -, käme es zu einem unkontrollierten Heizen. Um auch dies zu vermeiden kann die Temperaturstabilisierung wie bisher von einem Computer ausgelesen und überwacht werden.

4. Literaturverzeichnis

- [1] D. J. Wineland and H. G. Dehmelt, “Principles of the stored ion calorimeter”, *Journal of Applied Physics*, vol. 46, pp. 919–930, 1975.
- [2] H. Dehmelt, “Continuous Stern-Gerlach effect: Principle and idealized apparatus”, *Proc Natl Acad Sci U S A.*, 1986.
- [3] L. S. Brown and G. Gabrielse, “Precision spectroscopy of a charged particle in an imperfect Penning trap”, *Phys. Rev. A*, vol. 25, pp. 2423–2425, 1982.
- [4] G. Gabrielse, L. Haarsma, and S. Rolston, “Open-endcap Penning traps for high precision experiments”, *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, vol. 88, no. 2, pp. 319 – 332, 1989.
- [5] B. Odom, D. Hanneke, B. D’Urso, and G. Gabrielse, “New measurement of the electron magnetic moment using a one-electron quantum cyclotron”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 030801, 2006.
- [6] F. Köhler, S. Sturm, A. Kracke, G. Werth, W. Quint, and K. Blaum, “The electron mass from g-factor measurements on hydrogen-like carbon $^{12}\text{C}^{5+}$ ”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 48, no. 14, p. 144032, 2015.
- [7] S. Sturm, A. Wagner, M. Kretzschmar, W. Quint, G. Werth, and K. Blaum, “g-factor measurement of hydrogenlike $^{28}\text{Si}^{13+}$ as a challenge to QED calculations”, *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 030501, 2013.
- [8] V. Shabaev, D. Glazov, N. Oreshkina, A. Volotka, G. Plunien, H.-J. Kluge, and W. Quint, “g-factor of heavy ions: a new access to the fine structure constant”, *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 25, p. 253002, 2006.
- [9] S. Sturm, I. Arapoglou, A. Egl, M. Höcker, S. Kraemer, T. Sailer, B. Tu, A. Weigel, R. Wolf, J. C. López-Urrutia, and K. Blaum, “The ALPHATRAP experiment”, *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 227, no. 13, pp. 1425–1491, 2019.
- [10] J. C. López-Urrutia, J. Braun, G. Brenner, H. Bruhns, C. Dimopoulou, I. Draganić, D. Fischer, A. G. Martínez, A. Lapierre, V. Mironov, *et al.*, “Progress at the Heidelberg EBIT”, in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2, p. 42, IOP Publishing, 2004.
- [11] C. Böhm, *High-precision mass measurements of neutron-deficient Tl isotopes at ISOLTRAP and the development of an ultra-stable voltage source for the PENTATRAP experiment*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2015.
- [12] K. Pachucki, A. Czarnecki, U. D. Jentschura, and V. A. Yerokhin, “Complete two-loop correction to the bound-electron g factor”, *Phys. Rev. A*, vol. 72, p. 022108, 2005.

- [13] T. Beier, I. Lindgren, H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, H. Häffner, and N. Hermanspahn, “ g_j factor of an electron bound in a hydrogenlike ion”, *Phys. Rev. A*, vol. 62, p. 032510, 2000.
- [14] H. Häffner, T. Beier, S. Djekić, N. Hermanspahn, H.-J. Kluge, W. Quint, S. Stahl, J. Verdú, T. Valenzuela, and G. Werth, “Double Penning trap technique for precise g -factor determinations in highly charged ions”, *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, vol. 22, no. 2, pp. 163–182, 2003.
- [15] S. Sturm, *The g -factor of the electron bound in $^{28}\text{Si}^{13+}$: The most stringent test of bound-state quantumelectrodynamics*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011.
- [16] B. Schabinger, *Ein Experiment zur Bestimmung des g -Faktors des gebundenen Elektrons in wasserstoff- und lithiumähnlichen mittelschweren Ionen*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011.
- [17] P. Micke, S. Kühn, L. Buchauer, J. R. Harries, T. M. Bücking, K. Blaum, A. Cieľuch, A. Egl, D. Hollain, S. Kraemer, T. Pfeifer, P. O. Schmidt, R. X. Schüssler, C. Schweiger, T. Stöhlker, S. Sturm, R. N. Wolf, S. Bernitt, and J. R. Crespo López-Urrutia, “The Heidelberg compact electron beam ion traps”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 89, no. 6, p. 063109, 2018.
- [18] T. Sailer, “A Laser Ion Source for the Alphatrap Experiment”, Master’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2017.
- [19] D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, W. M. Itano, and D. J. Wineland, “Sympathetic cooling of trapped ions: A laser-cooled two-species nonneutral ion plasma”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 70–73, 1986.
- [20] Dr. Sven Sturm. private communication, 2019.
- [21] T. Sailer, “Aufbau einer Präzisionsspannungsquelle für das ALPHATRAP- Experiment”, Bachelor’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2015.
- [22] F. Heiße, F. Köhler-Langes, S. Rau, J. Hou, S. Junck, A. Kracke, A. Mooser, W. Quint, S. Ulmer, G. Werth, K. Blaum, and S. Sturm, “High-Precision Measurement of the Proton’s Atomic Mass”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 033001, 2017.
- [23] G. Gabrielse and F. C. Mackintosh, “CYLINDRICAL PENNING TRAPS WITH ORTHOGONALIZED ANHARMONICITY COMPENSATION”, *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, 1984.
- [24] L. S. Brown and G. Gabrielse, “Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 58, pp. 233–311, 1986.

