

Leopold-Franzens Universität Innsbruck
Fakultät für Informatik, Mathematik und Physik
Institut für Experimentalphysik

Diplomarbeit

**Magnetischer Transport
ultrakalter Rb-Atome und
Flugzeit-Massenspektrometrie
im BaRbI-Experiment**

vorgelegt von

Albert Frisch

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Magisters der Naturwissenschaften

Betreuer: a. Univ.-Prof. Dr. Johannes Hecker Denschlag

Innsbruck, 2009

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau einer magnetischen Transportstrecke zur Produktion eines Bose-Einstein-Kondensates (BEC) für ein Experiment im Forschungsgebiet der Ultrakalten Quantengase. Zum ersten Mal werden in diesem Experiment zwei erprobte Technologien, die Herstellung eines Rb-BECs und eine Ionenfalle für Ba^+ -Ionen, vereint, um die Wechselwirkung zwischen ultrakalten Atomen und dem gefangenen Ion zu untersuchen. Von theoretischer Seite wurden dafür bereits sehr interessante Effekte vorausgesagt, die nur in einem derartigen System auftreten können, wie z. B. die Bildung von mesoskopischen BaRb_N^+ -Molekülen, [1].

Der magnetische Transport ist dabei ein zentraler Bestandteil des experimentellen Aufbaus für die BEC-Produktion. Die vorgekühlten Rb-Atome werden aus der MOT-Kammer (Magneto-Optische-Falle) durch eine Kette von Quadrupolspulen über eine Distanz von etwa 40 cm in die UHV-BEC-Kammer (UHV - Ultrahochvakuum) transportiert. Die Methode des magnetischen Transports hat sich zur Überbrückung großer Distanzen mit ausreichender Transporteffizienz in unserem Labor bereits bewährt, [2].

Ein weiterer Punkt dieser Arbeit war die Inbetriebnahme eines Channeltrons zur Ionendetektion, sowie die Vorbereitung eines einfachen Time-Of-Flight-Massenspektrometers zur Unterscheidung der im Experiment entstehenden Ionen (Ba^+ , Rb^+ und BaRb^+).

Abstract

In my diploma thesis I have set up a magnetic transportation stage for the production of a Bose-Einstein-Condensate (BEC) in a novel experiment for ultracold gases. For the first time this experiment will combine the technology of producing a Rb-BEC and of trapping Ba-ions in a linear Paul-trap in one apparatus. This enables us to study the interaction of the ion with ultracold atoms for which promising effects like the creation of mesoscopic BaRb_N^+ -molecules are proposed, [1].

The magnetic transport is a very important part of this experiment for the production of the BEC. The precooled atoms are being transported from the MOT-chamber (magneto-optical-trap) over a distance of about 40 cm into the UHV-BEC-chamber (UHV - ultra high vacuum) by a set of quadrupole coils creating the proper trapping potential. The method of the magnetic transport has already proved its value in bridging long distances with high transport efficiencies in one of the experiments in our lab, [2].

The second part of this thesis is the implementation of a channeltron (electron-multiplier) for ion detection. Also a simple time-of-flight-massspectrometer has been prepared for distinguishing the three ions (Ba^+ , Rb^+ and BaRb^+).

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	ii
Inhaltsverzeichnis	iii
1 Einleitung	1
Bose-Einstein-Kondensation	1
Ionenfallen	2
1.1 Das BaRbI-Experiment	3
1.2 Experimentaufbau	6
2 Magnetischer Transport	10
2.1 Aufbau.	11
2.1.1 Spulen	11
2.1.2 Stromversorgung und Ansteuerung	13
2.2 Funktionsweise.	17
2.2.1 Theorie zu Magnetfallen	17
2.2.2 Verschiebung des Fallenzentrums.	19
2.2.3 Berechnung der Stromkurven	20
2.2.4 Frequenzgangkorrektur.	22
2.2.5 Abtasttheorem	26
2.3 Ergebnisse	29
2.3.1 Transporteffizienz	29
2.3.2 Verwendete Stromkurven	33
3 TOF-MS und Ionendetektion	35
3.1 Aufbau und Theorie	36
3.1.1 Mechanischer Aufbau	36
3.1.2 Flugzeit Berechnung.	37
3.1.3 Hochspannungsschalter.	40

3.1.4 Channeltron Kennlinie	44
Anhang	46
A Control-Box	46
A.1 Funktionsweise.	46
A.2 Programmierung	47
A.2.1 Parameter in main.h.	48
A.2.2 Funktionen in int.c	50
A.3 Schaltplan der Control-Box.	51
B 7-Kanal MOSFET-Schaltbox	53
B.1 Funktionsweise.	53
B.2 Schaltplan der MOSFET-Schaltbox	54
C Linearer Optokoppler	56
C.1 Funktionsweise.	56
C.2 Schaltplan des Optokopplers	57
D Channeltron-Verstärker	60
Literaturverzeichnis	62
Abbildungsverzeichnis	65

Kapitel 1

Einleitung

Auf dem Gebiet der ultrakalten Quantengase wird seit etwa 10 Jahren weltweit geforscht und es werden dabei zahlreiche Erkenntnisse besonders im Bereich der Grundlagenforschung gewonnen. Möglich gemacht wurde dies vor allem durch die Entdeckung der Laserkühlung im Jahr 1975. Der Nobelpreis ging dafür 1997 an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips. Unter Ausnutzung des Dopplereffekts lassen sich Atome einer bestimmten Sorte mit Hilfe von Laserlicht in einer Vakuumapparatur fangen und effizient auf Temperaturen knapp über dem absoluten Nullpunkt bei $0\text{ K} = -273,15\text{ °C}$ abkühlen, [3]. Typischerweise sind dabei in einer Magneto-Optischen-Falle (engl. magneto optical trap - MOT) Temperaturen von etwa $100\text{ }\mu\text{K}$ bei einer Teilchenzahl von etwa $4 \cdot 10^9$ erreichbar.

Bose-Einstein-Kondensation

Um noch tiefere Temperaturen als in einer MOT zu erreichen, wurde das Konzept des evaporativen Kühlens bzw. Verdampfungskühlens entwickelt. Dazu werden die energiereichsten Atome durch optische bzw. magnetische Verfahren aus der Falle entfernt. Die Durchschnittstemperatur der Atomwolke verringert sich durch Thermalisierung der restlichen Atome und es lassen sich beispielsweise wie im vorliegenden Experiment Temperaturen im nK-Bereich mit etwa $5 \cdot 10^5$ Teilchen erreichen, [4, Kap. 10.3].

Unterhalb einer kritischen Temperatur T_C geht die Atomwolke in den Aggregatzustand des Bose-Einstein-Kondensates (engl. Bose-Einstein condensate - BEC) über. In diesem Kondensat befinden sich alle Atome im selben Quantenzustand bei einer geometrischen Ausdehnung des BECs von typischerweise einigen Mikrometern.

Diese erstaunliche Eigenschaft der ausgedehnten Aufenthaltswahrscheinlich-

keit lässt sich durch Betrachtung der de-Broglie-Wellenlänge in Abhängigkeit der Temperatur anschaulich erklären. Teilchen der Masse m und Temperatur T weisen Charaktereigenschaften von Wellen mit der thermischen de-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} auf.

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnet h die Planck-Konstante, k_B die Boltzmann-Konstante mit $k_B = 1,38065 \cdot 10^{-23} \frac{\text{m}^2 \text{kg}}{\text{s}^2 \text{K}}$ und m die Masse eines einzelnen Atoms. Mit sinkender Temperatur vergrößert sich die mittlere de-Broglie-Wellenlänge. Quantenmechanisch betrachtet vergrößert sich der Bereich, in dem die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens, also das Absolutquadrat der Wellenfunktion, groß ist. Das Atom erscheint delokalisiert. Ab einer kritischen Temperatur T_C ist das Wellenpaket so ausgedehnt, dass sich die Wellenfunktionen mehrerer Teilchen überlappen.

Der Zustand des BECs wurde bereits 1924 von Satyendranath Bose und Albert Einstein vorausgesagt, konnte jedoch erst 70 Jahre später in Experimenten mit ultrakalten Quantengasen gezielt nachgewiesen werden. Im Jahr 2001 ging dafür der Nobelpreis an Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle und Carl E. Wieman.

Ionenfallen

Es gibt mehrere Möglichkeiten, einzelne Ionen zu fangen und im Experiment gezielt zu manipulieren. Am häufigsten werden Penning- oder Paul-Fallen aufgrund ihrer einfachen Bauweise dazu verwendet. Für die Entwicklungen der Ionenfallen erhielten Wolfgang Paul und Hans Georg Dehmelt im Jahr 1989 den Physiknobelpreis.

Im vorliegenden Experiment wird eine lineare Paulfalle zur Speicherung eines einzelnen Ba^+ -Ions verwendet. Diese Ionenfalle besteht aus vier Klingen zum Einschluss des Ions in radialer Richtung und zwei Endkappen in axialer Richtung. An zwei gegenüberliegenden Klingen wird ein RF-Signal mit einer typischen Amplitude von etwa $U = 2 \text{ kV}$ und einer Frequenz $\Omega = 2\pi \cdot 5 \text{ MHz}$ angelegt, schematisch Abbildung 1.1 dargestellt. An den beiden anderen Klingen, die senkrecht zu den ersten beiden montiert sind, liegt Massepotential an. Dadurch entsteht in radialer Richtung (in der x-y-Ebene) das Quadrupolpotential von

$$\phi(x,y) = \frac{\phi_0}{r_0^2} (x^2 - y^2) . \quad (1.2)$$

Hierbei ist $\phi_0 = U \cos(\Omega t)$ und r_0 der radiale Abstand der Klingen vom Fallenzentrum, [5]. Durch die Oszillation des Potentials mit der Frequenz Ω wird das Ion in radialer Richtung eingeschlossen. Die Endkappen werden auf eine konstante Gleichspannung von $U_{EK} = +1 \text{ kV}$ gelegt und schließen das positiv geladene Ion in axialer Richtung ein. Eine ausführliche Beschreibung zur Funktionsweise der Ionenfallen findet sich in [6].

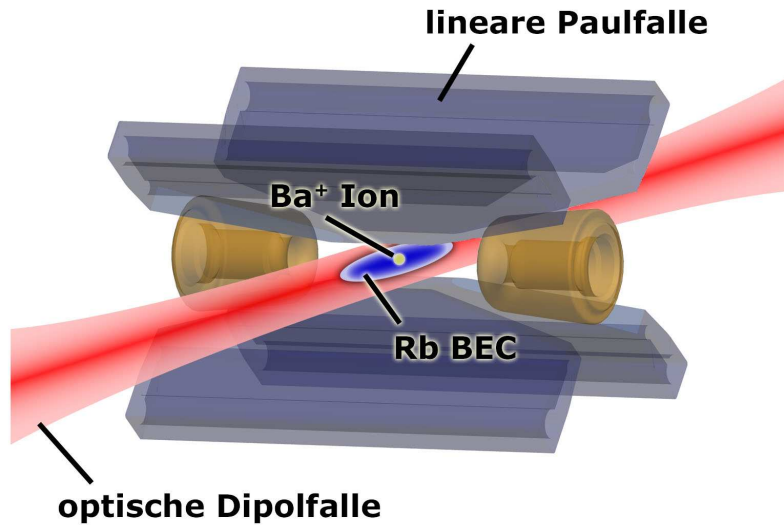


Abbildung 1.1: Das in einer linearen Paulfalle gefangene Ba^+ -Ion wird in einem BEC aus Rb-Atomen eingebettet. Das BEC wird nach dem Transport zur Ionenfalle in eine optische Dipolfalle umgeladen und kann damit im Zentrum der Ionenfalle gehalten werden.

Zum Laden der Ionenfalle werden neutrale Barium-Atome im Fallenzentrum mit Hilfe eines Lasers ionisiert. Die Potentialtiefe der Falle muss beim Ladeprozess tief genug sein, um das Ion trotz der thermischen Energie fangen zu können. Anschließend wird die kinetische Energie des gefangenen Ions durch Dopplerkühlen verringert und kann durch Anregen zur Fluoreszenz mit einer CCD-Kamera abgebildet werden.

1.1 Das BaRbI-Experiment

Im BaRbI-Experiment (Barium-Rubidium-Ionen-Experiment) wird die Wechselwirkung zwischen einem BEC aus Rb-Atomen mit einem einzelnen gefangenen Ba^+ -Ion untersucht. Dazu wird das BEC von der BEC-Kammer über eine optische Transportstrecke mit Hilfe eines eindimensionalen optischen Gitters in die Ionenkammer transportiert. Dort wird es in eine optische Dipolfalle umgeladen und kann mit dem gefangenen Ion wechselwirken, wie in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt.

Durch diese Konfiguration werden eine Reihe interessanter Experimente durch die Wechselwirkung zwischen ultrakalten Atomen und Ionen möglich, wie z. B. elastische und inelastische Stoßprozesse, Ladungstransfer von Ba^+ auf ein neutrales Rb Atom, die Bildung von mesoskopischen Molekülen sowie der Nachweis von Feshbach-Resonanzen zwischen Rb-Atom und Ba^+ -Ion. Im Folgenden werden diese Effekte kurz diskutiert und Detektionsmöglichkeiten angeführt.

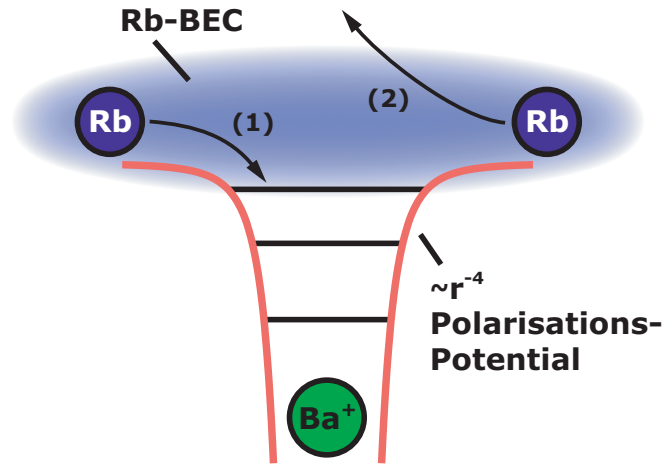


Abbildung 1.2: Veranschaulichung der Bildung eines mesoskopischen BaRb_N^+ -Moleküls durch einen superelastischen Streuprozess. Bei der Bindung eines Rb-Atoms (1) wird die freiwerdende Bindungsenergie durch den Stoß mit einem zweiten Rb-Atom als Phonon an das BEC abgegeben (2).

Zu Beginn des Experiments sollen die elastischen und inelastischen Stoßprozesse zwischen Rb und Ba^+ untersucht werden. Eine Besonderheit dabei ist das langreichweitige Wechselwirkungspotential, welches mit $1/r^4$ skaliert, wobei r den Abstand zwischen Atom und Ion bezeichnet, [7]. Es sind damit Streulängen von mehreren tausend Bohr-Radien ($10^3 \cdot a_0 = 52,9 \text{ nm}$) möglich. Dies kann unter Umständen dazu benutzt werden, das Ion durch Stöße mit den Atomen des BECs sehr effizient sympathetisch zu kühlen.

Inelastische Stöße zwischen Atomen und dem Ion führen zu Vorgängen, wie z. B. Spinflip eines Atoms bzw. des Ions, Ladungstransfer von Ba^+ auf ein Rb-Atom oder die Bildung von gebundenen Zuständen. Zum Nachweis eines Spinflips könnte die dabei freiwerdende Energie etwa durch die Temperaturerhöhung des BECs nachgewiesen werden. Zur Registrierung eines Ladungstransfers ist geplant, die Bildung von Rb^+ -Ionen bzw. BaRb^+ -Molekülen durch eine Massenbestimmung über eine Time-Of-Flight-Strecke nachzuweisen.

Eine weitere Herausforderung wird der Nachweis von mesoskopischen Molekülen sein, deren Existenz in [1] vorausgesagt wurde. Das aufgrund der Polarisierbarkeit der Atome durch das geladene Ion entstehende, attraktive $1/r^4$ -Potential erlaubt schwach gebundene Zustände um das Ion. Ein solches Molekül wird durch einen so genannten superelastischen Stoßprozess gebildet. Dabei handelt es sich um einen inelastischen Stoßprozess bei dem ein Atom aus dem BEC an das Ion gebunden wird und die überschüssige Bindungsenergie in Form von Phononen in das BEC emittiert wird, siehe Abbildung 1.2. Zwei polarisierte Rb-Atome werden bei diesem Vorgang zunächst in Richtung des Ba^+ -Ions beschleunigt und stoßen dort mit diesem. Dabei wird ein Atom an das Ion gebunden und

das zweite Atom führt die Bindungsenergie ab. Dieser Streuprozess soll laut [1] bei Temperaturen $T \rightarrow 0$ der dominante Prozess sein. Außerdem wird in [1] für ein Na^+ -Ion in einem BEC aus Na-Atomen vorausgesagt, dass Atome mit einer Rate von etwa 600 Atomen pro Sekunde an das Ion gebunden werden können und weitere 600 pro Sekunde als Phononen emittiert werden sollen. Typische Lebensdauern eines solchen mesoskopischen Moleküls werden im Bereich von etwa 10 ms erwartet, die geometrische Ausdehnung soll in der Größenordnung von etwa $1 \mu\text{m}$ liegen. Zum Nachweis eines solchen mesoskopischen Moleküls soll die optische Dipolfalle für das BEC abgeschaltet werden, um die Anzahl der zurückbleibenden, gebundenen Atome durch eine Absorptionsabbildung detektieren zu können.

Die Wolke aus polarisierten Rb-Atome um das Ion im BEC lässt sich mit der Theorie der Polaronen in einem BEC beschreiben, [8]. Bei einem Polaron handelt es sich um ein Quasiteilchen, mit dem unter anderem die Bewegung eines überschüssigen Elektrons im Kristallgitter erklärt werden kann, [9]. Dabei werden aufgrund der Ladung des Elektrons die Atomrümpfe angezogen und die benachbarten Elektronen abgestoßen. Es bildet sich eine Polarisationswolke im Kristall aus, welche mit dem Elektron mitgeführt wird und dieses aus diesem Grund eine erhöhte effektive Masse aufweist. Im Vergleich zum Elektron im Kristallgitter wird auch das Ba^+ -Ion im BEC aufgrund einer Polarisationswolke aus Rb-Atomen eine große effektive Masse aufweisen. Durch eine Modulation der Endkappenspannungen an der Ionenfalle lässt sich das Ion im BEC sehr leicht in axialer Richtung verschieben bzw. beschleunigen, womit die effektive Masse bestimmt werden könnte.

Weiters lässt sich das Ion als eine Fehlstelle im BEC auch als Sonde z. B. zur Untersuchung der Dynamik der Suprafluidität einsetzen, wie in [10] unter anderem zur Bestimmung der kritischen Geschwindigkeit im BEC gezeigt. Ähnlich zu den Versuchen beschrieben in [11, 12], in denen ein blauverstimmter Lasers als Fehlstelle im BEC verwendet wurde, lässt sich auch das Ion im Kondensat bewegen und Messungen in einem so genannten „stirred condensate“ machen. Zusätzlich wird in [13] die Idee vorgeschlagen, das Ion als Sonde eines Rastertunnelmikroskops (engl. scanning tunneling microscope - STM) für neutrale Atome in einem optischen Gitter zu verwenden.

Eine sehr zentrale Rolle im vorliegenden Experiment wird die Verwendung von Feshbach-Resonanzen sein. Dadurch lässt sich im ultrakalten Regime die Streulänge von Stoßprozessen durch ein externes Magnetfeld einstellen, wodurch die Produktion von schwach gebundenen Molekülen gezielt gesteuert werden kann. In einem vorhergehenden Experiment mit einem Rb-BEC wurden diese Resonanzen zwischen zwei Rb-Atomen genauer studiert, z. B. zur Erzeugung von langlebigen, schwach gebundenen Molekülen in einem optischen Gitter, [14]. Wie in [15] für Na und Ca^+ ausgeführt, werden auch zwischen Atomen und Ionen solche Feshbach-Resonanzen erwartet. Deshalb soll mit dem BaRbI-Experiment

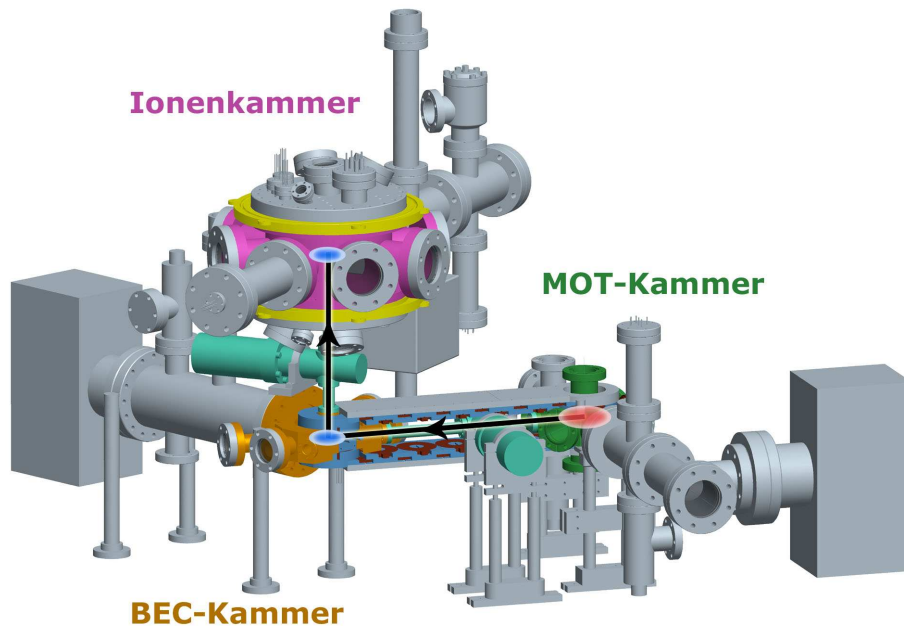


Abbildung 1.3: Die Vakuumapparatur besteht im Wesentlichen aus drei Kammern: MOT-Kammer (grün), BEC-Kammer (ocker) und Ionenkammer (pink). Von der MOT wird die Atomwolke (rot) über eine magnetische Transportstrecke zur BEC-Kammer befördert und das erzeugte BEC (blau) von dort durch einen optischen Transport in die Ionenkammer in vertikaler Richtung verschoben.

auch versucht werden, die genaue Positionen der Resonanzen für Rb und Ba^+ in Abhängigkeit vom Magnetfeld auszumessen. Erste Simulationen der Resonanzen zwischen Rb und Ba^+ wurden durchgeführt und die berechneten Streulängen in Abhängigkeit vom Magnetfeld sind bekannt, [16].

1.2 Experimentaufbau

Das Experiment besteht im Kern aus einer Vakuumapparatur, welche in drei Kammern aufgeteilt werden kann, vergleiche dazu Abbildung 1.3. Der Ablauf eines Experimentzyklus beginnt mit der Erzeugung der Rb-MOT in der MOT-Kammer durch Fangen von Rb-Atomen aus dem Hintergrundgas. Anschließend folgt ein magnetischer Transport der Atome in die BEC-Kammer, in der durch evaporatives Kühlen in der Magnetfalle das Rb-BEC präpariert wird. Durch einen optischen Transport wird dieses vertikal zur Ionenkammer transportiert und in eine optische Dipolfalle umgeladen, um dort mit dem bereits zuvor in der Ionenfalle

gefangenen Ba^+ -Ion wechselwirken zu können.

- **MOT-Kammer:** Laden der Rb-Atome aus dem Hintergrundgas und Vorkühlen durch Laserkühlung auf eine Temperatur von etwa $150 \mu\text{K}$.
- **BEC-Kammer:** Erzeugung des Rb-BECs durch evaporatives Kühlen in der Magnetfalle mit einer Teilchenzahl von zirka $5 \cdot 10^5$.
- **Ionenkammer:** Wechselwirkung des gefangenen Ions mit den ultrakalten Atomen aus dem BEC.

Der magnetische Transport in die BEC-Kammer wird aufgrund des relativ hohen Drucks in der MOT-Kammer benötigt. Dort herrscht ein Druck von etwa 10^{-9} mbar im Vergleich zum Druck in der BEC-Kammer von weniger als 10^{-11} mbar. Nur in diesem UHV-Bereich lässt sich ein BEC erzeugen. Mit geringerem Druck steigt auch die Lebensdauer des BEC, welche aufgrund von Stößen mit Atomen aus dem Hintergrundgas limitiert ist. Für den magnetischen Transport werden die Rb-Atome im Minimum eines magnetischen Quadrupolfeldes gefangen, welches durch ein Paar von zwei gleichartigen Spulen erzeugt wird. Durch die zur Hälfte überlappende Montierung solcher Spulenpaare kann durch die richtige Stromsteuerung das Minimum des Feldes verschoben werden. Mit insgesamt 14 Spulenpaaren lässt sich die Atomwolke damit über eine Distanz von 430 mm transportieren. Die Berechnung der Stromkurven zur Ansteuerung der Spulen erfolgte in „Matlab“ und es musste eine Frequenzgangkorrektur der Netzteile mit den angeschlossenen Spulen durchgeführt werden.

Der optische Transport hat den Vorteil, dass durch die Entkoppelung der BEC- und der Ionenkammer gegenseitige Störeinflüsse gering gehalten werden. Es kann z. B. durch die Radiofrequenzstrahlung von den Klängen der Ionenfalle das Evaporationskühlen bei der Präparation des BECs gestört werden, da in beiden Fällen Frequenzen im selben Bereich genutzt werden. Ein weiterer Vorteil ist der durch die getrennten Kammern entstehende gute optische Zugang zur Falle innerhalb der Ionenkammer, welcher durch die möglichst große Anzahl an Fenstern noch weiter verbessert wird. Der optische Transport wird in Zukunft durch ein eindimensionales optisches Gitter über eine Strecke von 300 mm realisiert werden. In diesem Gitter werden die Atome des BECs durch die Verwendung von rotverstimmt Laserlicht gefangen, [17]. Das Gitterpotential wird durch die Interferenz von zwei gegeneinander laufenden Gaußstrahlen erzeugt. Die leichte Verstimmung der Frequenz eines der beiden Strahlen bewirkt eine räumliche Verschiebung des Gitters, wodurch die gefangenen Atome in die Ionenkammer transportiert werden können. Der optische Transport in vertikaler Richtung hat den Vorteil, dass dabei der Einschluss in Transportrichtung, also in Richtung der Gravitation, stärker als in horizontaler Richtung ist, [18].

In der Ionenkammer soll das BEC in eine optische Dipolfalle umgeladen werden und anschließend mit dem Ion in Wechselwirkung gebracht werden. Die Ver-

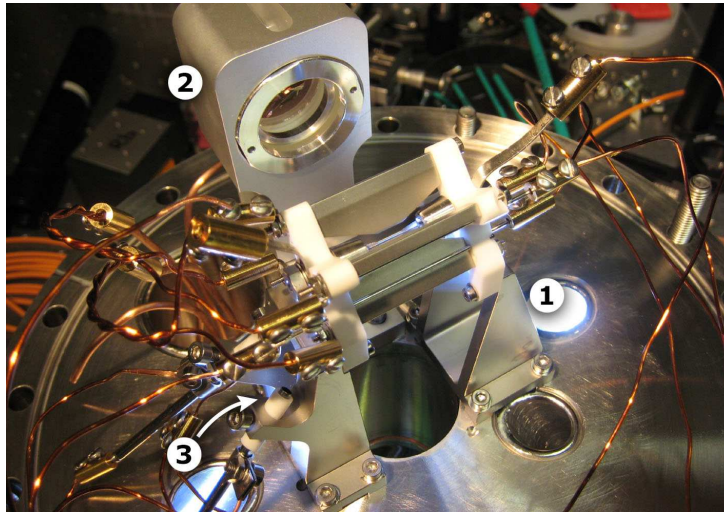


Abbildung 1.4: Die Ionenfalle ausgeführt als lineare Paulfalle wird am 210 mm großen Flansch der Ionenkammer kopfüber montiert (1). Das zur Abbildung des Ions verwendete Objektiv mit hoher numerischen Apertur (2) und der Ba-Ofen (3) sind ebenfalls an diesem Flansch montiert.

wendung einer linearen Paulfalle hat den Vorteil, dass sich durch Veränderung der Endkappenspannungen bzw. der Spannungen an den Kompensationselektroden die genaue Position des Ions variieren lässt. Durch diese Bewegungsfreiheit lässt sich das Ion im BEC an einer beliebigen Stelle platzieren und kann damit als verschiebbare Probenspitze eingesetzt werden.

Zur Photoionisation der Ba-Atome wird ein Laser bei einer Wellenlänge von 413 nm verwendet, welcher einen resonanten Zwei-Photonen-Übergang in das Kontinuum treibt, [5]. Alternativ dazu ist an der Halterung der Ionenfalle eine Elektronen-Kanone montiert, um eine Ionisierung durch Elektronenstoß zu ermöglichen.

Zur Messung der Teilchenzahl des BECs und Detektierung des Fluoreszenzlichts des Ions bei 493 nm wird eine hochempfindliche CCD-Kamera des Typs „Luca EMCCD A-D658m-OEM“ von Andor Technologies verwendet. Zur Abbildung ist ein Objektiv mit großer numerischer Apertur $NA = 0,18$ nahe der Ionenfalle im Vakuum montiert, wie in Abbildung 1.4 zu sehen. Die kleinste auflösbare Struktur lässt sich mit der numerischen Apertur berechnen zu $d_{min} = 1,7 \mu\text{m}$. Die experimentell bestimmte kleinste Auflösung beträgt etwa $d = 5 \mu\text{m}$. Die Absorptionsabbildung der Rb-Atome mit Licht der Wellenlänge 780 nm erfolgt ebenfalls durch dieses Objektiv. Zur Trennung der beiden Wellenlängen wird ein dichroitischer Spiegel verwendet.

Alternativ zur CCD-Kamera kann die Fluoreszenz des Ions mit Hilfe eines Photomultipliers nachgewiesen werden. Die Streurrate eines Ions liegt bei etwa 10^7 s^{-1} . Zur Reduzierung des Hintergrundsignals von der Absorptionsabbildung

werden vier Interferenzfilter (Notchfilter) für 494 nm verwendet, von denen jeder eine Abschwächung von 10^{-4} bei 780 nm aufweist.

Hauptgegenstand dieser Diplomarbeit ist der Aufbau und die Inbetriebnahme der magnetischen Transportstrecke während der Entstehungsphase des BaRbI-Experiments, wie in Kapitel 2 ausführlich beschrieben. Weiters wurde die Ionen-detektion durch ein Channeltron und die Massenbestimmung des Teilchens per Time-Of-Flight-Messung vorbereitet, dargestellt in Kapitel 3. Im Anhang finden sich Erklärungen und Schaltpläne zu den verwendeten elektronischen Schaltungen sowie zur Programmierung eines Mikrocontrollers zur Überwachung des Spulensystems.

Kapitel 2

Magnetischer Transport

Zur Beförderung der vorgekühlten Atomwolke bestehend aus ^{87}Rb -Atomen von der MOT-Kammer in die BEC-Kammer wird eine magnetische Transportstrecke über eine Distanz von 431,2 mm verwendet, siehe Abbildung 2.1. Die prinzipielle Funktionsweise eines solchen Transports wurde erstmals im Jahr 2000 an der LMU-München demonstriert, [19]. Auch an der Universität Innsbruck wurde eine magnetische Transportstrecke in der Arbeitsgruppe Grimm im Rubidium-Experiment aufgebaut, [2].

Der Hauptgrund für eine solche Transportstrecke liegt darin, dass in der MOT-Kammer aufgrund des Rb-Hintergrundgases ein erhöhter Druck von $\sim 10^{-9}$ mbar herrscht. Bei diesem Druck wäre allerdings die Lebensdauer des BECs für weitere Experimente zu gering.

Deshalb werden die gefangen und vorgekühlten Rb-Atome durch eine differentielle Pumpstrecke in eine zweite Kammer, die BEC-Kammer, transportiert. Die Verbindung der beiden Kammern wird durch ein 15 cm langes Rohr mit einem Durchmesser von 8 mm hergestellt. Aufgrund des geringen Querschnitts kann sich der Druck zwischen den beiden Kammern nicht ausgleichen und es ist möglich, in der BEC-Kammer einen Druck $< 10^{-11}$ mbar aufrecht zu erhalten. Damit ist dort eine Lebensdauer für die kalten Atome von etwa 35 s erreichbar.

Der Transport wird mit insgesamt 14 separat ansteuerbaren Spulenpaaren realisiert. Dabei wird das Magnetfeld durch die richtige Stromsteuerung der Spulen so verändert, dass sich ein lokales Magnetfeldminimum von der MOT-Kammer zur BEC-Kammer verschiebt und die im Potentialminimum gefangenen Rb-Atome transportiert.

Im Folgenden wird der Aufbau des magnetischen Transports beschrieben. Anschließend folgt ein Abschnitt über die Theorie der magnetischen Fallen und die Funktionsweise des magnetischen Transports. Die Messergebnisse mit der

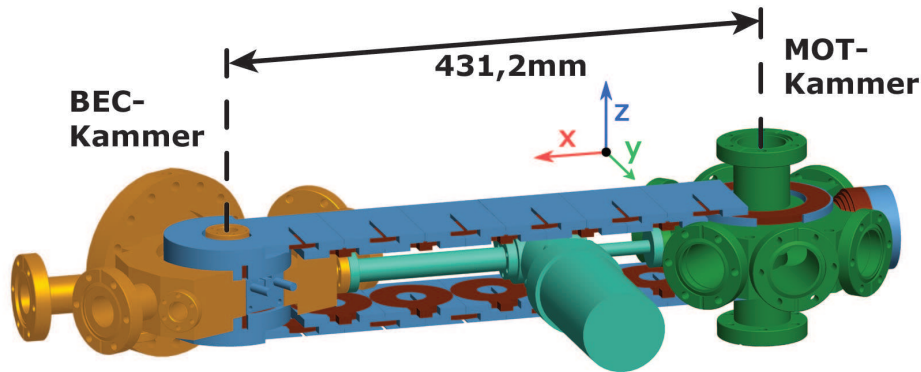


Abbildung 2.1: 3D-Modell der Transportstrecke: Die MOT-Kammer (grün) ist über die 431,2 mm lange Transportstrecke (türkis) mit der BEC-Kammer (gelb) verbunden. Dazwischen ist ein Scheibeventil eingebaut, um die beiden Kammern trennen zu können. Dies war besonders beim Ausheizen der Vakuumapparatur sehr hilfreich. Die Spulengehäuse sind in blauer Farbe dargestellt.

erzielten Transporteffizienz sind im letzten Abschnitt dargestellt.

2.1 Aufbau

Der Abstand zwischen den Zentren der MOT-Kammer und der BEC-Kammer beträgt 431,2 mm. Der Transport über diese Distanz wird mit insgesamt 11 Transportspulenpaaren mit einem Durchmesser von jeweils 65 mm bewerkstelligt. Zusätzlich benötigt man noch je zwei Spulen zur Erzeugung des Quadrupolfeldes auf der MOT- und BEC-Seite sowie eine einzelne Push-Spule, welche in Transportrichtung an der MOT-Kammer montiert ist. In Abbildung 2.1 ist die Transportstrecke mit dem gesamten Spulensystem als 3D-Modell dargestellt. Insgesamt müssen 14 unabhängige Spulen bzw. Spulenpaare bei einem Maximalstrom von jeweils etwa 80 A angesteuert werden. Während des Transports sind zu jeder Zeit nur maximal drei Spulen bzw. Netzteile aktiv. Ein viertes Netzteil ermöglicht das rechtzeitige und störungsfreie Umschalten auf die folgende Spule. Das Umschalten wird durch MOSFET-Schaltboxen für bis zu 300 A realisiert, welche digital angesteuert werden und die Spule mit dem richtigen Netzteil verbunden (siehe dazu Abschnitt 2.1.2, sowie Anhang B).

2.1.1 Spulen

Alle Spulen wurden mit lackiertem Kupferdraht mit rechteckigem Querschnitt von $1,0 \times 2,5 \text{ mm}^2$ gewickelt und mit wärmeleitfähigem Epoxid-Harz (Raku-Pur 21-2176 B von Rampf Gießharze) vergossen. Im Vergleich zur Wärmeleitfähigkeit eines herkömmlichen Gießharzes von circa $0,35 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ hat das verwendete Harz ei-

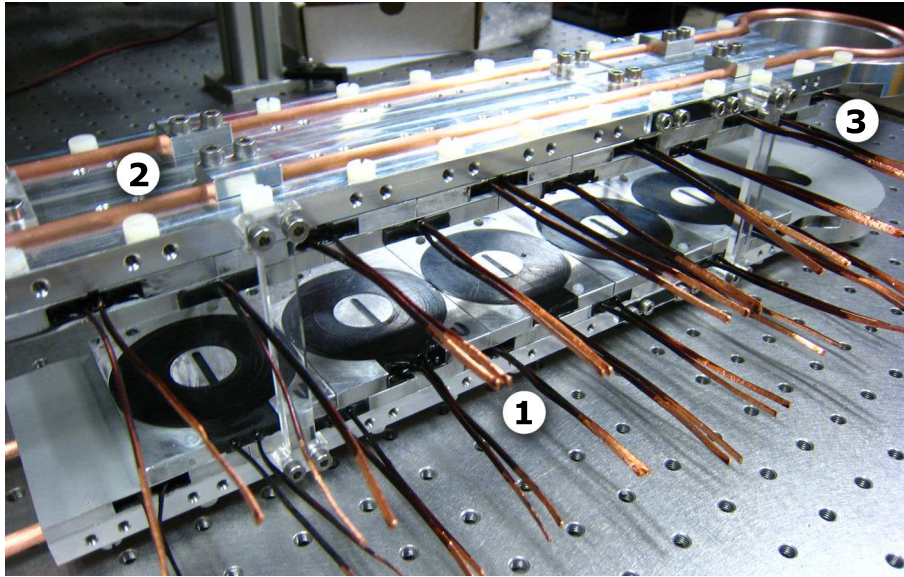


Abbildung 2.2: Foto der Transportstrecke: Die fertig zusammengebaute Halterung der Transportspulen bevor diese an die Vakuumanlage montiert wurde. (1) Überlappende Transportspulen mit den elektrischen Anschlüssen, (2) Kühltische mit 6 mm Kupferrohr, (3) Aussparung für den CF40-Flansch der MOT-Kammer.

ne Wärmeleitfähigkeit von $0,80 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$. Die Spulen wurden in evakuierter Umgebung vergossen, damit es zu keinem Einschluss von Luftblasen und Hohlräumen kommt. Um Wirbelströme zu reduzieren, wurden die Spulengehäuse auf einer Hälfte durchgehend geschlitzt und bei der Montierung auf elektrische Isolation zwischen den einzelnen Spulen und der Halterung durch Teflonfolie und Kunststoffschrauben geachtet. Die Transportspulen und MOT-Spulen sind auf einer 10 mm dicken Schiene aus Aluminium montiert, in welche ein mit Kühlwasser durchflossenes Kupferrohr eingelassen ist. Die Spulenhalterung dient damit auch als Kühltische (siehe Abbildung 2.2). Stark belastete Spulen wie die Push- und Quadrupol-Spule auf BEC-Seite, mit $P_{\text{Push}} = 1100 \text{ W}$ bzw. $P_{\text{Quad}} = 390 \text{ W}$ maximale ohmsche Verlustleistung¹, werden direkt durch das Spulengehäuse wassergekühlt.

Die Transportspulen wurden speziell daraufhin optimiert, möglichst wenig thermische Verluste $P_{\text{th}} = RI^2$ aufzuweisen. Dabei wurde die Spulengeometrie aus dem Rubidium Experiment der Arbeitsgruppe Grimm übernommen. Eine ausführliche Beschreibung ist in [20] zu finden. Bei der Optimierung der Geometrie wurde besonders auf eine möglichst geringe Kammerhöhe von 50,0 mm

¹Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Push-Spule nur für ca. 50 ms belastet wird, weswegen die deponierte Wärmemenge dementsprechend gering ist. Die BEC-Quadrupolspule hingegen wird für das nach dem Transport folgende evaporative Kühlen etwa 30 s mit mehr als 40 A belastet. Im Experimentzyklus mit einer Dauer von 75 s entspricht dies einem „Duty-Cycle“ von etwa 40 %. Die zeitlich gemittelte Verlustleistung beträgt 160 W und die dabei entstehende Wärmemenge muss zuverlässig abgeführt werden.

geachtet, welche hauptsächlich durch den Durchmesser des Schiebeventils nach der differentiellen Pumpstrecke limitiert ist.

Weiters wurde die Abmessungen der Transportspulen auf die Verlustleistung P_{th} in Abhängigkeit von Innenradius r_i und Außenradius r_a optimiert. Dies ergab 17 Windungen in je zwei Lagen bei $r_i = 23,6$ mm und $r_a = 65,0$ mm, wie auch in [20] dargestellt. Die Spulengehäuse aus Aluminium haben damit die Außenabmessungen von $80,0 \times 65,0 \times 6,5$ mm³.

2.1.2 Stromversorgung und Ansteuerung

Die Spulen werden von insgesamt vier Netzteilen von Delta Elektronik des Typs DTS-SM3000 versorgt. Alle Netzteile haben eine Maximalleistung von 3 kW, zwei davon liefern maximal 100 A bei 0 V – 30 V die anderen zwei Netzteile 200 A bei 0 V – 15 V. Es handelt sich dabei um Schaltnetzteile in MOSFET-Technologie, mit einer Schaltfrequenz von 200 kHz und einem Wirkungsgrad von etwa 91%. Die relative Stabilität am Ausgang beträgt laut Datenblatt bei Regelung auf eine konstante Spannung $2 \cdot 10^{-5}$ und bei der Regelung auf konstanten Strom $1 \cdot 10^{-4}$.

Das Stromrauschen wurde mit einem Current-Transducer² IT 150-S von LEM Components und dem Network-Analyzer SR-770 von Stanford Research Systems an der BEC-Quadrupolspule bei einem Strom von 20 A untersucht und in Abbildung 2.3 aufgetragen. Der Einfluss der 50 Hz Netzfrequenz und deren harmonische Oberschwingungen ist ganz klar zu erkennen. Deshalb musste bei der Versorgung der Spulen auf eine korrekte Erdung der Masseleitungen geachtet werden, um zusätzliches Rauschen zu vermeiden. Die Kabelführung der Versorgungsleitungen ist möglichst kurz und kompakt.

Um mit den vier Netzteilen die 14 Spulenpaare anzusteuern, werden Schaltboxen verwenden, die digital angesteuert zur richtigen Zeit das Netzteil mit der dazugehörigen Spule verbinden. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abbildung 2.4 zu finden. Eine Schaltbox verfügt über 7 Kanäle, wobei jeder Kanal von vier MOSFETs des Typs PSMN009 mit maximalem Drainstrom von 75 A geschaltet wird. Dieser spezielle MOSFET hat einen sehr kleinen Drain-Source-Widerstand von $R_{DSon} = 7,5$ m Ω , welcher den Spannungsabfall und die thermischen Verluste am MOSFET minimiert. Die Ansteuerung erfolgt direkt aus unserem Experimentsteuersystem mit 3 digitalen Kanälen je Schaltbox, indem sie binär kodiert die Schaltbox-Kanalnummer angeben. Um Masseschleifen über das Steuersystem zu vermeiden, sind diese Kanäle mit Optokoppler galva-

²Es handelt sich dabei um ein sehr präzises Strommessgerät, welches ähnlich einem Transformator funktioniert. Das zu messende stromführende Kabel bildet dabei die Primärwicklung und führt zu einem magnetischem Fluss in einem Eisenkern. Durch eine Spule kompensiert der so genannte „zero-flux detector“ den magnetischen Fluss und liefert am Ausgang einen Strom proportional zum Primärstrom. Der Vorteil ist eine hohe Genauigkeit von etwa $2 \cdot 10^{-6}$ bei einer Bandbreite von DC bis 100 kHz.

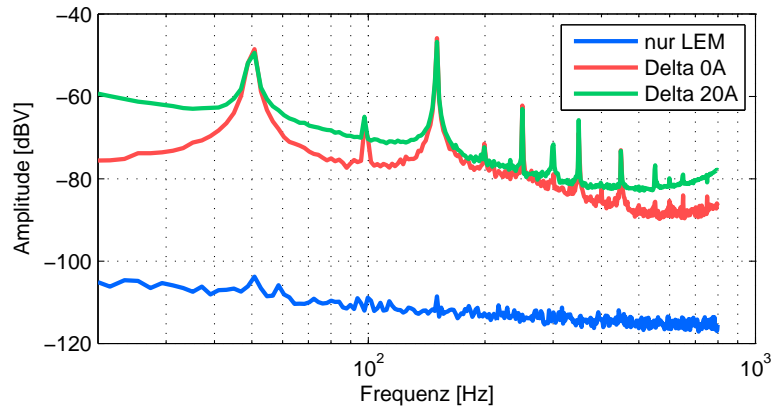


Abbildung 2.3: Stromrauschen der Delta-Netzteile: Das Rauschspektrum wurde mit einem Current-Transducer und dem Network-Analyzer gemessen. Die Netzfrequenz 50 Hz und deren Oberschwingungen sind klar zu erkennen. Das Stromrauschen ist von der Größe des Ausgangstroms abhängig. Einer Amplitude von -50 dBV entspricht einem Strom von 10^{-4} A.

nisch getrennt. Der Schaltplan einer Schaltboxen ist in Anhang B auf Seite 55 zu finden.