- [25] E. A. Cornell, R. M. Weisskoff, K. R. Boyce, and D. E. Pritchard, “Mode coupling in a Penning trap: π pulses and a classical avoided crossing”, *Physical Review A*, 1990.
- [26] N. Hermanspahn, H. Häffner, H.-J. Kluge, W. Quint, S. Stahl, J. Verdú, and G. Werth, “Observation of the Continuous Stern-Gerlach Effect on an Electron Bound in an Atomic Ion”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 427–430, 2000.
- [27] S. Sturm, A. Wagner, B. Schabinger, and K. Blaum, “Phase-Sensitive Cyclotron Frequency Measurements at Ultralow Energies”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 143003, 2011.
- [28] S. Zacher and M. Reuter, *Regelungstechnik für Ingenieure*. SpringerLink : Bücher, Wiesbaden: Springer Vieweg, 15. Aufl. 2017 ed., 2017.
- [29] “Labornetzgerät EA-PS 3065-05 0...65V / 0...5A”. <https://elektroautomatik.com/media/pdf/55/29/25/35320175.pdf>.
- [30] B. Beauregard, “Improving the beginners pid introduction - PID-documentation”. <http://brettbeauregard.com/blog/2011/04/improving-the-beginners-pid-introduction>.
- [31] B. Beauregard, “Introducing Proportional On Measurement - PID-documentation”. <http://brettbeauregard.com/blog/2017/06/introducing-proportional-on-measurement>.
- [32] “Arduino Nano Datasheet”. <http://www.farnell.com/datasheets/1682238.pdf>.
- [33] “Arduino PWM Guide”. <https://www.arduino.cc/en/Tutorial/PWM>.
- [34] “BMP 388 Digital pressure sensor”. https://aebst.resource.bosch.com/media/_tech/media/datasheets/BST-BMP388-DS001.pdf.
- [35] K. Kromer, “Environmentally-induced systematic effects at the high-precision mass spectrometer PENTATRAP”, Master’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2019.
- [36] D. W. Allan, “Statistics of atomic frequency standards”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 221–230, 1966.
- [37] “Restricted data sheet BMP180 Digital pressure sensor”. https://aebst.resource.bosch.com/media/_tech/media/datasheets/BST-BMP180-DS000.pdf.
- [38] “Data sheet BMP280 Digital Pressure Sensor”. https://aebst.resource.bosch.com/media/_tech/media/datasheets/BST-BMP280-DS001.pdf.
- [39] “Data Sheet ADT7310”. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets//ADT7310.pdf>.

- [40] B. Beauregard, “Arduino-PID-Library”. <https://github.com/br3ttb/Arduino-PID-Library>.

Teil III.

Dokumentation

5. Appendix

Die folgenden Bibliotheken und der Code sind für einen *Arduino Nano* mit Mikrocontroller ATmega328P - die Feinheit *P* ist wichtig für die Programmversion von *Arduino* - ausgelegt, dieser wird über USB mit 5 V versorgt, die Kommunikation erfolgt über ebenfalls via virtuellem COM-Port über USB. Wichtiger Hintergrund ist an dieser Stelle noch der Fakt, dass der *Arduino* zwar einen analogen Input, jedoch keinen analogen Ausgang besitzt. Dieser wird durch PWM - pulse width modulation - simuliert [32, 33], PWM basiert darauf, über einen gewissen Zeitraum (PWM-Frequenz circa 500 Hz [33]) der Periodendauer die maximale Spannung 5 V, über den anderen Teil der Periodendauer dann 0V auszugeben, sodass man im zeitlichen Mittel auch an einem digitalen Ausgang die gewünschte Spannung erhält. Über einen ebensolchen Ausgang wird dann vom *Arduino Nano* das Steuersignal auf den Steuereingang der Spannungsquelle gegeben, der Steuerbereich von 0-10 V korreliert mit einer Ausgangsspannung der Spannungsquelle von 0-65 V, sodass mit den maximalen 5 V des *Arduino* nur der Bereich von 0-32,5 V abgedeckt werden kann. Zuletzt wird noch über einen digitalen Ausgang der Steuereingang des Stroms der Spannungsquelle konstant auf 5 V - also auf halber Stromstärke - gehalten. Damit wird das Netzteil im Konstant-Spannungsmodus betrieben, zur Änderung der Heizleistung wird lediglich die gewünschte Spannung verändert, wodurch sich natürlich die vom Netzteil ausgegebene Stromstärke ebenfalls ändert.

5.1. Grundlegendes zur Steuerung

Wie schon kurz erwähnt, erfolgt die Kommunikation mit dem *Arduino Nano* über einen virtuellen COM-Port, die Kommunikation des *Arduino* mit den jeweiligen Sensoren erfolgt im Falle von nur einem verwendeten Sensor - zum Beispiel zu Beginn (2.1) - sowie von zwei verschiedenen Sensoren in der ersten STAR_{EP}-Implementierung (2.2) im Rahmen dieser Bachelorarbeit über *P²C*. Der *Arduino* hat in diesen Fällen keine Probleme, die Adressen der Sensoren und damit die Kommunikation eindeutig zuzuordnen, dies wäre auch noch für zwei gleiche Sensoren möglich, da jeder hier verwendete Sensor eine Ersatzadresse besitzt, wird jedoch nicht verwendet. Im Falle von zwei gleichen Sensoren - wie in hier nicht erwähnten initialen Tests oder im weiteren Verlauf mit verbesserten Sensoren - wird auf das *SPI* zurückgegriffen, die separate Verkabelung des *CS*-Pins (Chip-Select) der Sensoren ermöglicht dann weniger störanfällige Kommunikation zum Ansteuern und Auslesen eines bestimmten Sensors. Zuletzt ist noch anzuführen, dass aufgrund des vorgetäuschten digitalen Ausgangs die Möglichkeit besteht, dass das Netzteil die Schwankungen der PWM ungefiltert an die Heizer weitergibt, in diesem Falle