Da während des Transports zu jeder Zeit nur drei Spulen verwendet werden, kann das vierte Netzteil bereits auf die folgende Spule umgeschaltet werden. Die Schaltzeiten sind dadurch viel weniger kritisch und es werden Regelungenauigkeiten der Netzteile bei plötzlicher Änderung der Last durch frühzeitiges Umschalten vermieden. Da die Netzteile, wenn sie vom unbelasteten Zustand auf eine Spule geschaltet werden, Stromspitzen von bis zu 0,8 A für ca. 5 ms erzeugen werden die Netzteile zu Beginn jedes Experimentzyklus auf einen Belastungswiderstand von $100\text{ m}\Omega$ geschaltet. Die Netzteile werden auf 0 A eingestellt und die Stromspitzen werden dadurch beim Aktivieren der Transportsequenz effektiv unterdrückt.

Die Ansteuerung der Netzteile erfolgt über vier analoge Kanäle, wobei zwischen dem Spannungs- und dem Strommodus gewählt werden kann. Nachdem sich der Widerstand der Spulen bei Erwärmung durch den großen Strom erhöht, würde sich im spannungskonstanten Modus der Strom verringern. Deshalb werden die Netzteile im Strommodus betrieben, auch wenn wie oben beschrieben die Stabilität eine Größenordnung schlechter ist. Auch hier ist wieder auf die galvanische Trennung der Steuersignale vom PC-System zu achten. Dazu wurde eine Schaltung mit vier besonders linearen, analogen Optokopplern vom Typ HCNR201 verwendet (siehe dazu Anhang C). Am Steuereingang der Netzteile liegt dann ein Spannungssignal zwischen 0 und 10 V an, welches einem Ausgangsstrom von 0 bis 200 A entspricht.

Für die Stromversorgung der später im Experiment verwendeten Feshbach-Spulen, die für ein konstantes Magnetfeld eine besonders hohe Stromstabilität

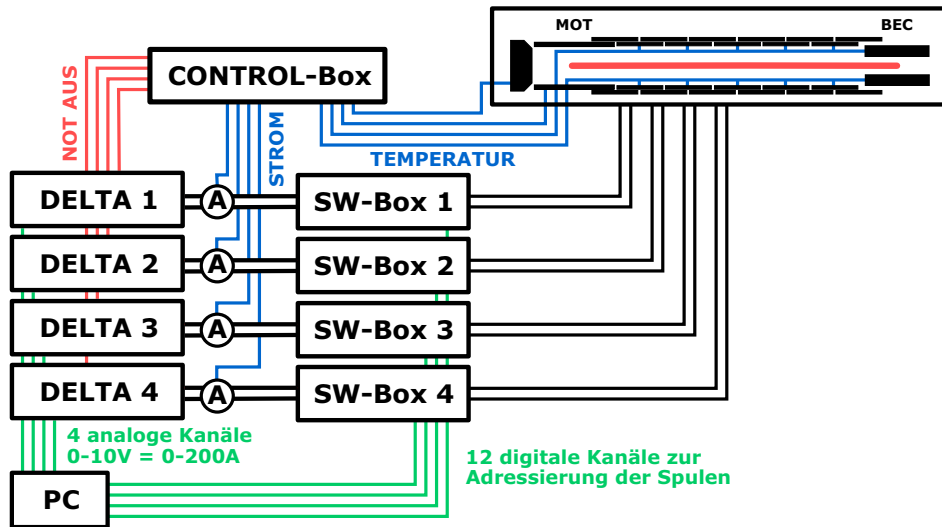


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Spulenansteuerung: Der PC liefert über die Experimentsteuerung vier analoge Kanäle zur Steuerung des Netzteilstroms und 12 digitale Kanäle zur Adressierung der Spulen (grün), die Control-Box misst die Temperatur der Spulen sowie den Strom (blau) und schaltet bei einer Fehlfunktion die Netzteile über einen NOT-AUS Eingang ab (rot).

aufweisen müssen, empfiehlt sich die Ansteuerung des Netzteils im Spannungsmodus. Um dabei den Strom konstant zu halten, muss allerdings ein aktiver Regelkreis mit einem PID-Regler aufgebaut werden, wie dies in [21] durchgeführt wurde.

Zur Kontrolle und Überwachung des gesamten Spulensystems wurde zusätzlich eine Control-Box gebaut, welche die Temperatur sowie den Strom der Spulen misst und in einem Notfall bzw. Fehlverhalten die Netzteile über ein Not-Aus Signal abschaltet. Zudem kontrolliert diese Box per Durchflussschalter, ob das Kühlsystem aktiv ist. Im Vergleich zur Control-Box, beschrieben in [2], haben wir diese möglichst flexibel mit dem „ATmega128“ Mikrocontroller von Atmel realisiert³. Die Programmierung der Firmware erfolgte in der Programmiersprache C und wird über ein Programmiermodul auf den Mikrocontroller gespielt. Der große Vorteil gegenüber einer diskret aufgebauten Schaltung liegt darin, dass sich die Kontrollparameter jeder Zeit einfach durch eine Änderung des Quelltextes und eine Neuprogrammierung des Mikrocontrollers ändern lassen. Außerdem kann die Schaltung sehr einfach aufgebaut werden, weil die sonst aufwendigen analo-

³Die Auswahl dieses speziellen Mikrocontrollers beruht hauptsächlich auf der Anforderung, genügend viele I/O-Pins (Input/Output-Pins) verfügbar zu haben. Die Control-Box verfügt über 4 Temperatur- und 4 Stromsensoren, also 8 ADC-Kanäle, 8 digitale Eingänge sowie 4 digitale Ausgänge zur Abschaltung der Netzteile. Zusätzlich müssen 16 LEDs angesteuert werden, welche gemultiplext 8 digitale Ausgänge am Mikrocontroller erfordern. Der ATmega128 erfüllt diese Bedingungen und verfügt über insgesamt 32 I/O-Pins und 128 KB Programmspeicher, die Firmware ist dabei nur etwa 13 KB groß.

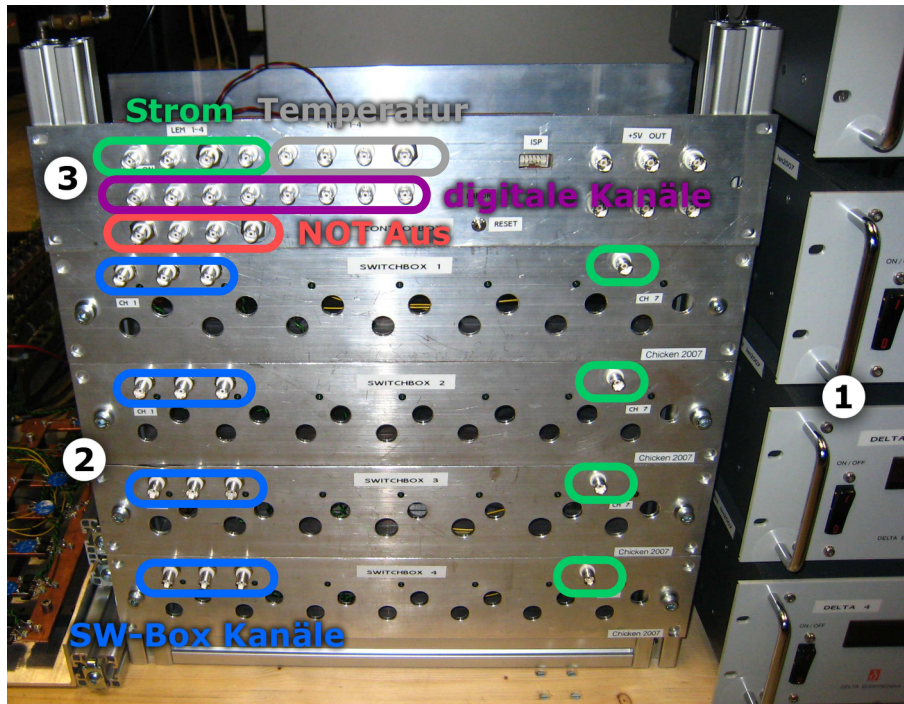


Abbildung 2.5: Foto der Schalt- und Control-Boxen: Die vier Delta-Netzteile (1). Diese sind an der Rückseite mit den vier Schaltboxen (2) per 16 mm^2 -Kabel verbunden. Jede Schaltbox wird mit je drei digitalen Kanälen angesteuert. Die Spulen werden über etwa 4 m lange 10 mm^2 -Kabel an der Frontseite der Schaltboxen angeschlossen. Control-Box (3) mit je vier Eingängen zur Strom- und Temperaturüberwachung, acht digitalen Eingängen und vier NOT-Aus-Kanälen zur Abschaltung der Netzteile.

gen Vergleichsoperationen mit Komparatoren durch den Mikrocontroller gemacht werden können.

Die Temperaturmessung erfolgt durch einen Spannungsteiler mit einem temperaturabhängigen Widerstand (engl. positive temperature coefficient - PTC). Der PTC-Widerstand besitzt eine ab der kritischen Temperatur $T_C = 40 \text{ }^\circ\text{C}$ stark nichtlinear ansteigenden Kennlinie. Die Spannungsmessung erfolgt mit dem im Mikrocontroller eingebauten 10-bit Analog-Digital-Konverter (ADC).

Die Messung des Spulenstroms erfolgt an den Zuleitungen zu den Schaltboxen. Ein Current-Transducer mit einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ wandelt den Strom im Verhältnis 2000:1 in eine mit dem Mikrocontroller messbare Spannung. Der Mikrocontroller kann nicht nur den Maximalstrom kontrollieren, sondern auch die Zeit messen, in der die Spulen mit mehr als einem individuell einstellbaren Grenzwert belastet werden.

Durch bis zu acht digital Eingänge werden Statusmeldungen von der Experimentsteuerung übertragen, wie z. B. der Start des Experiments oder der Beginn der RF-Evaporation zur BEC-Erzeugung. Dadurch lassen sich die Grenzwerte für

verschiedene Abschnitte des Experiments unterschiedlich einstellen. Die Control-Box stellt damit eine sehr komfortable und während der Aufbauphase des Experiments extrem wichtige Sicherheitsfunktion dar. Genauere Informationen zur Programmierung und dem Schaltplan der Control-Box finden sich in Anhang A ab Seite 46.

Die Verbindung der Netzteile zu den Schaltboxen wurde für geringe Verluste mit 16 mm²-Kabeln realisiert. Die Spulen sind dann über etwa 4 m lange 10 mm²-Kabel an die Kanäle der Schaltboxen angeschlossen, mit Ausnahme der BEC-Quadrupol- und Feshbach-Spulen, deren Zuleitungen auch 16 mm² im Querschnitt sind. Der Aufbau der Schaltboxen und der Control-Box vor Beginn der Verkabelung mit einer Beschreibung aller Anschlüsse ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

2.2 Funktionsweise

2.2.1 Theorie zu Magnetfallen

Damit Atome in einer Magnetfalle gefangen werden können, bedarf es einer attraktiven Kraft Richtung Fallenzentrum, [22]. Diese Kraft beruht auf der Wechselwirkung des magnetischen Moments $\vec{\mu}$ eines Atoms mit dem äußeren Magnetfeld \vec{B} . Im klassischen Bild ist die Energie des Teilchens dabei gegeben durch

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos \theta . \quad (2.1)$$

Hierbei ist θ der Winkel zwischen dem magnetischen Moment und dem Magnetfeld. Die daraus resultierende Kraft ist gegeben durch

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} E = \mu \vec{\nabla} B \cos \theta . \quad (2.2)$$

Im Gegensatz zur Gleichung 2.1 sind im quantenmechanischen Bild jedoch nur diskrete Energiezustände erlaubt, welche der linearen Zeemanaufspaltung der Hyperfeinzustände entsprechen

$$E_{m_F} = g_F m_F \mu_B B . \quad (2.3)$$

Atome mit der magnetischen Quantenzahl $m_F = 0$ erfahren kein magnetfeldabhängiges Potential, während Atome mit $m_F > 0$ „low-field-seeker“ und Atome mit $m_F < 0$ dementsprechend „high-field-seeker“ sind. Da es aber nach den Maxwell’schen Gleichungen nicht möglich ist, ein statisches Magnetfeldmaximum im freien Raum zu erzeugen, kann man nur Atome im Zustand $m_F > 0$ in einem lokalen Magnetfeldminimum fangen. Im Hyperfeinzustand $m_F = 2$ ist die Potentialtiefe bei gegebenen Magnetfeld doppelt so groß als im Zustand $m_F = 1$. Deshalb werden die Atome, bevor sie in die Magnetfalle geladen werden, im Spinzustand $F = 2, m_F = 2$ präpariert [20].

Klassisch gesehen präzediert das magnetische Moment der Atome um die Magnetfeldachse. Die Frequenz wird Präzessionsfrequenz oder Larmorfrequenz ω_L genannt und hängt nur vom Betrag des Magnetfeldes und vom gyromagnetischen Verhältnis γ ab.

$$\omega_L = \gamma B = \frac{\mu_B g_F}{\hbar} B \quad (2.4)$$

Für ^{87}Rb -Atome im Zustand $5^2S_{1/2}$ ist der gyromagnetische Faktor $g_F = 1/2$ und daraus folgt für die Larmorfrequenz

$$\omega_L = 2\pi \cdot 700\text{kHz} \cdot B/\text{G} \quad (2.5)$$

Eine notwendige Bedingung, um Verluste durch ein Umklappen des Spins gering zu halten, besteht darin, dass Richtungsänderungen des Magnetfeldes langsamer als mit der Larmorfrequenz geschehen. Das magnetische Moment der Atome muss adiabatisch dem Magnetfeld folgen können. Die ansonsten möglichen, ungewollten Änderungen des Spins werden Majorana-Spin-Flips [23] genannt. Dadurch fällt das Atom in einen Zustand, in dem es nicht mehr gefangen werden kann und verlässt die Magnetfalle. Verluste dieser Art sind auch im Fallenzentrum anzutreffen, weil dort das Magnetfeld verschwindet und damit keine Quantisierungsachse durch das B-Feld vorgegeben ist. Doch erst bei tiefen Temperaturen, wie z. B. nach der Erzeugung des BECs, ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome im Zentrum größer und die Verluste können deswegen nicht mehr vernachlässigt werden.

Die einfachste Möglichkeit ein Magnetfeldminimum zum Fangen neutraler Atome zu erzeugen [24], ist die Verwendung eines Quadrupolspulenpaares. Dazu werden zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration geschaltet, der Strom durchfließt die beiden Spulen also gegensinnig. Das resultierende Magnetfeld ist im Zentrum Null und der Betrag steigt in alle Richtungen linear an.

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial x} x \\ \frac{\partial B_y}{\partial y} y \\ \frac{\partial B_z}{\partial z} z \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.6)$$

Die Maxwell-Gleichungen fordern, dass die Divergenz des Magnetfeldes Null ist, so dass das Quadrupolfeld durch zwei Parameter beschrieben werden kann.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Rightarrow \frac{\partial B_z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \quad (2.7)$$

Der erste Parameter ist der Magnetfeldgradient in z-Richtung $\frac{\partial B_z}{\partial z}$, welcher auf 130 G/cm festgesetzt wird, um einen Einschluss in Richtung der Gravitation sicherzustellen. Der zweite Parameter ist das Aspektverhältnis A , welches das Verhältnis der Gradienten in y- und x-Richtung angibt.

$$A = \frac{\partial B_y}{\partial y} / \frac{\partial B_x}{\partial x} \quad (2.8)$$

Das Quadrupolfeld eines einzelnen Spulenpaares hat aufgrund der Rotations-symmetrie ein Aspektverhältnis von 1. Dies ist zu Beginn und am Ende des Transports also in der MOT- und BEC-Kammer der Fall. Um das Magnetfeld für den Transport mit konstantem Aspektverhältnis über die gesamte Transportstrecke verschieben zu können, sind zu jeder Zeit drei gleichzeitig stromdurchflossene Spulenpaare nötig. Dies verhindert ein ständiges Oszillieren des Aspektverhältnisses und es stellt sich ein Optimum für $A = 1,69$ ein, [2].

2.2.2 Verschiebung des Fallenzentrums

Das Potentialminimum wird durch die Ansteuerung der Spulen vom Zentrum der MOT-Kammer in das Zentrum der BEC-Kammer verschoben, siehe dazu Abb. 2.6 sowie Abb. 2.7 für die ersten 80 mm der Transportstrecke.

Man verwendet für den Transport zur Hälfte überlappende Quadrupolspulenpaare in zwei Lagen, die in Transportrichtung an einer mechanisch stabilen Halterung montiert werden. Wenn Atome im Quadrupolfeld eines Spulenpaars gefangen sind, kann man die Atomwolke durch Erhöhen des Stroms durch das zweite Spulenpaar und gleichzeitiges Verringern des Stroms durch das erste Spulenpaar verschieben. Das Potentialminimum bewegt sich bei diesem Vorgang kontinuierlich ins Zentrum der zweiten Spule. Dabei ist zu Beginn und am Ende das Aspektverhältnis genau 1, während des Transports wird die Wolke allerdings in Transportrichtung stark elongiert. Würde man den Transport von Spulenpaar zu Spulenpaar auf die gesamte Transportstrecke fortsetzen, oszilliert das Aspektverhältnis ständig. Um dieses Oszillieren und ein dadurch mögliches Aufheizen der Atome in der Falle zu vermeiden, wird das Potential mit konstantem Aspektverhältnis von 1,69 verschoben. Hierfür sind drei benachbarte, gleichzeitig stromdurchflossene Transportspulen notwendig. Durch die exakte Berechnung der Spulenströme lässt sich das Aspektverhältnis der Magnetfalle genau auf den geforderten Wert einstellen. Somit kann der Transport mit mehreren hintereinander folgenden Spulenpaaren über fast beliebige Distanzen mit relativ geringen Verlusten realisiert werden, weitere Details dazu in [19].

Aufgrund geometrischen Limitierungen ist der Abstand zwischen MOT-Spule und erster Transportspule sehr groß, wodurch das Aspektverhältnis an diesen Punkten unkontrolliert stark ansteigt. Auf der MOT-Seite wurde dieses Problem mit einer zusätzlichen Spule, einer so genannten Push-Spule, beseitigt. Dabei handelt es sich um eine einzelne zylindrische Spule, deren Achse gleich der Transportachse ist. Diese bewirkt eine Kraft, die die Atome zusätzlich in die Transportstrecke beschleunigt und das Aspektverhältnis dadurch kontrolliert auf 1,69 ansteigen lässt. Auf der BEC-Seite ist eine solche Hilfsspule aus technischen Gründen nicht realisierbar und es lässt sich ein Peak im Aspektverhältnis nicht vermeiden.

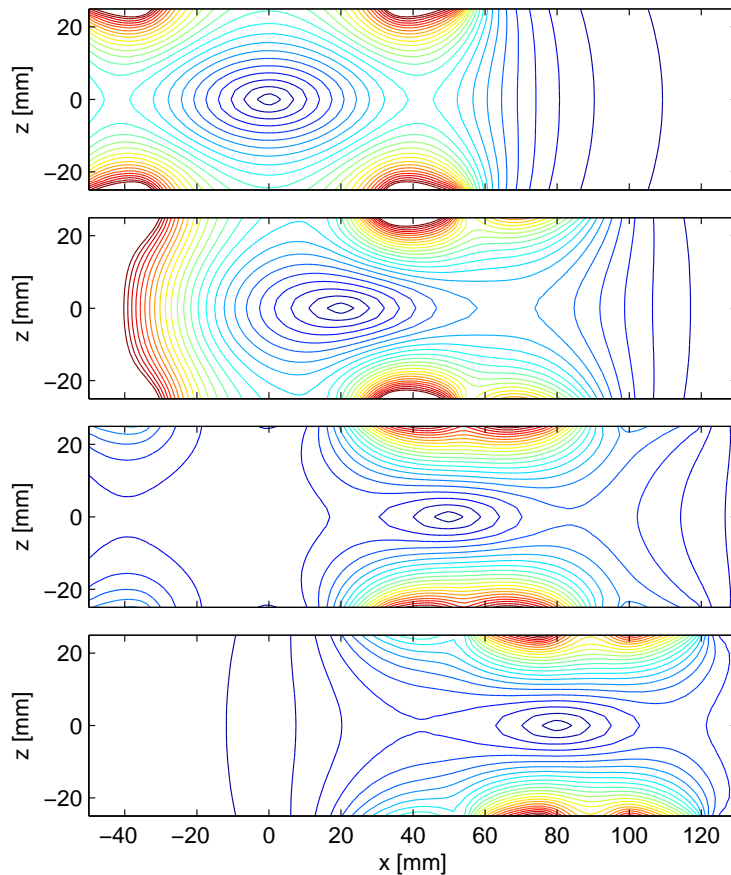


Abbildung 2.6: Betrag des Magnetfeldes in der xz -Ebene für vier verschiedene Transportdistanzen von $x = 0$ mm, $x = 20$ mm, $x = 50$ mm und $x = 80$ mm. Man kann gut die Verschiebung des Magnetfeldminimums erkennen. Bei $x = 0$ mm ist nur die MOT-Spule aktiv und das B-Feld ist daher rotationssymmetrisch. Bei $x = 20$ mm drückt die Push-Spule die Atome in Transportrichtung. Bei $x = 80$ mm sind nur noch die ersten drei Transportspulen aktiv.

2.2.3 Berechnung der Stromkurven

Die Stromkurven für die einzelnen Spulen werden mit Hilfe des Mathematik-Programms „Matlab“ berechnet. Dazu wird zunächst die exakte Position und die Wicklungszahlen der Spulen definiert. Anschließend wird das Magnetfeld, welches jede Spule erzeugt, für ein dreidimensionales Gitter mit besonders feiner Unterteilung entlang der Transportachse bei einem Einheitsstrom von 1 A berechnet.

Mit dem vorgegebenen Gradienten in z -Richtung von 130 G/cm sowie dem gewünschten Aspektverhältnis entlang der Transportrichtung werden die Spulenströme I in Abhängigkeit von der x -Koordinate berechnet. Dabei wird mit einer „Least-Squares-Fit“ Routine versucht, die notwendigen Ströme unter Berück-

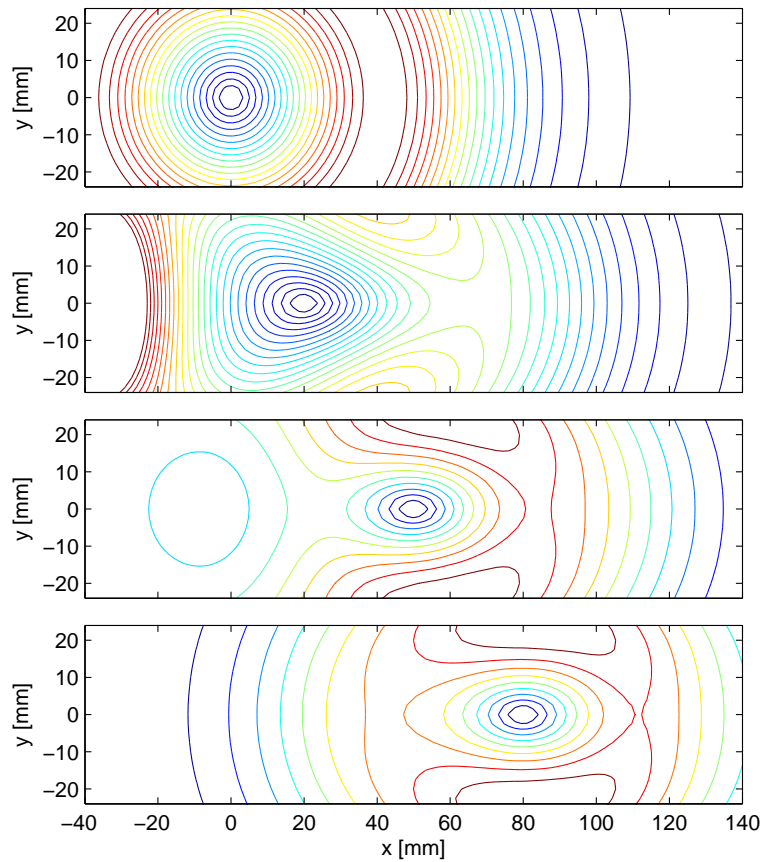


Abbildung 2.7: Betrag des Magnetfeldes in der xy -Ebene für vier verschiedene Transportdistanzen von $x = 0$ mm, $x = 20$ mm, $x = 50$ mm und $x = 80$ mm. Auch hier erkennt man die Verschiebung des Magnetfeldminimums. Bei $x = 0$ mm ist das Aspektverhältnis 1, die Falle also kreisrund. Mit zunehmender Transportdistanz zieht sich die Fallengeometrie in die Länge und das Aspektverhältnis entspricht 1.69 bei $x = 80$ mm.

sichtigung von Gleichung 2.7 und 2.8 iterativ zu berechnen. Unter Umständen kann es vorkommen, dass das geforderte Aspektverhältnis wegen geometrischen Einschränkungen nicht eingehalten werden kann. Diese Abweichung wird durch die Fit-Routine aber möglichst gering gehalten.

Anschließend werden durch die Definition einer Beschleunigungskurve der Atomwolke und der Gesamtdauer des Transportes die Ströme abhängig von der Ortskoordinate x in Abhängigkeit der Zeit t berechnet. Dabei muss versucht werden, eine möglichst gleichmäßige Ortskurve zu berechnen, um den Verlust von Atomen zu minimieren. Dies wird durch die Angabe der Nullstellen, Maximum und Minimum der Beschleunigungskurve $a(t)$ und anschließende Interpolation mit Hilfe eines Splines erreicht. Durch doppelte Integration erhält man die Orts-

kurve $x(t)$, mit der $I(x)$ in $I(t)$ überführt werden kann.

Die so gewonnen Stromkurven werden, wie im nachfolgenden Abschnitt 2.2.4 genauer beschrieben, in ihrem Frequenzgang korrigiert, bevor sie den vier Netzteilen zugeordnet und aufgeteilt werden. Abbildungen zu den tatsächlich verwendeten Stromkurven und Darstellungen der Beschleunigungs- und Ortskurve sind in Abschnitt 2.3.2 zu finden.

2.2.4 Frequenzgangkorrektur

Um die exakt berechneten Stromkurven durch die Netzteile und den Spulen so genau wie möglich wiederzugeben, müssen die durch die Netzteile verursachten Fehler korrigiert werden. Dies wird mit Hilfe einer Frequenzgangkorrektur bewerkstelligt. Die Idee dazu wurde aus der Dissertation über das Rubidium-Experiment von Gregor Thalhammer übernommen, [21].



Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Systems: Das Eingangssignal $x(t)$ wird in das Ausgangssignal $y(t)$ transformiert. Das System ist als „Blackbox“ dargestellt, dessen genauer innerer Aufbau nicht bekannt ist, wie z. B. bei den Delta-Netzteilen in Verbindung mit den Spulen.

In der System- bzw. Signaltheorie [25] transformiert ein System ein bestimmtes Eingangssignal $x(t)$ in ein Ausgangssignal $y(t)$ (Abb. 2.8). Der genaue Aufbau im Inneren des Systems ist irrelevant. Die Abbildung von $x(t)$ auf $y(t)$ ist durch eine Funktion $y(t) = f(x(t))$ beschrieben. Am weitesten verbreitet sind lineare Systeme, welche das Verstärkungsprinzip sowie das Superpositions-gesetz fordern. Dies lässt sich in der Linearitätsrelation zusammenfassen:

$$\left. \begin{array}{l} y_1(t) = f(x_1(t)) \\ y_2(t) = f(x_2(t)) \\ k_1, k_2 = \text{const.} \end{array} \right\} f(k_1 \cdot x_1(t) + k_2 \cdot x_2(t)) = k_1 \cdot f(x_1(t)) + k_2 \cdot f(x_2(t)) \quad (2.9)$$

In der Realität kommen keine ideal linearen Systeme vor, wie z. B. bei der nicht linearen Kennlinie eines Verstärkers oder der Sättigung einer Spule. Nicht-lineare Systeme werden meist aufgrund der komplexen mathematischen Beschreibung am Rechner simuliert. Eine weitere idealisierte Annahme ist die Zeitinvarianz des Systems. Damit erhält man die große und gut bekannte Klasse der LTI-Systeme (engl. linear time invariant), welche durch lineare Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten beschrieben werden können. Viel eleganter lassen sich die LTI-Systeme jedoch mit ihrer Übertragungsfunktion beschreiben.

Aufgrund der Linearität des Systems lässt sich eine wichtige Grundaussage machen. Ein LTI-System antwortet auf die Anregung durch ein harmonisches Signal der Frequenz f_0 immer mit einem harmonischen Signal derselben Frequenz f_0 . Es werden keine weiteren Frequenzen generiert, wie dies z. B. bei Mischern in der Radiofrequenztechnik möglich ist. Jedoch können Frequenzanteile gefiltert werden, wie z. B. durch einen Hoch- bzw. Tiefpass.

Zur Analyse eines LTI-Systems ist die Fourier-Transformation (FT) von entscheidender Wichtigkeit. Für ein kontinuierliches, nicht periodisches Signal $x(t)$ lässt sich dessen Spektrum $X(j\omega)$ berechnen mit

$$X(j\omega) = \mathcal{F}(x(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-j\omega t} dt . \quad (2.10)$$

Die Rücktransformation in den Zeitbereich geschieht mit der inversen Fourier-Transformation (IFT) durch

$$x(t) = \mathcal{F}^{-1}(X(j\omega)) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} X(j\omega) \cdot e^{j\omega t} d\omega . \quad (2.11)$$

Ein Nachteil der Fourier-Transformation liegt darin, dass das Integral (2.10) nicht für alle Funktionen konvergiert. Dieses Problem lässt sich durch die Einführung eines Dämpfungsfaktors $e^{-\sigma t}$ beheben, wodurch in der FT $j\omega$ durch $s = \sigma + j\omega$ substituiert wird. Dadurch erhält man die Laplace-Transformation (LT) sowie die dazugehörige inverse Laplace-Transformation (ILT)

$$X(s) = \mathcal{L}(x(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-st} dt , \quad (2.12)$$

$$x(t) = \mathcal{L}^{-1}(X(s)) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} X(s) \cdot e^{st} dt . \quad (2.13)$$

Für die einfache Kennzeichnung einer Transformation vom Zeit- in den Frequenzbereich werden in der Literatur die Transformations- bzw. Korrespondenzzeichen $\circ \longrightarrow \bullet$ und $\bullet \longleftarrow \circ$ verwendet, wobei der ausgefüllte Punkt den Frequenzbereich kennzeichnet.

Eine Besonderheit und oft genutzte Eigenschaft der Fourier- bzw. Laplace-Transformation ist, dass eine Faltung im Zeitbereich in eine Multiplikation im Frequenzbereich und umgekehrt überführt wird. Die Faltung zweier Signale $x_1(t)$ und $x_2(t)$ wird mit dem Symbol $*$ gekennzeichnet und ist definiert durch

$$y(t) = x_1(t) * x_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(t) \cdot x_2(t - \tau) d\tau . \quad (2.14)$$

Durch die Verwendung des Verschiebungssatzes der Fouriertransformation lässt sich zeigen, dass die Faltung einer Multiplikation im Frequenzbereich entspricht, [25, Abschnitt 2.3.2].

$$y(t) = x_1(t) * x_2(t) \quad \circ \text{---} \bullet \quad Y(j\omega) = X_1(j\omega) \cdot X_2(j\omega) \quad (2.15)$$

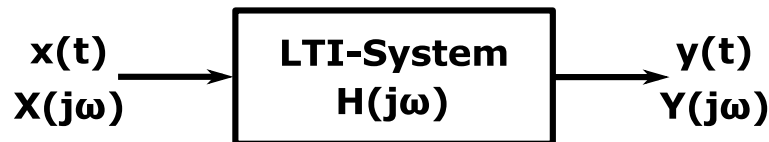


Abbildung 2.9: LTI-System mit Ein- und Ausgangsgrößen: Das Eingangssignal $x(t)$ bzw. $X(j\omega)$ wird durch den Frequenzgang $H(j\omega)$ in das Ausgangssignal $y(t)$ bzw. $Y(j\omega)$ transformiert. Dabei wird nur die Amplitude bzw. die Phase des Eingangssignal geändert und es werden keine neuen Frequenzen generiert, wie es bei nicht-linearen System der Fall wäre.

Legt man am Eingang eines LTI-Systems, Abb. 2.9, einen Diracstoß $\delta(t)$ an so erhält man am Ausgang die Stoßantwort $h(t)$. Durch die Modellierung eines kontinuierliches Signal $x(t)$ durch viele verschobene und gewichtete Diracstöße am Eingang und die Aufsummierung aller Antworten lässt sich zeigen, dass das Ausgangssignal $y(t)$ als Faltung mit der Stoßantwort berechnet werden kann [25, Kapitel 3.2]. Durch Transformation in den Frequenzraum erhält man das Ausgangssignal $Y(j\omega)$ durch Multiplikation mit dem Frequenzgang $H(j\omega)$.

$$y(t) = x(t) * h(t) \quad \circ \text{---} \bullet \quad Y(j\omega) = X(j\omega) \cdot H(j\omega) \quad (2.16)$$

Der Betrag von $H(j\omega)$ heißt Amplitudengang und das Argument von $H(j\omega)$ Phasengang. Diese beiden Größen können anschaulich in einem Bode-Diagramm dargestellt werden, wie z. B. in Abbildung 2.10. Verwendet man zur Herleitung anstatt der Fouriertransformation die Laplacetransformation so ergibt sich ähnlich zu 2.16 die Übertragungsfunktion $H(s)$ mit

$$Y(s) = X(s) \cdot H(s) \quad \Rightarrow \quad H(s) = \frac{Y(s)}{X(s)}. \quad (2.17)$$

Die Frequenzgangkorrektur muss durchgeführt werden, wenn das Ausgangssignal eines Systems, in diesem Fall die berechneten Stromkurven am Ausgang der Netzteile, bekannt ist und man das benötigte Eingangssignal berechnen will. Der Frequenzgang wird dazu durch eine vorhergehende Messung am System bestimmt. Das Eingangssignal $x(t)$ lässt sich dann einfach mit Hilfe der Fouriertransformation berechnen durch

$$X(j\omega) = \frac{Y(j\omega)}{H(j\omega)} \quad \bullet \text{---} \circ \quad x(t). \quad (2.18)$$

Die zur Stromversorgung der Spulen verwendeten Netzteile weisen ein sehr ausgeprägtes Tiefpassverhalten auf, welches durch die unterschiedliche Induktivität der angeschlossenen Spule noch verstärkt wird. Ein weiterer Unterschied entsteht durch die zwei verschiedenen Netzteiltypen mit Maximalströme von 100 A bzw. 200 A, welcher sich durch die größeren Glättungskondensatoren im Schaltnetzteil erklären lässt. Die Grenzfrequenz f_g bei -3 dB liegt für die erste Transportspule am 100 A Netzteil bei etwa 1060 Hz, wohingegen die Quadrupolspule an der BEC-Seite, mit der größten Induktivität, am 200 A Netzteil ein Tiefpass mit $f_g = 305$ Hz darstellt. In Abbildung 2.10 findet sich eine anschauliche Darstellung für mehrere verschiedene Spulen.

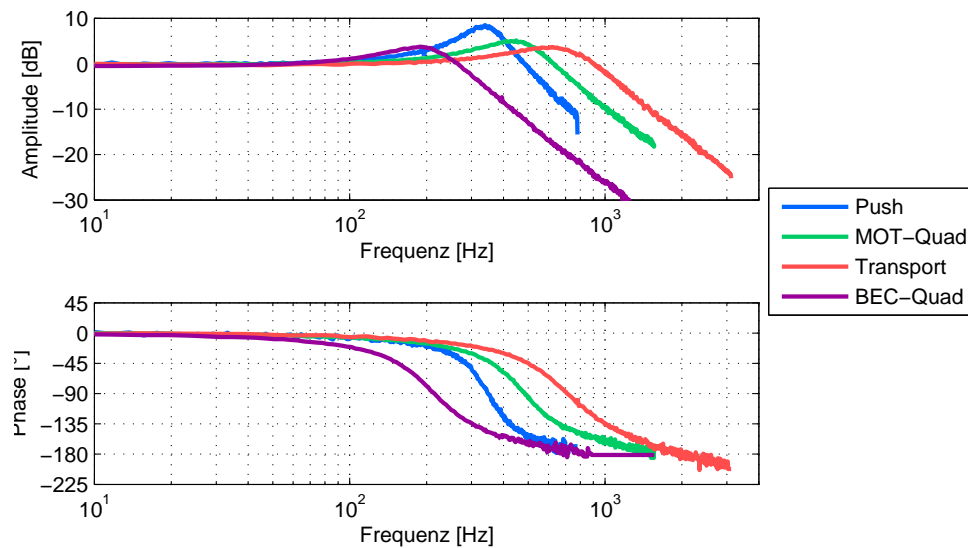


Abbildung 2.10: Übertragungsfunktionen für verschiedene Spulen: Man sieht die unterschiedliche Grenzfrequenz aufgrund unterschiedlicher Induktivität der Spulen. Interessant ist auch das Überschwingen des Amplitudengangs, was zu einer ungewollten Deformierung der Stromkurven führt. Dies kann durch die Frequenzgangkorrektur verhindert werden.

Um diese Unterschiede auszugleichen und aufgrund des Tiefpassverhaltens ungewünschte Verzögerungen und Überschwingungen in den Stromkurven zu vermeiden, muss die Frequenzgangkorrektur durchgeführt werden. Dazu wird zunächst mit dem Network-Analyzer SR770, welcher speziell für tiefe Frequenzen unterhalb 100 kHz bis einschließlich Gleichspannung geeignet ist, die Übertragungsfunktion also Amplituden- und Phasengang ausgemessen (Abbildung 2.11). Die zu messende Spule wird an das Netzteil angeschlossen und dieses mit einem vom Network-Analyzer generierten „Chirp“-Signal⁴ angesteuert. Mit Hilfe einer Stromzange bzw. einem Current-Transducer des Models IT 150-S von LEM Com-

⁴Ein „Chirp“-Signal wird erzeugt, indem die Frequenz eines Oszillators kontinuierlich durch-

ponents wird dann der tatsächlich fließende Strom an den Zuleitungskabeln der Spule gemessen. Daraus bestimmt der Network-Analyzer die Übertragungsfunktion und speichert die gemessenen Werte ab. Für die korrekte Bestimmung des Phasengangs muss der Network-Analyzer vor Beginn der Messung kalibriert werden. Dazu wird das „Chirp“-Signal dem Eingang des Analyzers direkt zugeführt und der Phasengang auf konstant Null eingestellt.

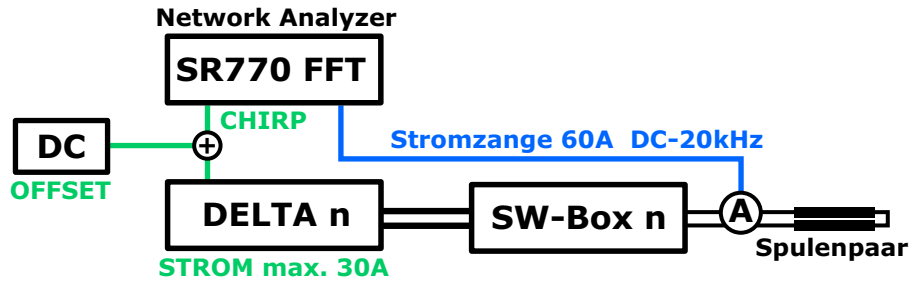


Abbildung 2.11: Schematischer Aufbau zur Messung der Übertragungsfunktion: Der Network-Analyzer generiert ein „Chirp“-Signal welches mit einem DC-Offset addiert dem Delta-Netzteil zugeführt wird. Der über die Spulen fließende Strom wird mit einer Stromzange gemessen und das Signal dem Network-Analyzer zugeführt, welcher die Übertragungsfunktion darstellt und abspeichert.

Die Berechnung der Frequenzgangkorrektur wurde in „Matlab“ durchgeführt. Die Übertragungsfunktion wurde durch einen „Least-Squares-Fit“ an die gemessenen Daten bestimmt, wobei das Modell eines Tiefpasses fünfter Ordnung wie in Gleichung 2.19 die besten Fit-Ergebnisse lieferte, übernommen aus [21].

$$H(s) = \frac{b_2 \cdot s^2 + b_1 \cdot s + b_0}{a_5 \cdot s^5 + a_4 \cdot s^4 + a_3 \cdot s^3 + a_2 \cdot s^2 + a_1 \cdot s^1 + a_0} \quad (2.19)$$

Eine Simulation einer Frequenzgangkorrektur ist zur Veranschaulichung in Abbildung 2.12 dargestellt. Dazu wurde im ersten Diagramm die unkorrigierte Stromkurve einer Transportspule genommen und mit Hilfe der gemessenen Übertragungsfunktion der tatsächlich fließende Strom ohne Korrektur berechnet. Im zweiten Diagramm ist die korrigierte Stromkurve zu sehen. Die Anwendung der Übertragungsfunktion ergibt einen der im Vorhinein berechneten Kurve sehr ähnlichen Verlauf.

2.2.5 Abtasttheorem

Um Rundungsfehler bei der Berechnung der Stromkurven zu vermeiden, wurden diese sowie die Frequenzgangkorrektur mit kontinuierlichen Spline-Kurven

gefahren wird. Dadurch verfügt das Signal über ein Spektrum, in dem alle Frequenzanteile mit gleich großer Amplitude vorkommen. Bei weißem Rauschen gibt es keinen festen Zusammenhang in der Phase der verschiedenen Frequenzanteile und es kann damit der Phasengang des Systems nicht gemessen werden.

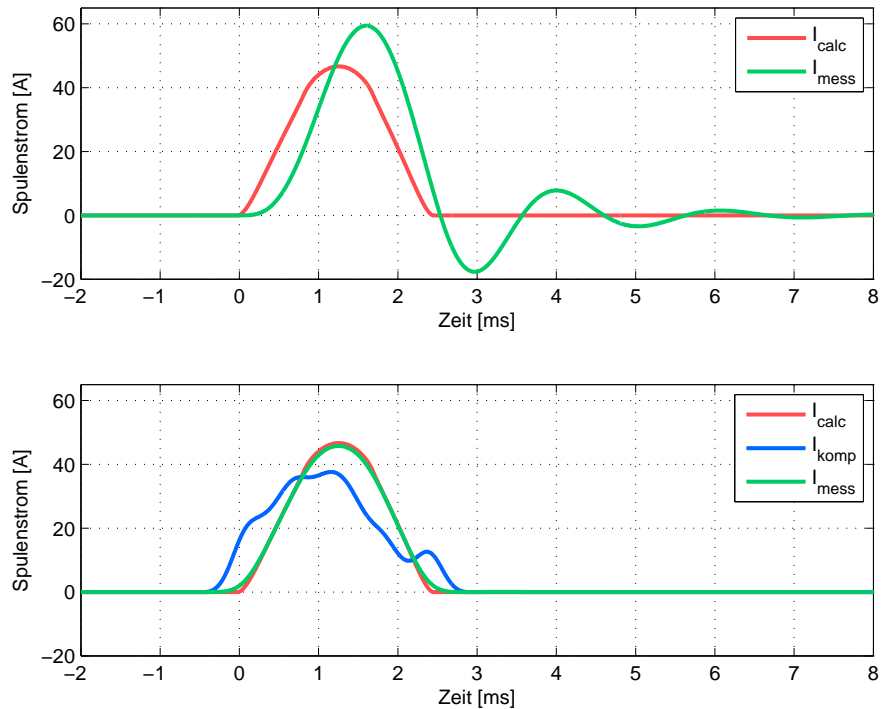


Abbildung 2.12: Frequenzgangkorrektur veranschaulicht: Im oberen Diagramm ist die berechnete Stromkurve ohne Frequenzgangkorrektur (rot) und die Simulation des tatsächlichen Spulenstroms (grün) dargestellt. Darunter sieht man die korrigierte Kurve (blau), den simulierten Strom (grün) sowie die berechnete Stromkurve (rot). Anmerkung: Um den Effekt anschaulich darzustellen wurde die Dauer der Stromkurve stark verkürzt, etwa um den Faktor 60, der tatsächliche Transport dauert 1,6 s.

durchgeführt. Die Ausgabe der Stromkurven durch die Experimentsteuerung erfolgt jedoch in diskreten Zeitschritten, die Splines müssen also diskretisiert bzw. abgetastet werden. Dabei stellt sich die Frage nach der optimalen Abtastfrequenz. Um das in „LabView“ geschriebene Programm zur Experimentsteuerung von zu großen Datenmengen zu bewahren, ist eine möglichst kleine Abtastfrequenz vorteilhaft.

Das Nyquist-Shannonsche Abtasttheorem besagt, dass die minimale Abtastfrequenz f_A die doppelte Bandbreite des abzutastenden Signals haben muss, um eine fehlerfreie Rekonstruktion zu garantieren, [26, Abschnitt 21.1]. Die Bandbreite $f_B = f_{max} - f_{min}$ eines Signals, dessen Spektrum bei einer Frequenz von $f_{min} = 0$ Hz beginnt, entspricht der maximalen im Signal enthaltenen Frequenz $f_B = f_{max}$. Daraus folgt für das Abtasttheorem

$$f_A > 2 \cdot f_B . \quad (2.20)$$

Eine mathematische Herleitung ist in [25, Kapitel 5.2] zu finden. Anschaulich lässt sich dies dadurch beschreiben, dass die Abtastung in diskreten Zeitschritten $T = f_A^{-1}$ einer Multiplikation mit einer Reihe von Diracstößen entspricht. Dies führt zu einer Periodisierung des Signalspektrums, welches eine Breite⁵ von $2f_B$ aufweist, im Abstand von f_A . Falls dabei $f_A < 2f_B$ ist, kommt es zu Überlappungen mit den folgenden Perioden und die Abtastung ist nicht mehr fehlerfrei umkehrbar. Aus dieser Überlegung resultiert direkt die Bedingung in Gleichung 2.20.