wäre auf die thermische Mittelung des Systems zu vertrauen (Anmerkung: Im verwendeten Netzteil sollten hohe Frequenzen durch Verstärker mit Gegenkopplung unterdrückt sein [29]). Um dies auszuschließen wurde noch ein Tiefpass zwischen PWM-Pin und Steuereingang geschaltet, um solche Störungen und Fehlerquellen von vornherein ausschließen zu können.

5.1.1. Sensoren

Die folgenden Sensoren wurden in chronologischer Reihenfolge verwendet, da zu Beginn noch keine speziellen Temperatursensoren vorhanden waren, für eine entsprechende Genauigkeit der Regelung im Bereich von Millikelvin ist ein Sensor mit entsprechender Auflösung erforderlich.

Der **BMP180** ist der erste verwendete Sensor, jedoch auch der mit der geringsten Genauigkeit. Analog zum gleich noch vorgestellten *BMP280* ist er eigentlich ein Drucksensor, welcher gleichzeitig noch die Temperatur ausliest. Er wird mit 3,3 V betrieben und besitzt eine Auflösung von 0,1 K, der 3σ -Bereich der absoluten Genauigkeit beträgt nach [37] nur ± 2 K, die Langzeitstabilität liegt im selben Bereich.

Der **BMP280** ist der zweite verwendete Sensor, wie der *BMP180* ist er eigentlich ein Drucksensor, der parallel noch die Temperatur misst. Auch er wird bei 3,3 V betrieben, besitzt jedoch eine Auflösung von 0,01 K und eine typische absolute Genauigkeit - nach [38] - von ± 1 K. Hier liegt die Langzeitstabilität ebenfalls in diesem Bereich.

Der **ADT7310-TRZ** wurde nach den ersten Tests mit *BMP180* und *BMP280* bestellt, da dieser leicht präziser und ein reiner Temperatursensor ist. Sein Auflösung beträgt 16 bit, was 7,8 mK entspricht, die absolute Genauigkeit wird laut [39] auf $\pm 0,5$ K beziffert, diese Genauigkeit schließt die Drift des Sensors während seiner Lebenszeit laut Datenblatt ein. Aufgrund der *SPI*-ähnlichen, aber nicht identischen Ansteuerung der Bibliothek ist dieser Sensor schlecht mit anderen Sensoren kompatibel, sofern diese ebenfalls durch *SPI* angesteuert werden sollen. Die Ansteuerung eines weiteren Sensors via *I²C* ist hingegen unproblematisch.

Der **BMP388** ist der zuletzt verwendete Sensor, das Datenblatt [34] gibt eine Auflösung von 21 bit nach 32-fachem oversampling - die Sampling-Rate beträgt 200 Hz [34] - an, was wiederum einer Auflösung von 0,15 mK entspricht. Die typische absolute Genauigkeit wird ebenfalls mit $\pm 0,5$ K angegeben, was wiederum auch der Langzeitstabilität entspricht.

5.2. PID-Bibliothek

An dieser Stelle sollen große Teile des Codes der verwendeten PID-Bibliothek *<PID.v1>* gezeigt und aufbereitet werden, was in [Teil I](#) und [Teil II](#) ausgelassen wurde. Die Bibliothek ist bis auf ein paar kleine, erwähnte Änderungen [40] (selber Autor wie [30, 31]) entnommen. Abschließend wird das Augenmerk auf den Vergleich der Einstellungen *Proportional on Error* und *Proportional on Measurement* gelegt, welche beide in separaten

Paragraphen gegen Ende vorgestellt werden. Im kompletten Abschnitt ist bei außerhalb der Codefenster angegebenen Befehlen der Einfachheit halber die Initialisierung des PID-Reglers mit dem Namen *PID* gewählt, sodass alle Befehle die Instanz *PID* verwenden, der Name kann natürlich im oberen Programmabschnitt beliebig gewählt werden.

Definition des Konstruktors des PID-Reglers:

```
PID::PID(double* Input, double* Output, double* Setpoint,
         double Kp, double Ki, double Kd, int POn,
         int ControllerDirection)
{
    myOutput = Output;
    myInput = Input;
    mySetpoint = Setpoint;
    inAuto = false;

    PID::SetOutputLimits(0, 255);

    SampleTime = 100;

    PID::SetControllerDirection(ControllerDirection);
    PID::SetTunings(Kp, Ki, Kd, POn);

    lastTime = millis() - SampleTime;
}
```

Der Konstruktor ist überladen, unter *POn* muss nicht explizit *Proportional on Error* oder *Proportional on Measurement* ausgewählt werden, der Standard - sofern nicht definiert - ist *Proportional on Error*. Die hier gesetzten Ausgangsbeschränkungen entsprechen den Limits des PWM-Ausgangs eines *Arduino* und korrelieren grob mit 0 V - 5 V Ausgangsspannung. Da die Werte von Input, Output und Setpoint auch extern gesetzt werden können sollen - und typischerweise auch werden -, werden diese by reference übergeben, sodass auf diese Adresse kontinuierlich zurückgegriffen werden kann.