Vor der Diskretisierung des Splines bzw. eines analogen Signals muss mit einem Tiefpassfilter sichergestellt werden, dass keine Frequenzanteile mit $f > f_B$ vorhanden sind, da es ansonsten zu Aliasingeffekten⁶ kommt. Dies wird bei den Stromkurven nach der Frequenzgangkorrektur durch einen Besselfilter 2. Ordnung mit der Grenzfrequenz $f_g = 3$ kHz realisiert. Bei der Wiederherstellung des abgetasteten Signals muss dieses durch einen analogen Rekonstruktionsfilter mit Grenzfrequenz $f_g = f_B$ geglättet werden, um die zeitdiskreten Werte und damit den Treppeneffekt im Signal zu verhindern, siehe dazu Abbildung 2.13. Im vorliegenden Fall erfolgt dies durch das Tiefpassverhalten der Netzteile automatisch.

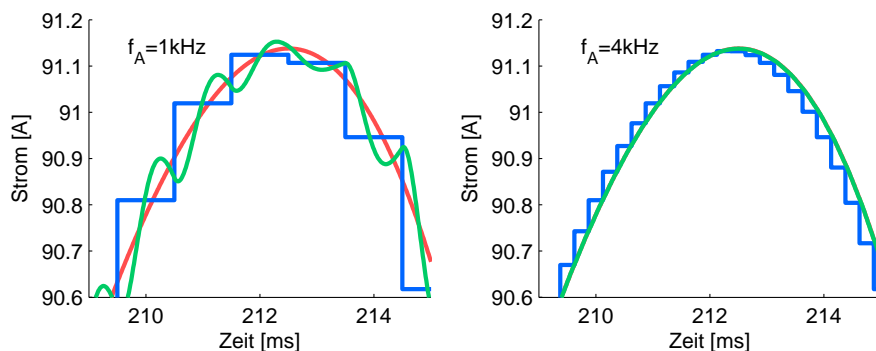


Abbildung 2.13: Rekonstruktion der berechneten Stromkurve nach Abtastung des Splines bei einer Abtastfrequenz von $f_A = 1$ kHz und $f_A = 4$ kHz im Detail der Push-Spule. Die berechnete Stromkurve (rot) liefert das abgetastete Signal in diskreten Zeitschritten (blau). Die Ausgabe des Netzteils mit Tiefpasscharakter (grün) wurde durch Anwenden der Transferfunktion simuliert.

Als praxistauglicher Wert für die Abtastfrequenz wird meistens $2,2 \cdot f_B$ verwendet. Um den optimalen Wert zu finden, wurde bei variierender Abtastfrequenz der Stromkurven mit Hilfe der Übertragungsfunktion das Ausgangssignal der Netzteile simuliert. Anschließend wurde der relative Stromfehler, also die Differenz zwischen tatsächlichen und berechneten Strom dividiert durch den absoluten Stromwert, in Abhängigkeit der Abtastfrequenz aufgetragen (Abbildung

⁵Es ist dabei zu beachten, dass sich das Spektrum des Signals symmetrisch von $-f_B$ bis $+f_B$ erstreckt.

⁶Durch die falsche Abtastung eines periodischen Signals mit zu geringer Abtastfrequenz entsteht ein verfälschtes Signal mit geringerer Frequenz als f_B .

2.14). Eine minimale Abtastfrequenz von 4 kHz liefert bereits einen vernachlässigbaren Fehler von etwa $4 \cdot 10^{-5}$. Zur Sicherheit wurde die Abtastfrequenz allerdings auf 8 kHz erhöht, wobei die Datenmenge ist noch klein genug ist, etwa 1,3 MB an analogen Datenpunkten für die gesamte Transportsequenz.

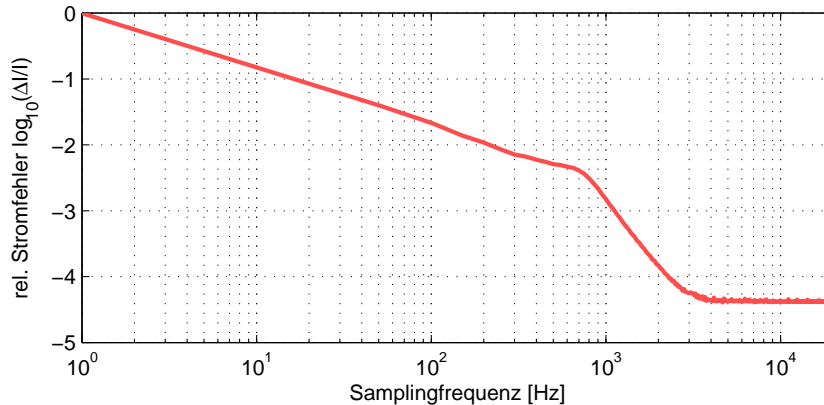


Abbildung 2.14: Relativer Stromfehler in Abhängigkeit der Abtastfrequenz: Es ist die Differenz zwischen tatsächlichen und berechneten Strom bezogen auf den absoluten Stromwert gegen die Abtastfrequenz aufgetragen. Die Grenzfrequenz der Netzteile liegt bei etwa 1 kHz, der Fehler durch die Abtastung ist ab $f_A = 4$ kHz vernachlässigbar.

2.3 Ergebnisse

Nach dem Aufbau der Spulen und der gesamten elektrischen Verkabelung wurde die Control-Box in Betrieb genommen und auf korrekte Funktionsweise in Fehlsituationen getestet. Anschließend wurden Stromkurven für unterschiedliche Transportdistanzen berechnet, mit denen die Atomwolke stückweise immer weiter in Richtung BEC-Kammer und wieder zurück transportiert werden konnte, um eventuelle Verluste zu registrieren und zu lokalisieren. Die Messung der Atomzahl N erfolgte dabei durch Messung der Absorption der Wolke in der MOT-Kammer mit Hilfe einer CCD-Kamera. Die Temperatur der Wolke wurde durch eine Flugzeit-Messung bestimmt. Dazu wird die thermische Expansion der Wolke durch Absorptions-Bilder nach immer längeren Expansionszeiten aufgezeichnet und die Temperatur durch einen Fit an die geometrischen Abmessungen der Atomwolke ermittelt.

2.3.1 Transporteffizienz

Zur Bestimmung der Transporteffizienz wurde die Atomzahl in der MOT-Kammer N_{MK} vor dem Transport und nach dem Hin- und Rücktransport gemessen.

Die Atomzahl in der MOT ist Schwankungen unterworfen, die aufgrund leichter Änderungen der Laserintensität und Wellenlänge während des MOT-Ladeprozesses entstehen. Deshalb wurde die Atomzahl direkt vor der Messung der Transporteffizienz durch 10 Messungen und anschließende Mittelung bestimmt. Ein typischer Wert für die Atomzahl in der MOT nach 10 ms Haltezeit ist

$$N_{MK} = (3,925 \pm 0,016) \cdot 10^9 . \quad (2.21)$$

Die dazugehörige Temperatur der Atomwolke betrug

$$T_{MK} = (150 \pm 20) \mu\text{K} . \quad (2.22)$$

Nach dem Transport in die BEC-Kammer und anschließenden Rücktransport in die MOT-Kammer wurde die Atomzahl N gemessen. Die Transporteffizienz η für den einfachen Transport in die BEC-Kammer ergibt sich damit zu

$$\eta = \sqrt{\frac{N}{N_0}} . \quad (2.23)$$

Die Optimierung der Transportstrecke zielt zwar primär auf eine maximale Teilchenanzahl ab, aber auch auf eine möglichst geringe Erhöhung der Temperatur der Atomwolke.

Erste erfolgreiche Transportversuche in die BEC-Kammer und wieder zurück waren allerdings nur bei stark (bis zu einem Faktor 3) verringerte Transportgeschwindigkeit im Vergleich zur endgültigen Transportdauer von 1,6 s möglich. Mit Hilfe der Stromkurven für verschiedene Distanzen konnte der Bereich identifiziert werden, in dem große Verluste entstanden. So war die Effizienz bis zu einer Distanz von $x = 380$ mm bei etwa $\eta = 61\%$, beim Transport über die gesamte Strecke mit $x = 431$ mm jedoch nur noch 48% , vergleiche dazu Abbildung 2.15.

Dieser Verlust ist auf den starken Anstieg des Aspektverhältnisses auf den Wert von 4,71 im Bereich zwischen 385 mm und 425 mm zurückzuführen, wie in Abbildung 2.16 ersichtlich. Die Änderung des Aspektverhältnisses führt zunächst zu einem Aufheizen der Atome. Aufgrund der großen Falltiefe von etwa 3,6 mK bei einer Potentialtiefe von etwa $B_{abs} = 100$ G können die Atome die Falle vorerst nicht verlassen. Durch die größere Ausdehnung der Atomwolke können die Atome jedoch an die Wände der Vakuumapparatur stoßen und dort adsorbiert werden.

Eine Möglichkeit zur Verminderung des Peaks im Aspektverhältnis wäre die Montierung einer Pull-Spule gewesen, ähnlich der Push-Spule auf der MOT-Seite. In einer Simulation stellte sich jedoch heraus, dass dies aus technischen Gründen kaum möglich ist, weil dafür bei gegebener Geometrie der BEC-Kammer ein zu großer Strom von mehr als 400 A notwendig gewesen wäre. Die einfachste Lösung des Problems war, den Transport in zwei Abschnitte zu unterteilen und den Bereich mit dem Peak im Aspektverhältnis sehr langsam zu durchfahren, um ein Aufheizen der Atome und damit verbundene Verluste zu minimieren. Da sich

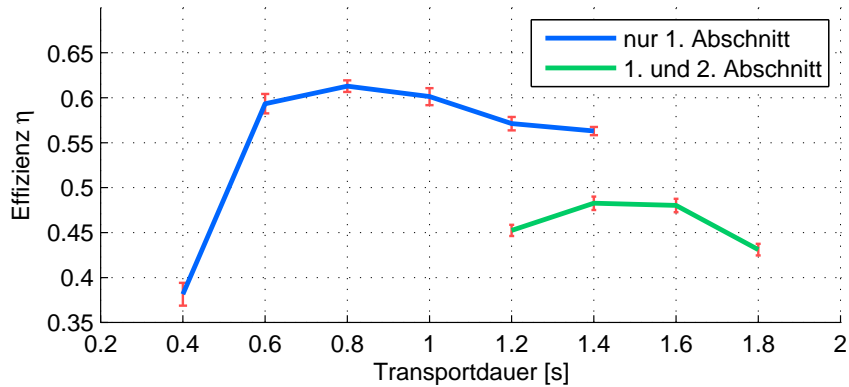


Abbildung 2.15: Transporteffizienz in Abhängigkeit der Transportdauer für den ersten Abschnitt bis $x = 385$ mm (blau). Beim Transport über die gesamte Strecke (grün) verringert sich die Effizienz auf etwa 48 %. Deshalb wird der Transport im 2. Abschnitt stark verlangsamt durchgeführt.

die Atomwolke in diesem Bereich bereits auf der anderen Seite der differentiellen Pumpstrecke befinden, also in einem sehr guten Vakuum, kommt es trotz der erhöhten Transportdauer kaum zu Verlusten durch Stöße mit dem Hintergrundgas. Details zu den so berechneten Stromkurven sind in Abschnitt 2.3.2 zu finden.

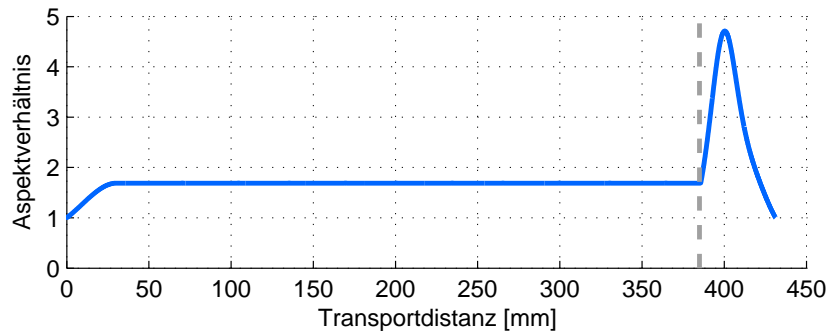


Abbildung 2.16: Verlauf des Aspektverhältnisses über die Transportstrecke: Im Zentrum der MOT- und BEC-Kammer ist das Aspektverhältnis 1, während des Transports stellt sich das Optimum von 1,69 ein. Am Ende steigt das Aspektverhältnis jedoch auf etwa 4,71 an. Bei $x = 385$ mm wird der Transport in zwei Abschnitte unterteilt.

Die Optimierung aller Parameter, wie die Transportdauer der beiden Abschnitte, die Beschleunigungskurven der Atomwolke und die genaue Ausrichtung der Transportspulenhaltung zum Zentrum der BEC-Kammer lieferte am Ende eine Teilchenzahl nach dem Hin- und Rücktransport von

$$N_{HR} = (1,566 \pm 0,038) \cdot 10^9. \quad (2.24)$$

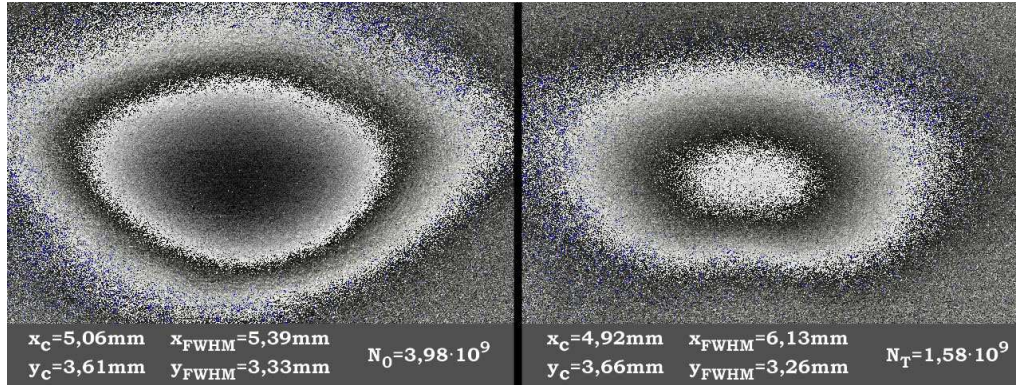


Abbildung 2.17: Absorptionsabbildung⁷der Atomwolke vor dem Transport (links) und nach dem Hin- und Rücktransport (rechts). Die Form der Atomwolke entspricht einer Gaußverteilung in drei Dimensionen. Die Positionen der Wolken mit x_c und y_c sowie deren Größen mit x_{FWHM} und y_{FWHM} wurden durch einen Gaußfit an die in x- bzw. y-Richtung aufsummierten Profile bestimmt.

Mit der Teilchenzahl N_{MK} in der MOT-Kammer zu Beginn des Transports ergibt sich eine Transporteffizienz für einen einfachen Transport von

$$\eta = \sqrt{\frac{N_{HR}}{N_{MK}}} = 0,632 \pm 0,008 \quad (2.25)$$

bei einer Teilchenzahl in der Atomwolke mit

$$N_{BK} = \eta \cdot N_{MK} = (2,479 \pm 0,032) \cdot 10^9 \quad (2.26)$$

Atomen bei einer Temperatur von

$$T_{BK} = (230 \pm 45) \mu\text{K} . \quad (2.27)$$

Der Vergleich der Temperatur T_{BK} mit der Temperatur vor dem Transport T_{MK} in 2.22 zeigt, dass der Aufheizeffekt durch die Transportstrecke etwa $80 \pm 30 \mu\text{K}$ beträgt. Dieser Wert ist leider etwas erhöht im Vergleich zu den erzielten Werten aus [19] mit einer Temperaturdifferenz von $19 \pm 5 \mu\text{K}$ bei einer Anfangstemperatur von $125 \pm 5 \mu\text{K}$. Trotzdem stört dies bei der späteren Erzeugung des BECs kaum.

Die Lebensdauer der Atomwolke in der BEC-Kammer wurde durch Messung der Atomzahl in Abhängigkeit der Haltezeit mit anschließendem exponentiellen Fit $N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau}$ bestimmt und beträgt

$$\tau = (35 \pm 9) \text{s} . \quad (2.28)$$

In Abbildung 2.17 sind die Absorptionsabbildungen der Atomwolke vor dem Transport sowie nach dem Hin- und Rücktransport in die BEC-Kammer dargestellt.

⁷Anstatt eines Falschfarbenbildes wurde die Darstellung mit sich wiederholenden Grauwerten gewählt. Dies ist wegen der hohen Auflösung der Kamera mit 14 bit bei 8 bit darstellbaren Grauwerten notwendig.

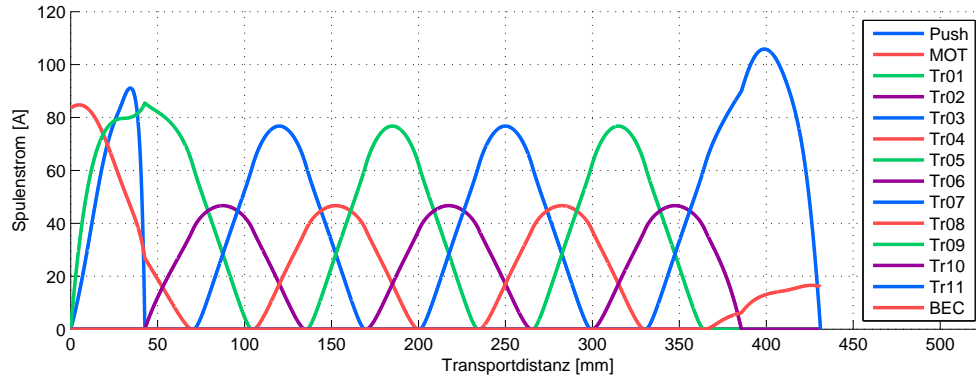


Abbildung 2.18: Diese Stromkurven zeigen die Spulenströme in Abhängigkeit der Position der Atomwolke, von der MOT-Kammer bei $x = 0,0$ mm bis zur BEC-Kammer bei $x = 431,2$ mm. Dies sind aufgrund der größeren Quadrupolspulen kritische Stellen. Die unterschiedliche Amplitude im mittleren Bereich der Transportstrecke kommt aufgrund der Anordnung der Spulen in zwei Lagen ($\Delta z = 6,5$ mm) zustande. Alle Spulen mit gleicher Darstellungsfarbe werden an derselben Schaltbox angeschlossen.

2.3.2 Verwendete Stromkurven

Die Berechnung der Stromkurven mit den Randbedingungen wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, liefert die Spulenströme I in Abhängigkeit der Transportdistanz x wie in Abbildung 2.18 dargestellt. In diesem Diagramm ist auch gut zu sehen, dass zu keinem Zeitpunkt mehr als drei Spulen mit Strom versorgt werden. Alle Stromkurven, die mit der gleichen Farbe gekennzeichnet sind, wurden an dieselbe Schaltbox angeschlossen. Es ist auch ersichtlich, dass zwischen den Kurven genug Zeit bleibt, die Kanäle zu wechseln.

Zur Berechnung der Stromkurven in Abhängigkeit der Zeit muss die Beschleunigungskurve der Atomwolke definiert werden. Diese wurde für die beiden Transportabschnitte mit je einem kubischen Spline⁸ zusammengesetzt, Abb. 2.19. Durch zweimalige Integration erhält man die Ortskurve $x(t)$, mit deren Hilfe die Stromkurven $I(x)$ in $I(t)$ transformiert werden. Danach folgt die Frequenzgangkorrektur wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben.

Die berechneten Stromkurven in Abhängigkeit der Zeit $I(t)$ sind in Abbildung 2.20 dargestellt. Diese werden auf die vier Netzteile aufgeteilt mit 8 kHz abgetastet und die Werte in der Datei `out_analog.csv` abgespeichert. Vor dem Ablauf eines Experimentzyklus wird diese Datei dann durch die Experimentsteuerung eingelesen und die Spannungen an den analogen Kanälen ausgegeben. Über die Optokopplerschaltung zur Potentialtrennung werden die Signale anschließend den

⁸Ein kubischer Spline ist eine Kurve, die abschnittsweise aus Polynomen dritten Grades zusammengesetzt ist. Dies garantiert, dass die Kurve zwei mal differenzierbar ist und hat den Vorteil, dass der „jerk“ (die Ableitung der Beschleunigung $\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial^3 x}{\partial t^3}$) stetig ist und es dadurch zu geringeren Aufheizeffekten kommt.

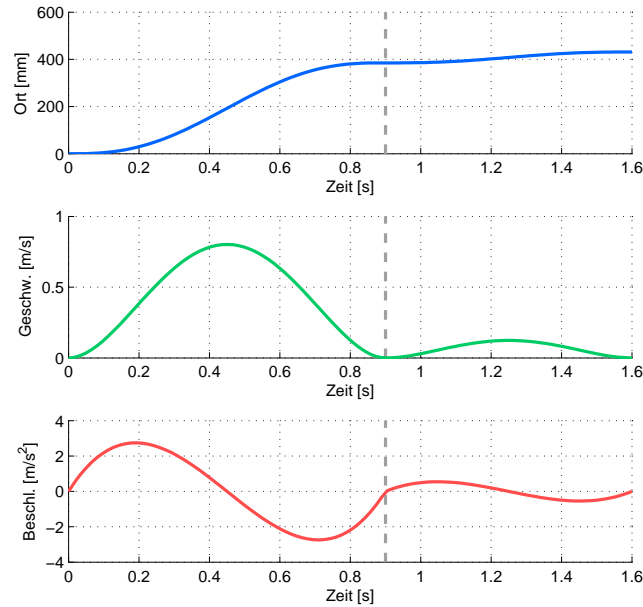


Abbildung 2.19: Orts-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurve in Abhängigkeit der Transportdistanz: Der erste Transportabschnitt dauert 900 ms der zweite Abschnitt 700 ms, dargestellt durch die vertikale, graue Linie. Die Beschleunigungskurve wurde durch zwei aneinander gehängte Splines definiert und die Ortskurve durch zweimaliges Integrieren gewonnen.

Netzteilen zugeführt, siehe Anhang A. Zusätzlich werden die Schaltzeiten der digitalen Kanäle zur Ansteuerung der Schaltboxen berechnet und in einer separaten Datei *out_digital.csv* abgespeichert.