Definition der PID-Parameter

```
void PID::SetTunings(double Kp, double Ki, double Kd, int POn)
{
    if (Kp<0 || Ki<0 || Kd<0) return;

    pOn = POn;
    pOnE = POn == P_ON_E;

    dispKp = Kp; dispKi = Ki; dispKd = Kd;
```

```
double SampleTimeInSec = ((double)SampleTime)/1000;
kp = Kp;
ki = Ki * SampleTimeInSec;
kd = Kd / SampleTimeInSec;

if(controllerDirection ==REVERSE)
{
    kp = (0 - kp);
    ki = (0 - ki);
    kd = (0 - kd);
}
}
```

Die Funktion reagiert auf negative PID-Parameter mit Beibehalten der vorherigen Parameter, außerdem werden die Werte separat in ihren *dispKx*-Pendants geschrieben, welche dann für das Auslesen der Parameter ausgelesen werden können. Weiterhin wichtig ist der Unterschied zwischen den erwähnten K_I und K_D aus der Theorie (Gleichung (14)) und den in der Bibliothek zur Berechnung verwendeten, da diese in der Bibliothek zusätzlich von der *SampleTimeInSec* abhängen. So stehen die später verwendeten k_I und k_D zu den gesetzten K_I und K_D in folgenden Relationen:

$$k_i = K_I \cdot \text{SampleTimeInSec} \text{ und } k_d = \frac{K_D}{\text{SampleTimeInSec}}. \quad (19)$$

Die *SampleTimeInSec* wurde aus der *SampleTime* konvertiert, dies geschieht aufgrund der internen Zeitmessung in Millisekunden, was eine Konversion notwendig macht, anderweitig sind die zeitbehafteten Parameter plötzlich um Faktor 1000 zu groß oder zu klein. An dieser Stelle soll nicht weiter auf die *disp*-Funktionen sowie die *controllerDirection* eingegangen werden, da *disp* wie oben kurz erwähnt die Parameter ausgibt und die Richtung der Steuerung - welche normal und nicht invertiert (=REVERSE) ist - im Reglerprogramm nicht verwendet wird.

Definition der Zeitintervallgröße

```
void PID::SetSampleTime(int NewSampleTime)
{
    if (NewSampleTime > 0)
    {
        double ratio = (double)NewSampleTime
                      / (double)SampleTime;
        ki *= ratio;
        kd /= ratio;
        SampleTime = (unsigned long)NewSampleTime;
    }
}
```

Mit *SetSampleTime* kann das Zeitintervall der Berechnungen des PID-Controllers verändert werden, es wird gleichzeitig noch der interne k_I und k_D -Wert mitverändert, da dieser ja in seiner Diskretheit von Integral und Differential auch von der *SampleTime* abhängig ist. Die *SampleTime* ist nach Definition der *SampleTime* zu Beginn des Bibliothek-Codes als *SampleTime* = 100 wie gewöhnlich für *Arduino* in Millisekunden angegeben, nur für die Berechnung der internen Regelparameter k_I und k_D wird diese über bekannte *SampleTimeInSec* in Sekunden verwendet.

Definition der Grenzen des Ausgangssignals

```
void PID::SetOutputLimits(double Min, double Max)
{
    if (Min >= Max) return;
    outMin = Min;
    outMax = Max;

    if (inAuto)
    {
        if (*myOutput > outMax) *myOutput = outMax;
        else if (*myOutput < outMin) *myOutput = outMin;

        if (outputSum > outMax) outputSum = outMax;
        else if (outputSum < outMin) outputSum = outMin;
    }
}
```

Ebenso wie das Zeitintervall können auch die Grenzen des Ausgangssignals verändert werden, was gerade für die obere Grenze unter dem Sicherheitsaspekt auch sinnvoll sein kann, in der inneren Selektion wird aufgrund des kontinuierlichen Arbeitens im automatischen Modus auch der Wert an der Adresse des Ausgangs sowie die im Teil unter *PID.Compute* diskutierte *OutputSum* limitiert.

Definition des Modus

```
void PID::SetMode(int Mode)
{
    bool newAuto = (Mode == AUTOMATIC);
    if (newAuto && !inAuto)
    { /*we just went from manual to auto*/
        PID::Initialize();
    }
    inAuto = newAuto;
}
```

Im kontinuierlichen Betrieb wird diese Funktion nur zu Beginn im Setup aufgerufen, sie legt fest, ob die Regelung kontinuierlich (=AUTOMATIC) oder durch händisch eingestellte Werte (=MANUAL) läuft, im hier betrachteten Fall ist dies AUTOMATIC.

Initialisierung der Variablen

```
void PID::Initialize()
{
    OutputISum = 0;
    OutputPSum = 0;
    outputSum = *myOutput;
    lastInput = *myInput;
    if(outputSum > outMax) outputSum = outMax;
    else if(outputSum < outMin) outputSum = outMin;
}
```

Hier werden die in *PID.Compute* verwendeten Variablen mit Startwerten initialisiert, zusätzlich zur ursprünglichen Bibliothek werden noch die von mir definierten Variablen *OutputISum* und *OutputPSum* initialisiert. Diese können mittels *PID.GetOutputI* und *GetOutputP* jeweils den Anteil am Ausgangssignal des Integralreglers sowie den des Proportionalreglers in Einstellung *Proportional on Measurement* ausgeben, analog kann mit *PID.GetOutput* der reguläre proportionale Output ausgegeben werden. Mit Kenntnis dieser Funktionen ist man weit genug, den eigentlichen Regelalgorithmus zu verstehen, dessen zwei Einstellmöglichkeiten jetzt angesprochen werden.