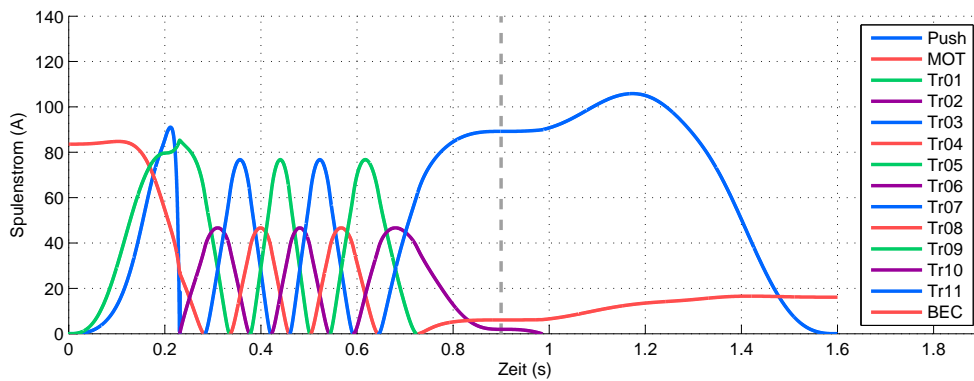


Abbildung 2.20: Die Stromkurven sind hier in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. Durch die geringe Geschwindigkeit im zweiten Abschnitt steigt die Belastung der letzten Transportspule stark an, die Verlustwärme dieser Spule von ca. 320 J pro Transport wird aber durch die Wasserkühlung problemlos abtransportiert.

Kapitel 3

TOF-MS und Ionendetektion

In der Ionenkammer führt die Wechselwirkung des gefangenen $^{138}\text{Ba}^+$ -Ions mit dem ^{87}Rb -BEC zu verschiedenen Stoßprozessen. Die Ionendetektion ist besonders für den Ladungstransfer vom Ba-Ion auf ein einzelnes Rb-Atom bei einem inelastischen Stoß, also die Bildung von Rb^+ und neutralem Ba, sowie die Bildung eines geladenen Moleküls BaRb^+ von zentraler Bedeutung. Da in diesen beiden Fällen mit dem zur Verfügung stehendem Laserlicht keine Fluoreszenz des Ions gemessen werden kann, ist es wichtig, die Art des gebildeten Ions auf einem anderen Weg zu bestimmen.

Eine Möglichkeit ist die Verwendung eines Flugzeit-Massenspektrometers (engl. time of flight mass spectrometer - TOF-MS) zur Unterscheidung der drei Masse zu Ladungsverhältnissen m/q von 87 Th, 138 Th und 225 Th. Die Einheit „Thomson“ (Th) ist definiert als die atomare Masseneinheit $u = 1,6605 \cdot 10^{-27}$ kg dividiert durch die Einheitsladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C.

Das Ion wird durch schnelles Abschalten einer der Endkappen der linearen Paul-Falle in axialer Richtung beschleunigt und fliegt durch die 2,5 mm große Öffnung im Zentrum der Endkappe (vergleiche Abbildung 3.1). Die Detektion des Ions nach der TOF-Flugstrecke von etwa 21 cm erfolgt durch ein Channeltron, welches in einem Vakuumrohr an dem axial zur Falle ausgerichteten C160-Flansch der Ionenkammer montiert ist.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst der mechanische Aufbau erläutert und daran anschließend die Flugzeitberechnungen des Ions aufgeführt. Das Ausschalten der Endkappe mit einem Hochspannungsschalter und die Charakterisierung des Channeltrons werden im letzten Abschnitt gezeigt.



Abbildung 3.1: Maßstabsgetreue Skizze der Time-Of-Flight Strecke: Nach dem Abschalten der rechtsseitigen Endkappe der Ionenfalle wird das Ion in Richtung Channeltron beschleunigt. Nach etwa 400 ns hat das Ion die Endkappe erreicht und fliegt durch die 231 mm lange TOF-Strecke. Diese ist weitgehend feldfrei und das Ion wird dadurch kaum beschleunigt. Typische TOF-Zeiten sind je nach Ion in der Größenordnung von $10 \mu\text{s}$. Alle Abmessungen in mm.

3.1 Aufbau und Theorie

Erste Ideen eines Time-Of-Flight-Massenspektrometers entstanden bereits in den 30er Jahren des 20. Jahrhunderts [27]. Durch ihre Fähigkeit, beinahe beliebig große Masse-zu-Ladungs-Verhältnisse zu detektieren, werden Time-Of-Flight-Geräte heutzutage hauptsächlich in biologischen und medizinischen Anwendungen eingesetzt mit teilweise sehr großem technischen Aufwand, wie z. B. mit dem MALDI-Verfahren [28] zur Ionisierung. Es sind Auflösungen¹ bis zu $R = 2 \cdot 10^4$ ohne Probleme möglich. Zur Massenbestimmung im vorliegenden Experiment ist jedoch ein relativ einfacher Aufbau mit viel geringerer Auflösung von $R \approx 3$ ausreichend. Ein ausführliches Nachschlagewerk zum Forschungsgebiet der Massenspektrometrie stellt [29] dar.

3.1.1 Mechanischer Aufbau

Eine maßstabsgetreue Skizze des mechanischen Aufbaus ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Der halbe Endkappenabstand beträgt 7 mm. Zur Beschleunigung des Ions wird eine Endkappe auf Massepotential geschaltet. Durch das elektrische Feld der zweiten Endkappe wird das Ion in Richtung des Channeltrons beschleunigt. Anschließend beginnt die 231 mm lange TOF-Strecke bis zum Gitter. Auf dieser Strecke wird das Ion kaum beschleunigt, da dieser Bereich weitestgehend feldfrei bleibt. Das Gitter muss auf eine vergleichsweise kleine negative Spannung $U_g = -100 \text{ V}$ gelegt werden, um das Ion gezielter in Richtung des Channeltrons zu beschleunigen und damit Verluste zu vermeiden. Anschließend wird das Ion über 22 mm durch das Feld der Channeltron-Vorspannung von $U_{Ch} = -1,9 \text{ kV}$ beschleunigt und löst dort die Elektronenlawine aus.

¹Die Auflösung R eines Massenspektrometers ist definiert als die Differenz aus zwei Masse-Ladungs-Verhältnissen m/q , die noch aufgelöst werden können. Bei gemessener Masse M und Massenauflösung Δm ist die Auflösung des Massenspektrometers $R = M/\Delta m$.

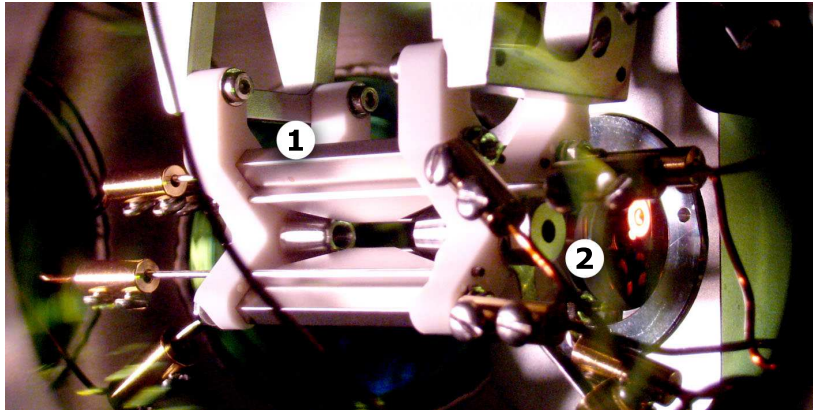


Abbildung 3.2: Foto der fertig aufgebauten Ionenfalle: (1) Die Halterung der Ionenfalle aus Macor-Keramik mit den RF-Klingen, (2) Endkappe mit Befestigungsmutter in Richtung der TOF-Strecke, der Durchmesser der Bohrung beträgt 2,5 mm.

Fotos von der aufgebauten Ionenfalle bzw. Channeltron mit Gitter sind in Abbildung 3.2 bzw. 3.3 zu sehen. Der Abstand der Endkappen beträgt 14 mm und der Abstand der RF-Klingen 3 mm. Sowohl die Endkappen als auch die Klingen wurde für eine besonders gleichmäßige Oberfläche im Elektro-Erodiervverfahren² hergestellt und kopfüber hängend mit Macor-Keramik am oberen, großen Flansch der Ionenkammer befestigt.

Zur Ionendetektion wird ein Channeltron des Typs CEM-4823G von Photonis eingesetzt, welches eine maximale Verstärkung von $1 \cdot 10^8$ bei einer maximalen Vorspannung von $U_{Ch} = -3 \text{ kV}$ aufweist. Eine genauere Charakterisierung des Channeltrons mit dazugehöriger Kennlinie ist in Abschnitt 3.1.4 zu finden.

Die Montierung des Channeltrons und des Gitters wurde aus vakuumtauglichem Aluminium³ gefertigt. Das Gitter hat einen Gesamtdurchmesser von 40 mm und ist ein so genanntes ‘electro-formed mesh’ aus Kupfer von der Firma Goodfellow. Statt um ein verwobenes Gitter handelt es sich hierbei um ein planares Drahtgitter mit $4 \mu\text{m}$ Dicke und einer Transmission von 88%. Dieses spezielle Gitter garantiert ein gleichmäßiges elektrisches Feld und möglichst geringe Ionenverluste.

3.1.2 Flugzeit Berechnung

Zur Abschätzung der gesamten Flugzeit t_{TOF} werden die Endkappen durch Plattenkondensatoren angenähert, in deren elektrischen Feldern das Ion in Richtung des Channeltrons beschleunigt wird. Die Auswirkungen der RF-Klingen auf die

²Dabei wird Material durch elektrische Funkenüberschläge zwischen einer Elektrode und dem Werkstück abgetragen. Der große Vorteil davon ist, dass auch extrem harte Materialien bearbeitet werden können und gratfreie Oberflächen bzw. Kanten entstehen.

³Die genaue Legierungszusammensetzung lautet AlMgSi1 bzw. EN AW-6082. Diese Legierung ist im Maschinen- bzw. Apparatebau weit verbreitet.

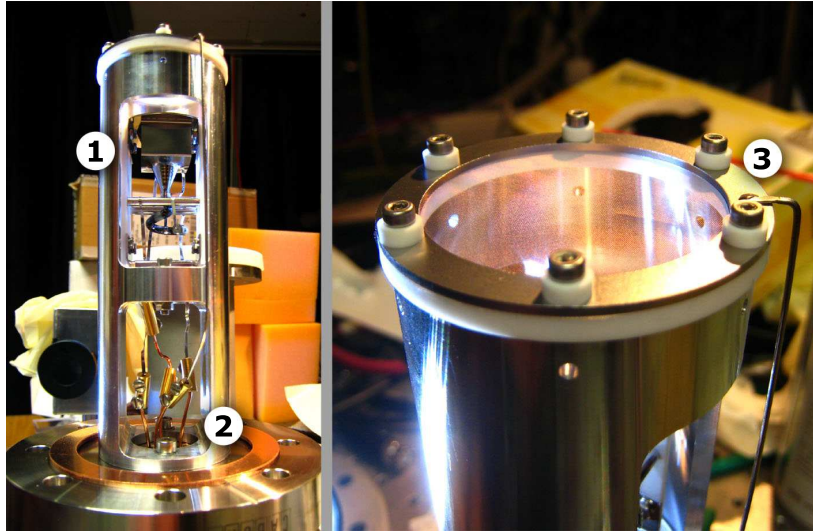


Abbildung 3.3: Foto der Channeltron-Halterung aus vakuumtauglichem Aluminium: (1) Channeltron, (2) elektrische Anschlüsse nach dem 4-poligen Feedthrough, (3) isolierte Montierung des Gitters mit Hilfe von Teilen aus Macor-Keramik.

Flugbahn, besonders Querbeschleunigungen durch die radiale Oszillation des Ions in der Falle⁴, können in diesem Fall vernachlässigt werden. Eine weitere Vereinfachung ist die Näherung der Endkappen als ausgedehnte Flächen.

Eine einfache Berechnung der Flugzeit in einem TOF-Massenspektrometer kann über die potentielle Energie eines geladenen Teilchens im E-Feld eines Plattenkondensators durchgeführt werden,

$$E_{pot} = q \cdot U_B . \quad (3.1)$$

Dabei ist U_B die Beschleunigungsspannung, welche zwischen den Platten anliegt, und q die Ladung des Teilchens. In den in unseren Experimenten zu erwartenden drei Fällen wird das Ion bzw. das geladene Molekül einfach positiv geladen sein, q entspricht damit der Elementarladung e .

Die gesamte potentielle Energie E_{pot} wird nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke in kinetische Energie E_{kin} umgewandelt und man erhält für die Geschwindigkeit v des Ions der Masse m durch Gleichsetzen von E_{pot} mit $E_{kin} = 1/2 m v^2$

$$v = \sqrt{\frac{2qU_B}{m}} . \quad (3.2)$$

Die anschließende Flugzeit im feldfreien Raum für die Strecke L ergibt sich mit

$$t_{TOF} = \frac{L}{v} = L \cdot \sqrt{\frac{m}{2qU_B}} \quad (3.3)$$

⁴Die Bewegung des gefangenen Ions setzt sich aus der Säkularbewegung mit großer Amplitude im harmonischen Fallenpotential und der höherfrequenten „micromotion“ mit geringerer Amplitude zusammen.

Sie ist also proportional zu $\sqrt{\frac{m}{q}}$ bzw. bei gleicher Ladung q in allen drei zu unterscheidenden Fällen proportional zu \sqrt{m} .

Die Time-Of-Flight Messung wird gestartet, indem die Endkappe (EK2) in Richtung des Channeltrons mit einem schnellen Hochspannungsschalter (siehe dazu Abschnitt 3.1.3) auf Masse bzw. vergleichsweise kleines positives Potential⁵ gelegt und die gegenüberliegende Endkappe (EK1) auf dem Endkappenpotential U_{EK1} belassen wird. Damit baut sich ein Feld durch die Potentialdifferenz U_{EK} zwischen den Endkappen auf und beschleunigt das Ion. Sollte diese Beschleunigung nicht ausreichen, um das Ion gerichtet zu beschleunigen und durch die Endkappe zu befördern, so besteht die Möglichkeit, durch einen zweiten Hochspannungsschalter kurzzeitig eine negative Hochspannung an der Endkappe anzulegen und damit ein größeres Feld aufzubauen. Man beachte, dass die negative Spannung zur Vermeidung einer Kollision mit der Endkappe, wieder abgeschaltet werden muss. Der genaue zeitliche Ablauf der Schaltsequenz ist bei dieser Methode also viel kritischer und wird in Abschnitt 3.1.3 genauer beschrieben.

Zur Abschätzung der Flugzeit des Ions t_{TOF} von der Mitte der Ionenfalle bis zum Gitter wird die Strecke in drei Abschnitte unterteilt:

1. Fallenmitte bis zur Endkappe mit der Zeit t_{EK}
2. Flug durch die Endkappe EK2, t_{DF}
3. Endkappe bis zum Gitter, t_{DS}

Die Zeit bis zum Erreichen der Endkappe ergibt sich einfach aus der Beschleunigung bzw. über die konstante Kraft auf das Ion von

$$F = m a = \frac{q U_{EK}}{d_{EK}} . \quad (3.4)$$

Der Abstand der beiden Endkappen d_{EK} beträgt 14 mm, der Startpunkt des Ions liegt in der Fallenmitte. Die Beschleunigungsstrecke ist $s = \frac{d_{EK}}{2}$ und damit die Zeit bis zur Endkappe

$$t_{EK} = \sqrt{\frac{2s}{a}} = \sqrt{\frac{m d_{EK}^2}{q U_{EK}}} . \quad (3.5)$$

Die Geschwindigkeit beim Erreichen der Endkappe und damit die Zeit für den Flug durch die Endkappe t_{DF} ist gegeben durch

$$v_{EK} = \sqrt{2 s a} = \sqrt{\frac{q U_{EK}}{m}} \quad \Rightarrow \quad t_{DF} = \frac{L_{EK}}{v_{EK}} = L_{EK} \sqrt{\frac{m}{q U_{EK}}} . \quad (3.6)$$

Wobei die Beschleunigung a aus Gleichung 3.4 eingesetzt wurde und $L_{EK} = 17,8$ mm die Länge der Endkappe bezeichnet. Anschließend fliegt das Ion durch

⁵Die Überlegung dabei ist, dass durch die kleine positive Spannung von etwa 50 V eine Kollision mit der Wand innerhalb der Endkappe verhindert wird.

Ion	Ba ⁺	Rb ⁺	BaRb ⁺
Masse [amu]	138	87	225
t_{EK} [μ s]	0,53	0,42	0,68
t_{DF} [μ s]	0,67	0,53	0,86
t_{DS} [μ s]	7,65	6,08	9,78
t_{TOF} [μ s]	8,85	7,03	11,32

Tabelle 3.1: Flugzeiten für alle drei Teilchenmassen, mit den Annahmen $U_{EK} = 1$ kV und $U_G = -100$ V sowie $d_{EK} = 14,0$ mm, $L_{EK} = 17,8$ mm und $L_{DS} = 213,2$ mm.

die $L_{DS} = 231$ mm lange Driftstrecke und wird zusätzlich vom E-Feld des Gitters, welches auf Potential U_G liegt, beschleunigt. Die Zeit in der Driftstrecke t_{DS} ergibt sich für eine konstante Beschleunigung in zweiter Näherung zu

$$t_{DS} = L_{DS} \sqrt{\frac{m}{q U_{EK}}} \left(1 + \frac{U_G}{2 U_{EK}} \right). \quad (3.7)$$

Die Flugzeit vom Gitter bis zum Channeltron ist im Vergleich zur Zeit in der Driftstrecke aufgrund des großen Feldes in diesem Bereich vernachlässigbar klein. Somit beträgt die Gesamtflugzeit

$$t_{TOF} = t_{EK} + t_{DF} + t_{DS}. \quad (3.8)$$

Beim Schalten der Endkappe auf Massepotential beträgt $U_{EK} = U_{EK1} = 1$ kV. Das Gitter liegt auf dem Potential von $U_G = -100$ V. Damit ergeben sich für die drei verschiedenen Massen mit jeweils einfacher Ladung die Flugzeiten wie in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Bei der Detektion des Ions im Channeltron kommt noch eine konstante Zeitverzögerung durch die Ausbreitung der Elektronenlawine und die Verzögerung durch die Auswertelektronik hinzu. Dieser Wert t_D muss durch eine Kalibrierung der TOF-Bestimmung am Ba⁺-Ion bestimmt werden.

Für die Zeitmessung am Computer wird ein Photonen-zähler (Stanford Research SR400) verwendet, welcher über eine GPIB-Schnittstelle mit dem PC zur Datenauswertung verbunden ist. Der Photonen-zähler verfügt über einen internen 10 MHz Oszillator und wird so konfiguriert, dass er die Anzahl der Schwingungen zwischen zwei Triggerimpulsen zählt. Damit ist eine Zeitaufösung von $\Delta t = 0,1 \mu$ s möglich, was für die Unterscheidung der drei verschiedenen Teilchen ausreichend ist.

3.1.3 Hochspannungsschalter

Das schnelle Ausschalten der Hochspannung an der Endkappe (EK2) erfolgt durch einen Hochspannungsschalter des Typs HTS 31-GSM 03 von der Firma

Behlke Power Electronics. Es handelt sich dabei um einen Push-Pull-Schalter in MOSFET-Technik für maximale Spannungen von 3 kV und mit einer Schaltzeit von weniger als 20 ns. Die exakte Schaltzeit hängt dabei von der Größe der kapazitiven Last und der Schaltspannung ab. Push-Pull bedeutet, dass der Schalter zwischen zwei verschiedenen Hochspannungspotentialen umschalten kann, im Vergleich zu einem herkömmlichen Schalter, der nur eine Hochspannung ein- bzw. ausschaltet. Dies geschieht durch die Verwendung von zwei MOSFETs, welche durch die Ansteuerungselektronik miteinander gekoppelt sind. Die Elektronik stellt sicher, dass immer nur ein MOSFET-Schalter aktiv ist, da sonst die beiden Eingangsspannung kurzgeschlossen werden. In Abbildung 3.4 sind die drei grundlegenden Schaltungsarten für den Push-Pull-Schalter schematisch dargestellt.

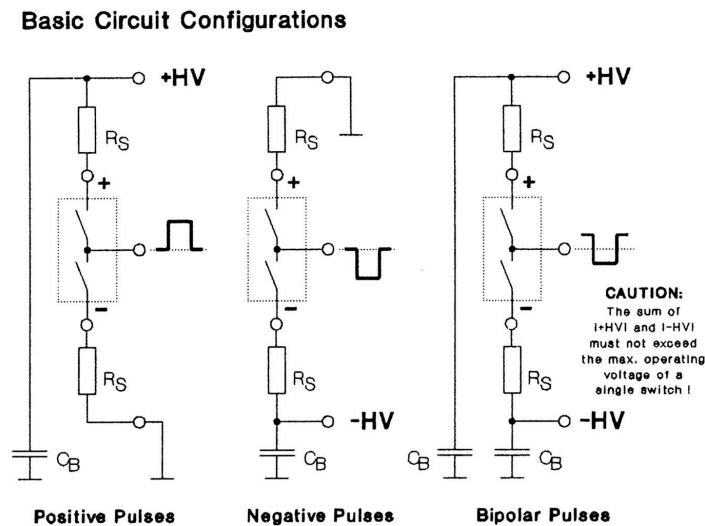


Abbildung 3.4: Funktionsschaltbild des Hochspannungsschalters für die drei grundlegenden Betriebsmodi. Der Kondensator C_B dient zur Stabilisierung der Hochspannung während des Schaltvorgangs und der Widerstand R_S dient zur Stromlimitierung.

Zur Stabilisierung der Hochspannung während des Schaltvorgangs ist an den HV-Eingängen des Schalters ein Kondensator C_B mit einer Kapazität von etwa 10 nF notwendig. Zur Limitierung des Stroms wird in Serie zur Hochspannungsversorgung jeweils ein Widerstand $R_S = 50 \Omega$ verwendet. Die Ansteuerung erfolgt durch einen TTL-Puls am Eingang des Schalters. Zur Minimierung von Reflexionen am Steuereingang sollte dieser mit einem 50Ω Widerstand terminiert werden. Eine Darstellung der Versorgungs- und Anschlussbelegung findet sich in Abbildung 3.5.

Der Abschaltvorgang bei einer Spannung von $U = 500 \text{ V}$ ist in Abbildung 3.6 für die beiden Fälle mit und ohne angeschlossener Endkappe dargestellt. Die Triggerung des Schalters erfolgte bei $t = 0$ durch einen TTL-Puls am Steuerein-

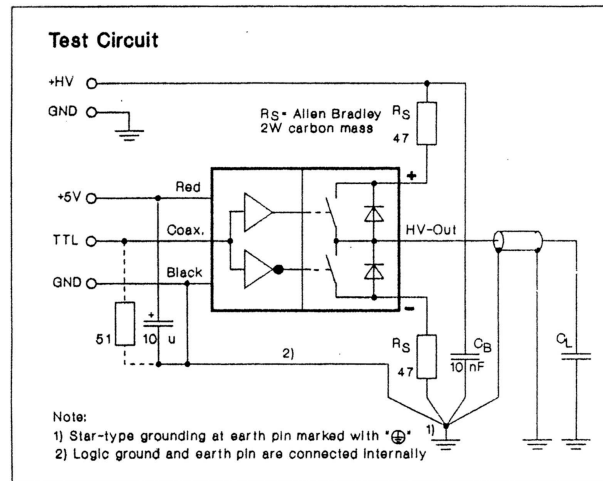


Abbildung 3.5: Spannungsversorgung und Ansteuerung des HV-Schalters. Um Reflexionen zu vermeiden, sollte der TTL-Eingang mit einem $51\ \Omega$ bzw. $48\ \Omega$ Widerstand terminiert werden. Die korrekte Erdung an einem zentralen Erdungspunkt ist bei der Anwendung des HV-Schalter besonders wichtig.