Regelalgorithmus - *bool PID::Compute()*

Proportional on Error ist die Einstellung, die die Bibliothek wie einen gewöhnlichen PID-Regler funktionieren lässt. Der einzige Unterschied ist hierbei die diskrete Verarbeitung der Daten, das Integral ist - wie nicht anders zu erwarten - eine Summe:

```
outputSum += (ki * error);
```

Im automatischen Modus werden immer wenn *PID.Compute()* aufgerufen wird, folgende Werte berechnet oder ausgelesen:

```
double input = *myInput;
double error = *mySetpoint - input;
double dInput = (input - lastInput);
```

Die Berechnung des Integrals wurde oben schon aufgeführt, hinzu kommt noch der proportionale und differentielle Teil in der abschließenden Berechnung des Gesamtausgangssignals:

```
output = kp * error;
```

```
output += outputSum - kd * dInput;
```

Dabei wurden Feinheiten wie die oben schon gesehenen Limitierungen des Ausgangssignals sowie zusätzlich Zeitprozeduren übersprungen, sie sind im gesamten Code am Ende des Unterkapitels zu finden.

Proportional on Measurement verändert die Wirkungsweise des P -Anteils, sodass dieser einer Erhöhung des Ausgangssignals entgegenwirkt. Dies beruht auf dem Integral (Gleichung (17)) beziehungsweise der Summe über die aktuelle Änderung, mit dem negativen Proportionalbeiwert multipliziert:

```
/*Add Proportional on Measurement, if P_ON_M is specified*/
if(!pOnE) outputSum -= kp * dInput;

/*Add Proportional on Error, if P_ON_E is specified*/
double output;
if(pOnE) output = kp * error;
else output = 0;

/*Compute Rest of PID Output*/
output += outputSum - kd * dInput;
```

Das klassische Ausgangssignal des Proportionalreglers wird in Zeile sieben auf null gesetzt und spielt keine Rolle mehr. Unter Vernachlässigung des Differentialregler - also für $K_D = 0$ - gilt dann für die Änderung der *OutputSum* in einem Zeitschritt, dass

$$OutputSum_i - OutputSum_{i-1} = -k_P \cdot dInput + k_I \cdot error \quad (20)$$

$$= -K_P \cdot dInput + K_I \cdot SampleTime \cdot error. \quad (21)$$

Ist hier der erste Summand betragsmäßig größer - dies ist gleichbedeutend mit einer starken Temperatursteigerung nahe des Temperatursollwerts -, nimmt das Ausgangssignal im Vergleich zum Vorigen ab - natürlich nur, falls nicht die untere Grenze des Gesamtsignals unterschritten wird. Auf längere Sicht wird durch Summation über $-k_P \cdot dInput$ eine Art Proportionalregler etabliert, dieser reagiert jedoch umso stärker entgegenwirkend, je weiter oberhalb der ursprünglichen Temperatur $T(0)$ die aktuelle Temperatur liegt (vgl. ebenfalls (17)). An dieser Stelle die vollständige *PID.Compute()*-Funktion auf aktuellem Stand:

```
bool PID::Compute()
{
    if(!inAuto) return false;
    unsigned long now = millis();
    unsigned long timeChange = (now - lastTime);
    if(timeChange >= SampleTime)
    {
```

```

    /*Compute all the working error variables*/
    double input = *myInput;
    double error = *mySetpoint - input;
    double dInput = (input - lastInput);
    if(dInput > 5) dInput = 0; /* (1) */
    outputSum+= (ki * error);
    OutputISum += (ki * error); /* (2) */

    /*Add Proportional on Measurement, if P_ON_M is specified*/
    if(!pOnE) outputSum-= kp * dInput;
    OutputPSum -= kp * dInput; /* (3) */

    if(outputSum > outMax) outputSum= outMax;
    else if(outputSum < outMin) outputSum= outMin;

    /*Add Proportional on Error, if P_ON_E is specified*/
    double output;
    if(pOnE) output = kp * error;
    else output = kp * error; /* (4) */
    Output = output; /* (5) */

    /*Compute Rest of PID Output*/
    output += outputSum - kd * dInput;

    if(output > outMax) output = outMax;
    else if(output < outMin) output = outMin;
    *myOutput = output;

    /*Remember some variables for next time*/
    lastInput = input;
    lastTime = now;
    return true;
}
else return false;
}

```

Die mit Zahlen kommentierten Zeilen wurden von mir ergänzt oder verändert, (1) ist eine pragmatische Lösung für die erste Temperatur des *ADT7310*, welcher mit Temperatur 0°C initialisiert wird und somit einen großen Sprung verursacht. (2), (3) und (5) sind neu definierte Variablen zum Auslesen der einzelnen PID-Parameter-Werte. (4) stellt die Ergänzung eines 'echten' Proportionalanteils für *Proportional on Measurement* dar, dies wurde zwischenzeitlich benutzt, um diesen zu beschleunigen.

5.3. Reglerprogramm

Im folgenden Teil der Dokumentation soll kurz die Ansteuerung der Regler sowie letztendlich das aus Reglern und PID-Bibliothek resultierende Reglerprogramm vorgestellt werden.

5.3.1. Ansteuerung der Sensoren

Der BMP180 wird mit 3,3 V betrieben, und wird mit der Bibliothek `<BMP180MI.h>` angesprochen, sie ermöglicht über die Befehle `<Sensordef>.readTemperature()` sowie `<Sensordef>.getPressure()` das Auslesen von Temperatur und Druck, die Instanz des Sensors muss initial als `<Sensordef>` definiert werden. Initialisiert wird der `BMP180` durch:

```
#define I2C_ADDRESS 0x77 //Define BMP180 Address
BMP180I2C <Sensordef>(I2C_ADDRESS); //Initialize BMP180
```

sowie dann durch `<Sensordef>.begin()` im Setup.