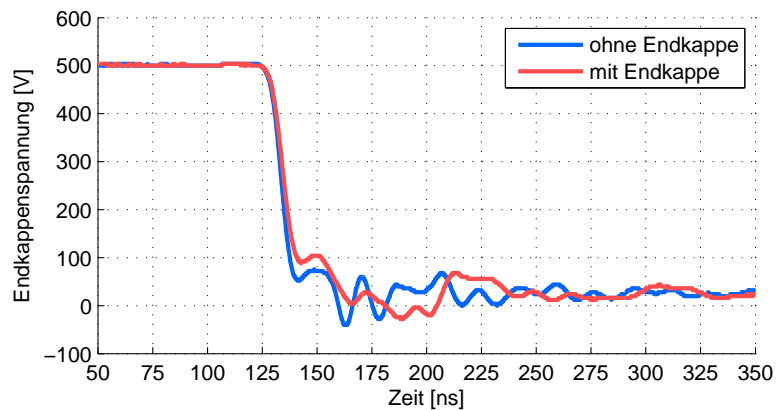


Abbildung 3.6: Spannungsverlauf beim Ausschaltvorgang einer Hochspannung von $U = 500\ \text{V}$ mit und ohne angeschlossener Endkappe aufgenommen. Der Hochspannungsschalter wurde bei $t = 0$ durch einen TTL-Puls getriggert. Das lange Ausschwingen am Ende des Schaltvorgangs ist auf das $1,5\ \text{m}$ lange Anschlusskabel zurückzuführen. Dieses kann verkürzt werden, wodurch die Schwingungen geringer ausfallen sollten.

gang, welcher von einem Frequenzgenerator mit $f_{SW} = 2\ \text{kHz}$ generiert wurde. Bei höheren Schaltfrequenzen würde die Strombelastung des Hochspannungsnetz- teils über $2\ \text{mA}$ steigen und dieses dadurch in Stromsättigung gehen. Die im Datenblatt des Schalters angegebene Schaltzeit von typischerweise $t_{off} = 20\ \text{ns}$ konnte mit diesen beiden Messungen bestätigt werden. Durch Verkürzung der Anschlusskabel zum Feedthrough der Endkappen-Elektrode sollte das ungewoll-

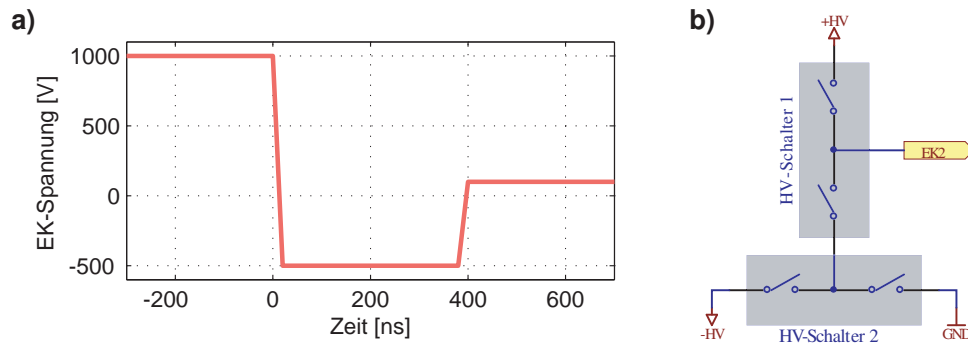


Abbildung 3.7: (a) Schaltsequenz des Hochspannungsschalters bei zusätzlicher Beschleunigung durch eine kurzzeitig eingeschaltete negative Hochspannung von -500 V . Die Zeit, in der das Ion die Endkappe erreicht, beträgt im Fall für Ba^+ und $U_{EK} = 1,5\text{ kV}$ $t_{EK} = 432\text{ ns}$, nach 400 ns wird die Endkappe auf leicht positives Potential geschaltet. (b) Anschlussbelegung der Hochspannungsschalter zum schnellen Schalten zwischen drei verschiedenen Potentialen. Die Endkappe wird mit dem Anschluss EK2 verbunden.

te Ausschwingen nach dem Ausschaltvorgang noch weiter unterdrückt werden können. Ohne Endkappe ergibt sich ein Wert von $12,6\text{ ns}$ und mit Endkappe $15,2\text{ ns}$. Die Zeitverzögerung zwischen Steuerpuls und dem tatsächlichem Schaltvorgang weicht mit den gemessenen 130 ns von den im Datenblatt angegebenen 80 ns stark ab. Diese Zeitverzögerung muss bei den Schaltsequenzen für die Endkappe berücksichtigt werden. Außerdem wurde versucht, den Jitter des Schaltvorgangs zu bestimmen. Dieser war jedoch auch mit der maximalen Zeitauflösung des Oszilloskops von 5 ns pro Einheit nicht messbar. Der Jitter kann also vernachlässigt werden.

Zur einfachen Abschaltung der Endkappen-Hochspannung reicht ein Hochspannungsschalter im Betriebsmodus für positive Pulse, wie in Abbildung 3.4. Es besteht jedoch die Möglichkeit, das Ion zwecks einer stabileren Flugbahn kurzzeitig mit einer höheren Spannung zu beschleunigen. Dies kann durch Anschalten einer negativen Spannung an der Endkappe bewerkstelligt werden. Diese negative Spannung muss jedoch bevor das Ion die Endkappe erreicht wieder abgeschaltet werden. Zur Erzeugung eines solchen negativen Impulses kann der $-HV$ Anschluss des ersten Schalters mit dem Ausgang eines zweiten Hochspannungsschalters verbunden werden (vergleiche Abbildung 3.7b). Beim zweiten Schalter liegt am $-HV$ Anschluss die negative Hochspannung und an $+HV$ Massepotential bzw. eine kleine positive Spannung an. Wird die Endkappe durch den ersten Schalter abgeschaltet, ist der zweite Schalter bereits auf dem $-HV$ Potential und muss, bevor das Ion die Endkappe erreicht, wieder auf leicht positives Potential geschaltet werden. In Abbildung 3.7 ist die Schaltsequenz für die Endkappenspannung EK2 für eine resultierende Beschleunigungsspannung von $1,5\text{ kV}$ sowie eine schematische Anschlussbelegung der beiden Hochspannungsschalter dargestellt.

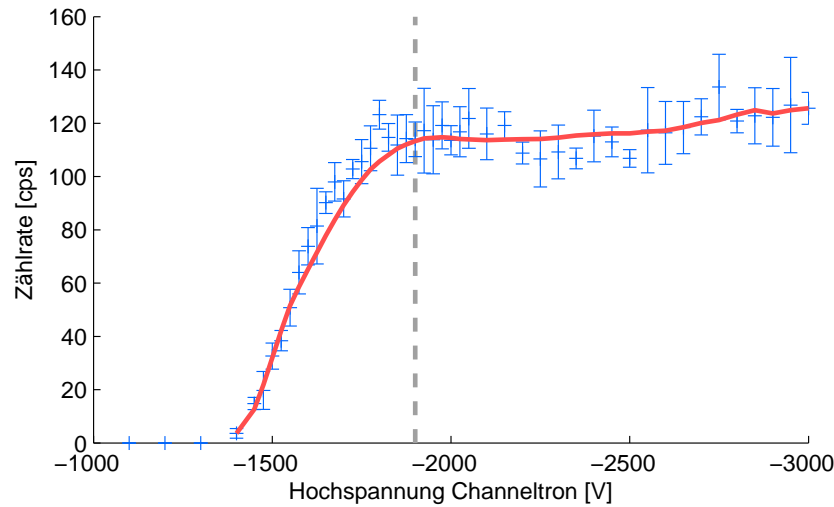


Abbildung 3.8: Kennlinie des Channeltrons bei eingeschalteter Ionenpumpe. Die maximale HV-Spannung von -3 kV darf nicht überschritten werden. Bei etwa $-1,9\text{ kV}$ liegt die optimale Betriebsspannung, grau markiert. Die Zählrate steigt ab diesen Punkt nicht merklich an und Alterungseffekte sind durch die geringe Spannung möglichst gering gehalten.

Da die Experimentsteuerung die sehr kritischen Schaltzeiten bei einem solchen Schaltvorgang nicht mehr zuverlässig gewährleisten kann, muss die Ansteuerung in diesem Fall durch eine externe Schaltung sichergestellt werden. Eine Möglichkeit ist die Verwendung einer Monoflop-Schaltung mit einstellbarer Haltezeit im Bereich von etwa 400 ns . Dieses Monoflop dient zur Zeitverzögerung und wird durch den TTL-Impuls zum Umschalten des ersten Schalters getriggert.

3.1.4 Channeltron Kennlinie

Zur Charakterisierung des Channeltrons wurde dessen Kennlinie, also die Zählrate in Abhängigkeit der Channeltron-Hochspannung U_{CH} aufgenommen und in Abbildung 3.8 dargestellt. Dazu wurde das Channeltron direkt ohne Verstärker an den Photonenzähler SRS-400 angeschlossen, welcher auf eine Integrationszeit von 1 s eingestellt war. Die Diskriminatorschwelle betrug dabei $U_D = 0,1\text{ V}$.

Die Messungen wurden bei eingeschalteter Ionenpumpe durchgeführt, bei einem Druck in der Ionenkammer von weniger als 10^{-11} mbar . Schaltet man die Ionenpumpe aus, so geht die Zählrate bis auf vereinzelte Events aufgrund der kosmischen Strahlung bzw. anderer Hintergrundereignisse gegen 0. Die Hochspannung für die weiteren Messungen sollte so gering wie möglich gewählt werden, um Alterungseffekte des Channeltrons klein zu halten. Ein günstiger Wert für die Hochspannung ergibt sich bei $U_{CH} = -1,9\text{ kV}$, da trotz einer höheren Spannung die Zählrate nicht mehr stark ansteigt. Der Alterungsvorgang ist durch die

langsame Verschiebung der Kennlinie zu höheren negativen Spannungen hin bemerkbar, [30, Seite 24]. Deshalb muss die Hochspannung des Channeltrons bei einer späteren Verringerung der Zählrate wieder angepasst werden.

Zur Abschätzung der Wahrscheinlichkeit eines Hintergrundereignisses innerhalb der zur Massenbestimmung benötigten Messzeit (max. $20 \mu\text{s}$), wurde der Zeitabstand zwischen je zwei Ereignissen mit dem Photonenzähler aufgenommen. Die Zeit wurde mit einer Auflösung von $0,1 \mu\text{s}$ gemessen und über die GPIB-Schnittstelle am PC für insgesamt 55000 Ereignisse aufgezeichnet. Dabei kam auch die Verstärkerschaltung und der Diskriminator für das Channeltron (wie in Anhang D beschrieben) zum Einsatz. Die Diskriminatorschwelle betrug $U_D = 0,5 \text{ V}$. Für die Wahrscheinlichkeit $P(20 \mu\text{s})$ innerhalb $20 \mu\text{s}$ ein Ereignis zu registrieren ergibt sich ein Wert von

$$P(20 \mu\text{s}) = \frac{\sum p_i(t \leq 20 \mu\text{s})}{\sum p_i} = \frac{50}{5,5 \cdot 10^3} = 9 \cdot 10^{-4} . \quad (3.9)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass eine laufende TOF-Messung durch ein Ion aus dem Hintergrund gestört wird, ist also bei einem Druck in der Ionenkammer von etwa 10^{-11} mbar und eingeschalteter Ionenpumpe vernachlässigbar klein.

Die Totzeit der Kombination des Channeltrons mit dem verwendeten Verstärker ergibt sich ebenfalls aus dieser Messung. Der minimale Zeitabstand zwischen zwei Ereignissen gibt eine obere Schranke für die Channeltron-Totzeit mit einem Wert von

$$t_{TZ} \leq 4 \mu\text{s} . \quad (3.10)$$

Anhang A

Control-Box

Die Control-Box dient zur Überwachung der Spulen im laufenden Betrieb und schaltet bei einer Fehlfunktion die Netzteile aus. Dazu misst die Control-Box mit Hilfe eines 8-bit Mikrocontrollers („ATmega128“ von der Firma Atmel) den Spulenstrom, die Temperatur der Spulen und überwacht die Wasserkühlung. Sollte ein Grenzwert überschritten werden oder das Kühlsystem nicht funktionieren, werden die Netzteile zur Versorgung der Spulen (Delta Elektronik Typ DTS-SM3000) über den Not-Aus Kanal abgeschaltet. Nur durch einen Reset-Schalter kann die Control-Box nach einem Fehler zurückgesetzt werden und die Netzteile wieder einsatzbereit gemacht werden.

A.1 Funktionsweise

Für den Betrieb des Mikrocontrollers sind externe Komponenten wie z. B. ein Quarzkristall zur Takterzeugung und eine Reset-Elektronik bei zu geringer Versorgungsspannung notwendig. Deshalb wurde auf das kommerziell erhältliche Modul "crumb128" von der Firma chip45 zurückgegriffen. Bei einem Defekt des Mikrocontrollers kann das gesamte Modul durch ein neues ersetzt werden und es bedarf nur einer erneuten Programmierung des Mikrocontrollers. Das Modul wird über Pinleisten auf die Control-Box Platine aufgesteckt.

Der Mikrocontroller verfügt über 8 Analog-Digital-Konverter (engl. analog digital converter - ADC) mit einer Auflösung von je 10 Bit. Vier davon werden zur Messung der Spulenströme in den Schaltboxen mit Current-Transducers vom Typ LF-205S der Firma LEM verwendet. Die anderen vier messen die Spulentemperaturen per Spannungsteilung durch einen PTC¹ und einen festen Widerstand. Der PTC-Widerstand (Typ B59011C1040A70 von Epcos) hat eine stark nichtlinea-

¹Dabei handelt es sich um einen temperaturabhängigen Widerstand mit positivem Temperaturkoeffizienten (engl. positive temperature coefficient = PTC).

ren Kennlinie oberhalb $T_C = 40\text{ °C}$ und wird speziell als Übertemperatursensor eingesetzt.

Über acht digitale Eingänge können der Control-Box Statusmeldungen von der Experimentsteuerung zugeführt werden. Der Start eines Experimentzyklus sowie der Beginn der Evaporationsphase bei der BEC-Produktion werden auf diese Weise als TTL-Signal übergeben. Auch der Status des Durchflussschalters, welcher am Anfang des Zulaufs der Wasserkühlung montiert ist, wird ebenfalls durch einen digitalen Eingang dem Mikrocontroller zugeführt.

Vier digitale Ausgänge des Mikrocontrollers werden für die Not-Aus Schaltung der Netzteile verwendet. Zwecks der Potentialtrennung zwischen Control-Box und der Steuerelektronik der Netzteile geschieht dies über ein Kleinsignal-Relais.

Zur Anzeige eines Fehlers an den analogen bzw. digitalen Eingängen werden insgesamt 16 LEDs verwendet, die durch einen Dekodierer des Typs 74HC238 angesteuert werden. Dazu wird dem Dekodierer die Nummer der einzuschaltenden LED binärkodiert über drei digitale Kanäle übergeben². Der Vorteil darin ist die Einsparung einiger I/O-Pins (Ein- bzw. Ausgänge, engl. input/output-pins) des Mikrocontrollers. Zusätzlich existiert eine rot/grüne-Duo-LED zur Anzeige des Betriebszustands des Mikrocontrollers sowie ein Schalter für einen manuellen Reset.

A.2 Programmierung

Die Programmierung des Mikrocontrollers erfolgte in der Programmiersprache C innerhalb der Entwicklungsumgebung „AVR-Studio“ von Atmel. Die fertige Firmware wird mit diesem Programm kompiliert und damit anschließend auf den Mikrocontroller überspielt. Dies geschieht mit Hilfe des USB-Programmiermoduls AVRISP mkII ebenfalls von der Firma Atmel. Das Modul wird über einen 10-poligen Flachbandstecker an der Control-Box, dem so genannten ISP-Port (In-System Programmierung), angeschlossen und kann den Mikrocontroller auch im laufenden Betrieb neu programmieren. Das sollte allerdings nicht während eines laufenden Experimentzyklus durchgeführt werden, da die Control-Box während der Programmierung nicht funktionstüchtig ist.

Zur Bearbeitung des Programmcodes in „AVR-Studio“ ist die Projektdatei *controlbox.aps* zu öffnen³. In diesem Projekt sind alle weiteren Dateien eingebunden. Der gesamte Programmcode wurde auf zwei Dateien mit jeweils einer Header-Datei aufgeteilt, *main.c* mit *main.h* und *int.c* mit *int.h*. In den Header-

²Um mit dieser Schaltung mehrere LEDs gleichzeitig anzeigen zu können, müssen diese zusätzlich zeitlich gemultiplext werden. Das bedeutet, dass der Mikrocontroller ständig alle acht LEDs der Reihe nach anspricht und mit einem zusätzlichen Enable-Pin am Dekodierer nur dann einschaltet, wenn die gerade aktive LED angezeigt werden soll.

³Alle benötigten Dateien für eine spätere Bearbeitung des Programmcodes sind im Ordner „Controlbox AVR“ auf dem Netzlaufwerk zum BaRbI-Experiment zu finden.

Dateien befinden sich alle einstellbaren Konstanten und Parameter für die jeweiligen Temperatur- bzw. Stromgrenzwerte.

Die Firmware des Mikrocontrollers ist so programmiert, dass folgende Abbruchbedingungen zuverlässig erkannt werden können:

- Überschreitung eines absolut maximalen Stroms $I > I_{max}$
- zu große Belastungsdauer der Spulen, gestoppt sobald $I > I_B$
- Überschreiten der maximalen Evaporationsdauer $t > t_{Evap}$
- Temperaturanstieg der Spulen durch eine zu hohe Strombelastung
- Defekte bzw. ausgeschaltete Wasserkühlung

A.2.1 Parameter in main.h

In *main.c* befindet sich das Hauptprogramm mit der Funktion *main()*, in der die analogen Eingänge mit *check_adcs()* ständig abgefragt und überprüft werden. Auch die Ansteuerung der Anzeige-LEDs erfolgt durch periodischen Aufruf der Funktion *updateleds()*. Die Funktionen *check_evap_on()* und *check_water_on()* kontrollieren die digitalen Eingänge für den Status der Evaporation und des Durchflussschalters.

Zum Schutz der Spulen werden die Netzteile bei Überschreiten eines absoluten Maximums des Stroms sofort abgeschaltet. Der Wert für I_{max} kann in der Header-Datei *main.h* mit `I_ERROR_MAXi` für alle vier Schaltboxen ($i = 1,2,3,4$) eingestellt werden.

Um die Belastungsdauer der Spulen zu limitieren, wird ab dem Grenzstrom I_B , welcher durch `I_ERROR_LEMi` definiert wird, die Zeit in 10 ms Schritten gestoppt. Überschreitet die gemessene Dauer die maximale Belastungsdauer (festgesetzt mit `TIME_I_MAX_CHi`), wird mit der Not-Aus-Funktion abgebrochen.

Bei laufender Evaporation wird der Stromgrenzwert für die Schaltbox 3 und 4 auf den in der Header-Datei *main.h* einstellbaren Wert `I_ERROR_LEM3_EVAP` bzw. `I_ERROR_LEM4_EVAP` gesetzt. Dadurch ist es möglich, während der Evaporation für die Quadrupolspule auf der BEC-Seite einen größeren Grenzwert zuzulassen. Zur Sicherheit wird dabei die Gesamtdauer der Evaporation gemessen und bei Überschreiten des eingestellten Maximalwertes `TIME_EVAP_MAX` mit Not-Aus abgebrochen. Diese Konstante ist in der Einheit von 10 ms anzugeben. Der Grund dafür ist, dass der Timer zur Zeitmessung mit einer Auflösung von 10 ms arbeitet.

Die maximale Temperatur der Spulen wird durch den Widerstandswert der jeweiligen PTCs in `R_ERROR_PTCi` festgesetzt. Die vier Kanäle sind folgendermaßen aufgeteilt:

1. 4 PTCs an den Quadrupolspulen der MOT-Seite und an der Push-Spule
2. 10 PTCs auf der Transportstrecke

3. 1 PTC für die Ioffe-Spule
4. 4 PTCs für die Quadrupolspulen auf der BEC-Seite

Die verwendeten PTC-Widerstände haben bei Raumtemperatur von 20°C einen Widerstandswert von $R_{20^\circ\text{C}} = 110\ \Omega$. Bei der kritischen Temperatur $T_C = 40^\circ\text{C}$ beträgt der Widerstand $R_{40^\circ\text{C}} = 190\ \Omega$ und bei 70°C bereits $R_{70^\circ\text{C}} = 1\ \text{k}\Omega$. Durch den nichtlinearen Widerstand ist es möglich, trotz der Serienschaltung mehrerer PTCs das Ausschlagen eines einzelnen Temperatursensors zu registrieren.

Die Messung der Widerstände erfolgt durch einen Spannungsteiler mit einem zusätzlichen Messwiderstand R_M . Der Spannungsteiler befindet sich zwischen der Versorgungsspannung der Platine mit $U_{DD} = +8\ \text{V}$ über den festen Widerstand R_M und den PTC-Widerstand R_{PTC} gegen Masse. Die Spannung U_M zwischen den beiden Widerständen wird vom Mikrocontroller gemessen. Der unbekannte PTC-Widerstand ergibt sich zu

$$R_{PTC} = \frac{U_M \cdot R_M}{U_{DD} - U_M} . \quad (\text{A.1})$$

Der ADC kann maximal Spannungen zwischen 0 und $+5\ \text{V}$ messen. Um die Spannungen auf den Grenzwert von $+5\ \text{V}$ zu limitieren, muss für den maximal messbaren PTC-Widerstand R_{max} für den festen Widerstand im Spannungsteiler folgende Bedingung gelten

$$R_M > \frac{3}{5} \cdot R_{max} . \quad (\text{A.2})$$

Der Grenzwert für den PTC-Widerstand wird in *main.h* mit `R_ERROR_PTCi` in der Einheiten Ω angegeben. Die Messwiderstände der vier Kanäle werden mit den Konstanten `R_MESS_PTCi` definiert. Die ADC-Kanäle des Mikrocontrollers werden mit 8 bit Auflösung betrieben und liefern für $0 - 5\ \text{V}$ einen Wert von 0 bis 255, die Auflösung der Spannungsmessung beträgt also $19,5\ \text{mV}$.