Der BMP280 wird ebenfalls bei 3,3V mithilfe der Bibliothek `<Adafruit_BMP280.h>` sowie den daraus stammenden Befehlen `<Sensordef>.readTemperature()` und `<Sensordef>.readPressure()` für Temperatur und Druck ausgelesen, wobei `<Sensordef>` analog zum `BMP180` die Definition des Sensors ist. Die Initialisierung der Instanz erfolgt ganz analog durch `Adafruit_BMP280 <Sensordef>` für Ansteuerung via `I2C`, 'gestartet' wird der Sensor dann ebenfalls mit `<Sensordef>.begin()`.

Der ADT7310-TRZ wird mit der Bibliothek `<ADT7310.h>` angesteuert, der dort definierte Lesebefehl `<Sensordef>.read(0x02,16)`, welcher den Registerwert `<Ausgangsvariable>` ausgibt, berechnet mittels

```
<Ausgangsvariable> = <Sensordef>.read(0x02,16)
```

sowie dem Konvertierungsbefehl des aus Register 0x02 ausgelesenen Ausgangssignals `<Sensordef>.temperature(<Ausgangsvariable>,16)` die Temperatur. Die zweite Eingabe des jeweiligen Befehls ist die zu verwendende Bitanzahl, wobei 16 die höchste verwendbare Anzahl ist.

```
ADT7310 <Sensordef>(<CS-Pin>);
```

sowie

```
<Sensordef>.init();
<Sensordef>.reset();
<Sensordef>.setmode(ADT7310_16BIT);
```

initialisieren den `ADT7310` anschließend für das Auslesen von 16 bit.

Der BMP388 ist wiederum etwas leichter anzusteuern, mit der Bibliothek *'Adafruit_BMP3XX.h'* erhält man für ihn nach Initialisierung mit *Adafruit_BMP3XX <Sensordef>* sowie nach Wahl von 32-fachen oversampling für maximale Auflösung:

```
<Sensordef>.begin ();
<Sensordef>.setTemperatureOversampling (BMP3_OVERSAMPLING_32X);
```

die Temperatur durch

```
if (! bme.performReading ()) {
  Serial.println (" Failed to perform reading ");
  return;
}
Input = bme.temperature;
```

5.3.2. Reglerprogramm

Wichtig ist zu Beginn bei Initialisierung der globalen Variablen die Initialisierung der Temperatursensoren, des LCD-Displays, die PID-Parameter, die maximal und minimal zulässigen Temperaturen, bevor die Heizer notabgeschaltet werden, sowie die Zuweisung der Eingangsgrößen für den PID-Regler. Bei erstmaligem Upload des Codes muss ein Sollwert angegeben werden, danach wird dieser im EEPROM abgelegt und kann durch den Schalter an der Regelbox verändert werden.

```
#include "Adafruit_BMP3XX.h"
#include "Adafruit_BMP3XX1.h"
// space for two
// more libraries
#include <EEPROM.h>
#include <LiquidCrystal_I2C.h>
#include <PID_v1.h>

// CS Pins // 6-9 // Software-SPI //////////////////////////////////////
#define BMP_SCK 13
#define BMP_MISO 12
#define BMP_MOSI 11
#define CS1 6
#define CS2 7
#define CS3 8
#define CS4 9

/*****
 *One needs to copy the Library and rename all "bme3" and "BMP3" ex-
 *pressions as well as crosslinks to achieve the goal to have more
 *than one working sensor at the same time (or rewrite the lib-code)
 *****/
Adafruit_BMP3XX1 bme1 (CS1, BMP_MOSI, BMP_MISO, BMP_SCK);
```



```

//Adafruit_BMP3XX2 bme2(CS2, BMP_MOSI, BMP_MISO, BMP_SCK);
//Adafruit_BMP3XX3 bme3(CS3, BMP_MOSI, BMP_MISO, BMP_SCK);
Adafruit_BMP3XX bme4(CS4, BMP_MOSI, BMP_MISO, BMP_SCK);

LiquidCrystal_I2C lcd(0x27, 2, 1, 0, 4, 5, 6, 7, 3, POSITIVE);

// Global Variables ////////////////////////////////////////
double Input, Inputcompare, Inputcompare2, Output, difference,
      OutputP, OutputI, OutputRealP;

#define interruptPinDown 2 // Interrupt
#define interruptPinUp 3 // Pins

int addr = 0; // EEPROM-Address
double value, Setpoint; // EEPROM-Values

unsigned long startMillis; // Time
unsigned long currentMillis; // Parameters
const int maximum = 255; // Defining maximum Arduino-Output
// (corresponding to 5V)
// DEFINITIONS OF TEMPERATURE, PARAMETERS AND TIME PERIOD //
const unsigned long period = 1000; // Time Period for Temp. Readout
double Kp=140, Ki=0.6, Kd=0.0; // PID-Parameters
double nKp=Kp, nKi=1.5*Ki, nKd=0; // Parameters for a certain
// (second) temperature Regime
double upperSafetyTemp = 47; // maximal and minimal Temp.
double lowerSafetyTemp = 20; // before the PID gets turned of
//double Setpoint = 36.5; // OUTDATED, SEE INTERRUPT
//////////////////////////////////////
PID tempPID(&Input, &Output, &Setpoint, Kp, Ki, Kd, P_ON_E, DIRECT);

```

Im anschließenden Setup werden die Temperatursensoren, die Regelung mit Steuerpins sowie das LCD Display initialisiert und zur Änderung des Setpoints mit Schalter eine *interrupt*-Routine eingebaut.

```

void setup()
{
  while(!Serial){};
  Serial.begin(38400);

  // Get Start Time ////////////////////////////////////////
  startMillis = millis();

  // Current of the Power Supply 'ON' ////////////////////////////////////////
  pinMode(4, OUTPUT);
}

```



```
lcd.backlight();

// LCD-Interface ////////////////////////////////////////
// NOTE: Cursor Position: (CHAR, LINE) & start at 0
lcd.setCursor(0,0);
lcd.print("Temp. □: ");
lcd.setCursor(18,0);
lcd.print("C");
lcd.setCursor(20,0);
lcd.print(" Output: ");
lcd.setCursor(0,1);
lcd.print("Setp. □: ");
lcd.setCursor(18,1);
lcd.print("C");
lcd.setCursor(20,1);
lcd.print("Kp: ");
lcd.setCursor(30,1);
lcd.print("Ki: ");

// INTERRUPT-Routine with EEPROM ////////////////////////////////////////
pinMode(interruptPinDown, INPUT_PULLUP);
pinMode(interruptPinUp, INPUT_PULLUP);

//value = 36; // initial
//EEPROM.write(addr, value); // value
Setpoint = EEPROM.read(addr);

attachInterrupt(digitalPinToInterrupt(interruptPinDown),
                debounceInterruptDown, CHANGE);
attachInterrupt(digitalPinToInterrupt(interruptPinUp),
                debounceInterruptUp, CHANGE);
}
```

In der Schleife des Hauptprogramms werden dann drei Unterprogramme nacheinander aufgerufen, *measure_and_compute()* misst die Temperatur und berechnet den neuen Ausgangswert für die Heizer, zusätzlich werden je nach Temperaturdifferenz zwischen Sollwert und aktueller Temperatur die PID-Parameter verändert.

```
void measure_and_compute()
{
  Input = bme1.readTemperature();
  Inputcompare = bme4.readTemperature();

  // Get separate Output values for each P-, I- and 'P_on_M'
```

```
OutputP = tempPID.GetOutputP();
OutputI = tempPID.GetOutputI();
OutputRealP = tempPID.GetOutput();

// Choose Temperature Regime
if(Setpoint - Input < 0.4 && Setpoint - Input > 0.075){
    tempPID.SetTunings(nKp, Ki, Kd);
}
if(Setpoint - Input < 0.075 && Setpoint - Input > -0.075){
    tempPID.SetTunings(Kp, Ki, Kd);
}

else{
    tempPID.SetTunings(nKp, nKi, nKd);
}

tempPID.Compute();
}
```

safety() testet, ob die Temperatur zu hoch oder zu niedrig - zum Beispiel durch Sensorausfall - ist und schaltet die Steuerspannung und damit die Heizer in diesem Fall, genau wie bei zu hoher Temperatur, ab.

```
void safety()
{
    //automatic shutdown for temperatures larger and smaller than
    //expected
    if(Input > upperSafetyTemp || Inputcompare > upperSafetyTemp){
        Output = 0;
    }
    if(Input < lowerSafetyTemp || Inputcompare < lowerSafetyTemp){
        Output = 0;
    }
}
}
```

Anschließend ist *print_serial()* noch für das Ausgeben der Temperatur und Regelwerte auf den COM-Anschluss verantwortlich, falls dies zur Überwachung - oder in meinem Fall zum testen der Regelung gewünscht ist.

```
void print_serial()
{
    //Print New Values each Period
    if(currentMillis - startMillis >= period) {
        Serial.print(Input, 7);
        Serial.print(" ,");
    }
}
```

```
Serial.print(Output);
Serial.print(",");
Serial.print(Inputcompare, 7);
Serial.print(",");
Serial.print(Inputcompare2, 7);
Serial.print(",");
Serial.print(OutputP);
Serial.print(",");
Serial.print(OutputI);
Serial.print(",");
Serial.print(OutputRealP);
Serial.println(",");
startMillis = millis();
}
}
```

Abschließend übergibt *analogWrite()* den Ausgangswert der Regelung über einen PWM-Pin an den Steuereingang der Spannungsquelle.

```
void loop()
{
  currentMillis = millis();
  measure_and_compute();
  safety();
  print_serial();
  analogWrite(5, Output);
}
```

Hier angefügt noch die Funktionen, welche von *interrupt* aufgerufen werden:

```
void debounceInterruptDown() {
  if((long)(micros() - last_micros) >= debouncing_time * 1000) {
    Setpoint = Setpoint - 0.05;
    EEPROM.write(addr, Setpoint);
    last_micros = micros();
  }
}

void debounceInterruptUp() {
  if((long)(micros() - last_micros) >= debouncing_time * 1000) {
    Setpoint = Setpoint + 0.05;
    EEPROM.write(addr, Setpoint);
    last_micros = micros();
  }
}
```

5.4. Boardlayout

Abschließend soll hier das Boardlayout der Platine in der Regelbox angefügt werden, bei den Sensoren ist zu beachten, dass die Anbindung durch Flachbandkabel eine Länge von 85 cm nicht überschreiten sollte (empirisch festgestellt), da sonst die *BMP388s* in der finalen Version nicht mehr ansteuerbar waren. Dies liegt wahrscheinlich an der zu großen Laufzeit in den Kabeln oder der Kabelkapazität [20], wodurch der Sensor nicht mehr im vom *Arduino Nano* erwarteten Zeitraum antworten kann.

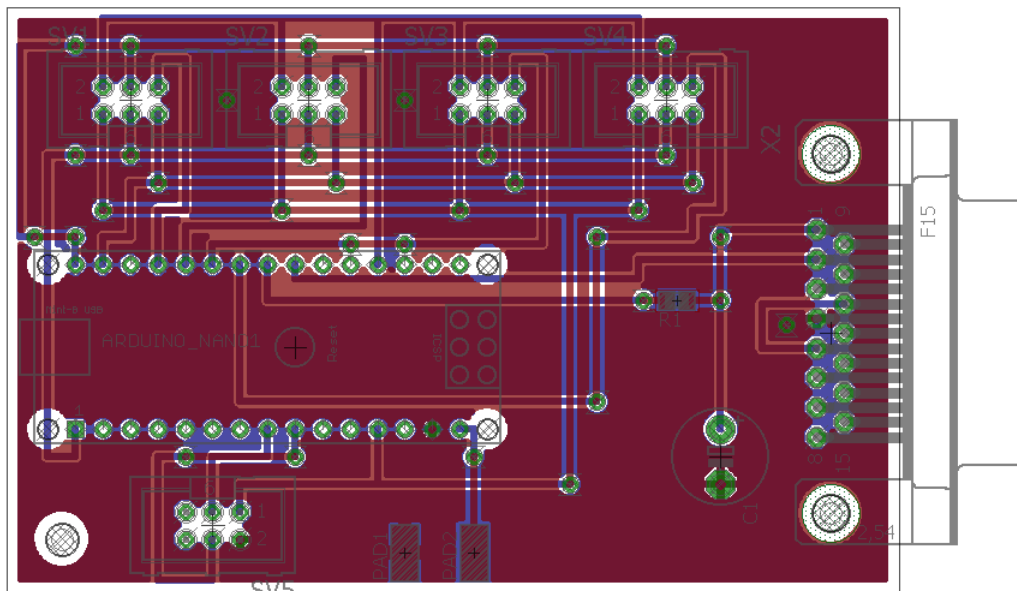


Abbildung 33: Boardlayout mit Anschlüssen für Spannungsquelle (D-Sub rechts), vier Temperatursensoren (oben), ein Display (unten links) und zwei Pads (eins auf 0 V, eins auf 5 V) für externe Signale wie Knopfeingaben und damit eine *attachInterrupt*-Routine. Steuerung der Spannung (D-Sub 1) auf Pin 5, Steuerung des Stroms (D-Sub 2) auf Pin 4, D-Sub 4 auf GND

Anschluss der Temperatursensoren	Pin der Anschlussstecker	Pin des <i>Arduino Nano</i>
5 V	1	5 V
GND	2	GND
SCK	3	13 (D13)
MISO	4	12 (D12)
MOSI	5	11 (D11)
CS	6	6-9 (D6 - D9)

Tabelle 2: Anschluss der Temperatursensoren

Anschluss des Displays	Pin des Anschlusssteckers	Pin des <i>Arduino Nano</i>
5 V	1	5 V
GND	2	GND
SDA	3	18 (A4)
SCL	4	19 (A5)

Tabelle 3: Anschluss des Displays

Teil IV.

Danksagung

An dieser Stelle ist es an der Zeit, einigen Leuten 'Danke' zu sagen, ohne welche die Arbeit am Max-Planck-Institut und die Realisierung der Bachelorarbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

Da wäre zum Einen Professor Klaus Blaum, der mir die Arbeit in seiner Gruppe vermittelt und mit Kritik in verschiedenen Phasen des Projekts dazu beigetragen hat, dass diese nun die jetzige Form angenommen hat. Ich möchte an dieser Stelle noch anfügen, dass ich beeindruckend finde, wie Du jedem Menschen in Deiner Abteilung stets unterstützend zur Seite stehst.

Mein besonderer Dank gilt auch Doktor Sven Sturm, der etliche Stunden mit mir und Erklärungen zum ALPHATRAP-Experiment und darüber hinaus verbracht hat, was am Ende wohl mindestens so viel zum Verständnis und Verlauf der Arbeit beigetragen hat, wie das gesamte Literaturverzeichnis.

In der Danksagung - wie für die Bachelorarbeit - möchte ich die Postdoktoranden und Doktoranden der Arbeitsgruppe nicht missen. Besonders bei Tim Sailer und Andreas Weigel, aber auch bei Alexander Egl und Bingsheng Tu möchte ich mich für Hilfe bei der praktischen Implementierung, Hilfe mit Rat und Tat zu jeder Zeit und die vielen konstruktiven Diskussionen bedanken, welche sicher ebenfalls einen immensen Anteil am Endergebnis dieser Arbeit haben. Setzt Eure Arbeit bitte mit genau dem Elan und der Freude fort, mit der Ihr mir tagtäglich begegnet seid.

Zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, welche mir das Studium in Heidelberg in den letzten drei Jahren erst ermöglicht haben und sich um ihren nicht mehr ganz so kleinen Sohnemann sorgen, falls sich dieser aus Zeitgründen einmal selten melden sollte. Elke, Michael - Mama, Papa: Auch wenn ich oftmals das Gegenteil behaupte, freue ich mich jedes Mal aufs Neue über Eure Fürsorge und bin unbeschreiblich dankbar für all das, was Ihr beide mir in den zurückliegenden Jahren während des Studiums - und selbstverständlich auch in den 18 Jahren davor - ermöglicht habt.

Teil V.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 14. Juli 2019.