Die verwendeten Konstanten und weitere Anweisungen können am Beginn des Programmcodes mit der Anweisung `#define` definiert werden. Es ist damit auch möglich, Werte aus vorher definierten Konstanten automatisch berechnen zu lassen. Dies hat nicht nur den Vorteil, dass die Eingabe der Konstanten übersichtlicher und leichter verständlich gestaltet werden kann, sondern auch dass die aufwendigen Berechnungen der Gleitkommawerte nicht ständig von der CPU durchgeführt werden müssen. Ein Beispiel dafür ist die Berechnung des ADC-Werts zur Temperaturmessung durch die Anweisung

```
#define ADC_ERROR_PTC1 (U_ERROR_PTC1*256/U_VADC) .
```

Der Current-Transducer vom Typ LF-205S der Firma LEM liefert einen Strom I_S proportional zum Primärstrom I_P bei einem Übersetzungsverhältnis von $1 : 2000$. Der Strom I_S wird durch einen Widerstand $R_{LEM} = 56\ \Omega$ in eine Spannung

U_{LEM} gewandelt, welche vom ADC gemessen wird. Somit ergibt sich für den Strom I_P

$$I_P = 2000 \cdot \frac{U_{LEM}}{R_{LEM}}. \quad (\text{A.3})$$

Auch diese zu messende Spannung wird über eine `#define`-Anweisung in den dazugehörigen ADC-Wert umgerechnet und muss später im Programmablauf nur noch mit dem eingelesenen ADC-Wert verglichen werden.

A.2.2 Funktionen in `int.c`

In der Datei `int.c` mit dazugehöriger Header-Datei `int.h` befinden sich alle Interrupt-Routinen des Mikrocontrollers. Die korrekte Initialisierung aller Interrupts geschieht in der Funktion `init_int()`.

Die acht digitalen Eingänge der Control-Box sind an den acht Pins des Mikrocontrollers für externe Interrupts angeschlossen. Dies hat den Vorteil, dass eine Änderung des TTL-Pegels aufgrund des Interrupts sofort registriert und verarbeitet wird. Dazu werden die Funktionen `ISR(INT_i)` mit $i = 0..7$ verwendet. Die Interrupts wurden so konfiguriert, dass sie bei jedem Flankenwechsel getriggert werden. Es muss also bei der Weiterverarbeitung der tatsächliche Spannungspegel des TTL-Signals am Eingang überprüft werden.

Auch die ADC-Kanäle werden mit Hilfe des ADC-Interrupts des Mikrocontrollers eingelesen. Für eine höhere Genauigkeit der Spannungsmessung wird der Analog-Digital-Konverter mit einem Takt von $1/128$ des Arbeitstaktes von etwa 14,7 MHz betrieben. Eine einzelne Messung benötigt 13 Takte und damit eine Zeit von 113 μs . Um die CPU während dieser Zeit nicht zu blockieren, können die ADC-Messungen vom Mikrocontroller mit Hilfe des ADC-Interrupts im Hintergrund durchgeführt werden. Nach Fertigstellung der Messung wird die ADC-Interrupt-Routine `ISR(ADC_vect)` automatisch aufgerufen. In dieser Funktion wird der ADC-Wert eingelesen und anschließend die nächste Messung im Hintergrund gestartet. Der ADC-Wert für die Auswertung wird aus vier hintereinander folgenden Messungen gemittelt. Bei den insgesamt acht analogen Kanälen und einer Taktfrequenz von etwa 14,7 MHz des Mikrocontrollers ergibt sich eine Updaterate von 550 Hz pro Kanal.

Der im Mikrocontroller integrierte Timer (TIMER1) für die Zeitmessung wurde durch den Prescaler (Takteiler) und einen einstellbaren Vergleichswert `OCR1A` so konfiguriert, dass die Interrupt-Routine `ISR(TIMER1_COMPA_vect)` alle 10 ms aufgerufen wird. Damit kann die Belastungsdauer der Spulen bzw. die Evaporationsdauer in maximal dieser Auflösung gestoppt werden. Bei Überschreiten eines der festgesetzten, zeitlichen Grenzwerte werden die Netzteile abgeschaltet.

Die Not-Aus-Abschaltung der Netzteile geschieht mit der Funktion `deltas_off()`. Zur Potentialtrennung zwischen der Control-Box und der Steuerschaltung der

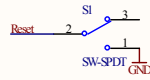
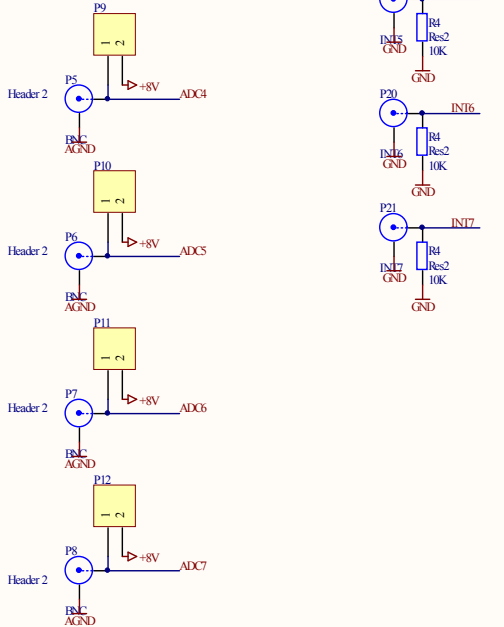
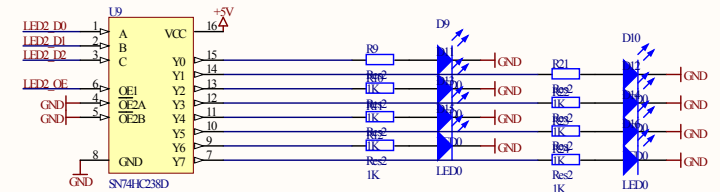
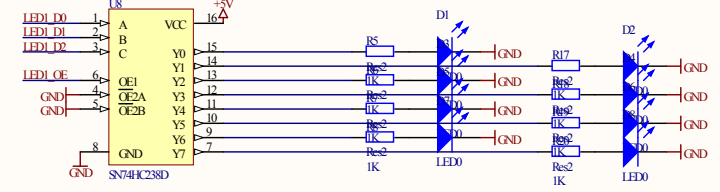
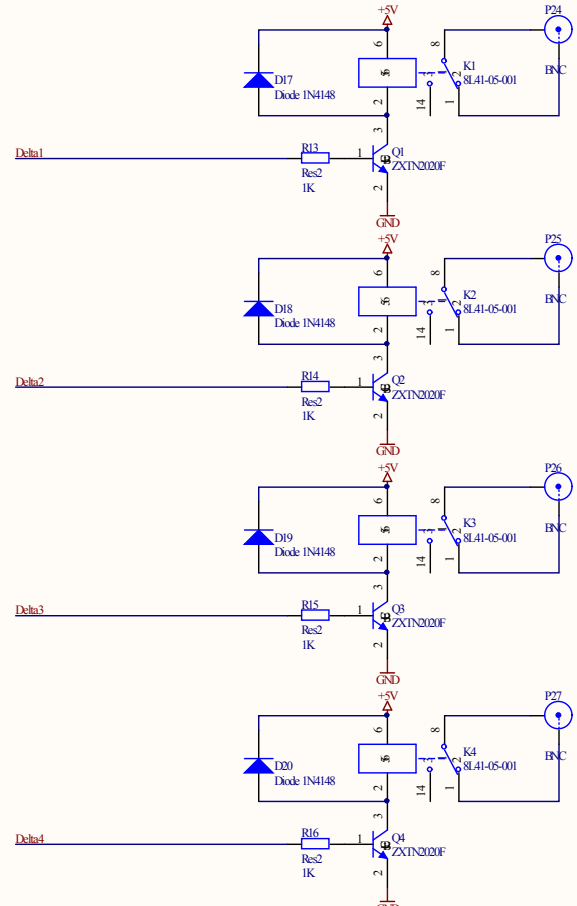
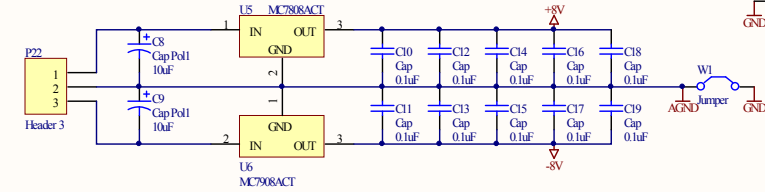
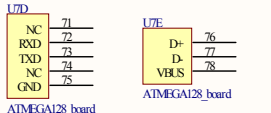
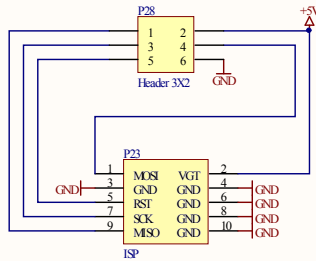
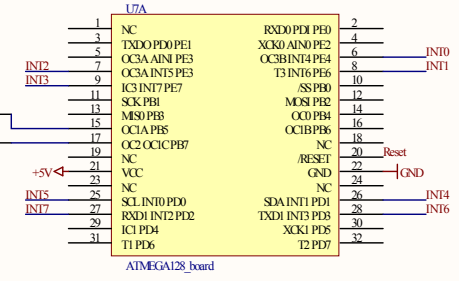
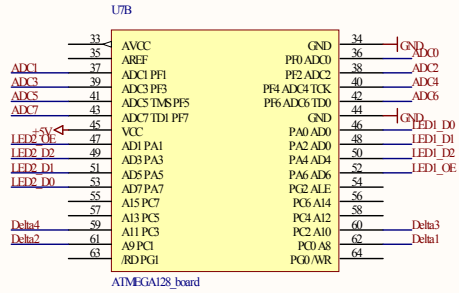
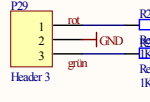
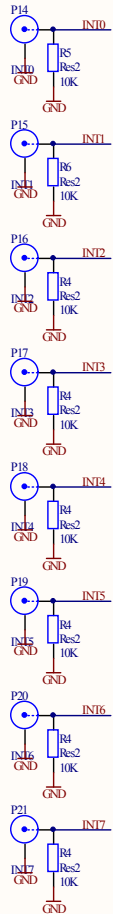
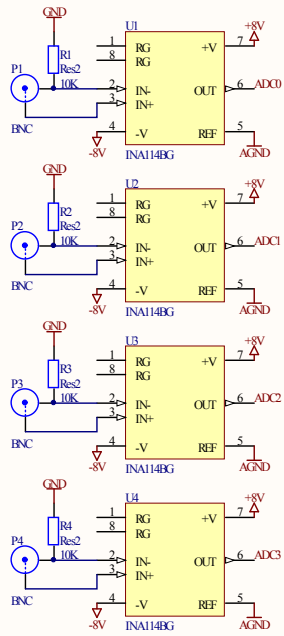
Netzteile wird für jedes Netzteil je ein Kleinsignal-Relais eingesetzt. Diese Relais sind zur Sicherheit so geschaltet, dass bei unterbrochener Spannungsversorgung der Control-Box die Netzteile deaktiviert sind.

A.3 Schaltplan der Control-Box

Der gesamte Schaltplan der Control-Box ist auf Seite 52 dargestellt. Die analogen Eingänge $P1-P4$ zur Strommessung werden dem Mikrocontroller über den Differenzverstärker INA114 mit einer Spannungsverstärkung von $V = 1$ zugeführt. Der Widerstand $R_{LEM} = 56 \Omega$ zur Strom-Spannungs-Wandlung ist direkt am Ausgang des Current-Transducers angelötet und ist nicht im Schaltplan eingezeichnet.

An den Eingängen $P5-P8$ werden die PTC Widerstände angeschlossen. Der Widerstand zur Spannungsteilung wird in die Pinleisten $P9-P10$ gesteckt. Die digitalen Eingangskanäle sind über $P14-P21$ direkt mit den externen Interruptpins des Mikrocontrollers verbunden.

Die Ausgänge $Delta1-Delta4$ des Mikrocontrollers schalten über die Reed-Relais zur Potentialtrennung $K1-K4$ die Netzteile in den Not-Aus-Modus. Die Dekodierer 74HC238 werden mit je vier Signalen (A, B, C und OE1) angesteuert und treiben jeweils acht LEDs.



Title		
Size A3	Number	Revision
Date: 15.05.2009	Sheet of	
File: E:\Diplomarbeit_Control_Sch\Doc	Drawn By:	

Anhang B

7-Kanal MOSFET-Schaltbox

Um die insgesamt 14 Spulenpaare mit den vier Delta-Netzteilen elektrisch zu verbinden, werden so genannte Schaltboxen (SW-Boxen) verwendet. Jede dieser Boxen verfügt über 7 Kanäle, von denen jeder aus vier MOSFET-Transistoren aufgebaut ist. Jeder einzelne Transistor kann bei ausreichender Kühlung von bis zu $I_{max} = 75\text{ A}$ belastet werden, wodurch pro Kanal ein Strom bis zu 300 A zuverlässig geschaltet werden kann.

B.1 Funktionsweise

Jede Schaltbox wird mit jeweils drei digitalen Kanälen von der Experimentsteuerung angesteuert, indem die zu schaltende Kanalnummer binär kodiert übergeben wird. Kanal Nummer 0 bedeutet, dass alle Kanäle ausgeschaltet sind. Zum Dekodieren der binären Information wird der Dekodierer vom Typ 74HC238 verwendet.

Zur Ansteuerung der MOSFETs werden Treiber-ICs vom Typ MIC4416 verwendet, die einen maximalen Schaltstrom von 1,2 A liefern können. Bei den verwendeten Transistoren mit einer Gate-Kapazität von $C_G = 156\text{ nC}$ ergibt sich damit eine Schaltzeit von etwa 130 ns.

Zur Minimierung der thermischen Verluste wurden MOSFETs mit besonders kleinem Drain-Source-Widerstand R_{DSon} ausgesucht. Die verwendeten Transistoren vom Typ PSMN009 haben im eingeschalteten Zustand einen Widerstand von etwa $R_{DSon} = 7,5\text{ m}\Omega$.

Die MOSFETs wurden zur besseren Leitfähigkeit direkt auf 5 mm dicke Kupferleisten montiert. Die Schaltplan für einen Kanal ist in Abbildung B.1 dargestellt. Die eingezeichneten Varistoren sind spannungsabhängige Widerstände, die ab einer Grenzspannung $U_G = 40\text{ V}$ einen kleinen Widerstand aufweisen und damit Bauteile vor Überspannung schützen können. Die MOSFETs und die Netz-

teile müssen besonders vor solchen Spannungsspitzen durch die Selbstinduktion der Spulen beim schnellen Ausschalten geschützt werden.

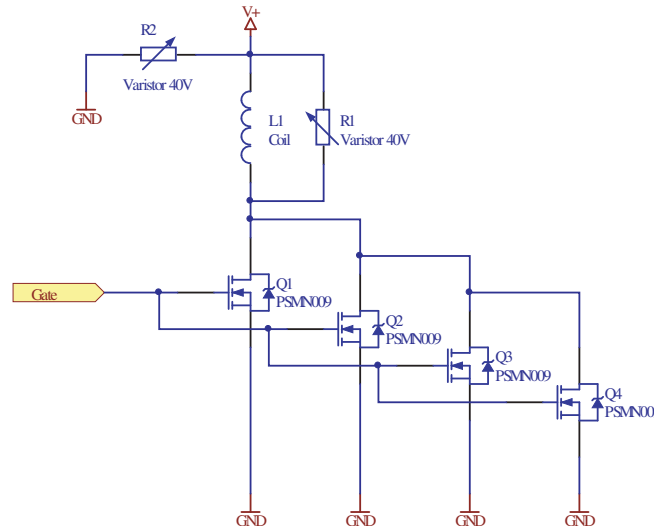
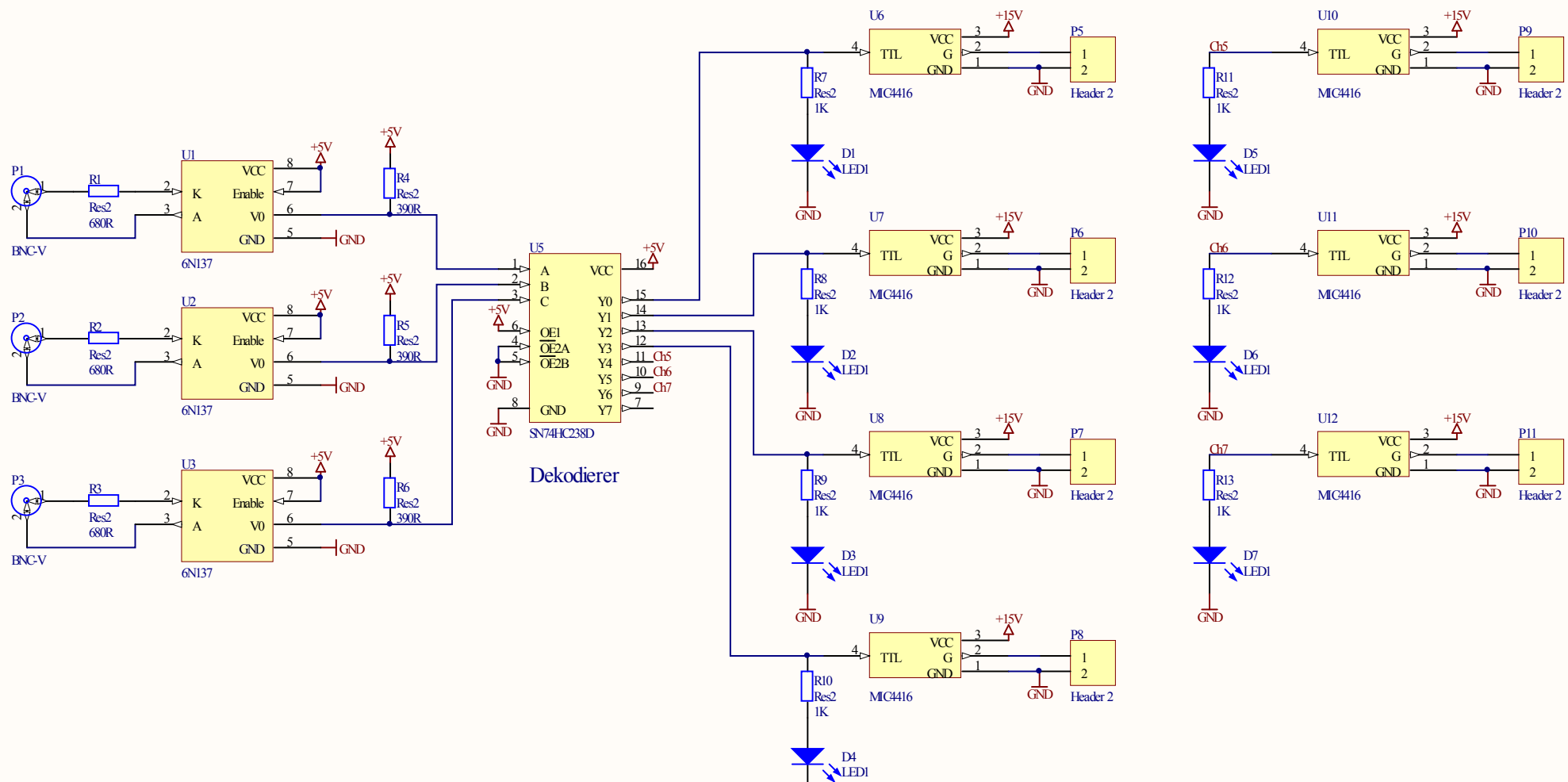


Abbildung B.1: Schaltung der MOSFETs für einen Kanal. Da es sich um N-Kanal MOSFETs handelt, muss die Last zwischen Drain und Versorgungsspannung angeschlossen sein. Die Varistoren dienen zum Schutz vor Spannungsspitzen durch Selbstinduktion der Spulen beim abrupten Ausschalten. Varistor R2 dient zum Schutz des Netzteils.

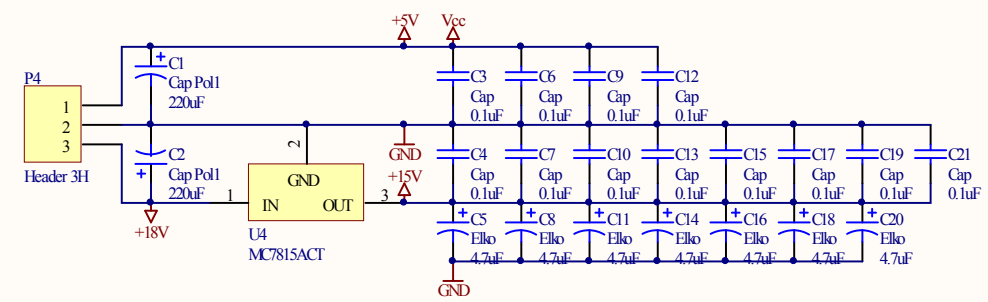
B.2 Schaltplan der MOSFET-Schaltbox

Der Schaltplan einer Schaltbox ohne Gate-Widerstand und MOSFETs ist auf Seite 55 dargestellt. Zur Potentialtrennung von der Experimentsteuerung werden digitale Optokoppler vom Typ 6N137 verwendet. Dafür werden Pull-Up-Widerstände R_4 - R_5 an den Ausgängen der Optokoppler benötigt.

Die LEDs $D1$ - $D7$ dienen zur Anzeige des aktiven Kanals an der Frontseite der Schaltbox. Der MOSFET-Treiber MIC4416 verfügt über eine interne Stromlimitierung und wird statt über einen Gate-Widerstand R_G direkt mit dem Gate der MOSFETs verbunden. Dabei ist es auch wichtig, dass die GND-Leitung für jeden Kanal extra zu den Source-Anschlüssen der MOSFETs geführt wird, da es sonst bei hohen Strömen zu Schwankungen im Bezugspotential kommen kann.



Dekodierer



Title		
Size	Number	Revision
A4		
Date:	13.03.2009	Sheet of
File:	E:\Diplomarbeit\8&MOSFET Driver V2.SchDoc	Drawn By:

Anhang C

Linearer Optokoppler

Die analoge Optokopplerschaltung, wie auf Seite 59 dargestellt, dient zur Potentialtrennung der Experimentsteuerung und den analogen Stromeingängen der Delta-Netzteile. Da die Experimentsteuerung über das Flachbandkabel des Laborbuses mit dem Steuerrechner verbunden ist, entsteht durch die Masseschleife bei direkter Verbindung der Signale starkes Rauschen auf den analogen Kanälen. Für jeden analogen Kanal muss deshalb ein analoger, linearer Optokoppler aufgebaut werden. Außerdem ist sicherzustellen, dass die Primär- und Sekundärseite des Optokopplers mit zwei getrennten Netzteilen versorgt werden.

C.1 Funktionsweise

Eine Beschreibung der prinzipiellen Funktionsweise dieser Schaltung ist in [26, Seite 1199] zu finden. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf einer möglichst linearen Kennlinie der Optokopplerschaltung. Der Linearitätsfehler wird durch die Verwendung eines speziell für analoge Anwendungen optimierten Bausteins des Typs HCNR201 erreicht. Der Optokoppler verfügt über eine LED und zwei Photodioden mit derselben Kennlinie. Das Innere des Optokopplers ist so konstruiert, dass auf beide Photodioden die gleiche Menge Licht fällt und diese somit den gleichen Strom $I_{P1} = I_{P2}$ durchlassen.

Die erste Photodiode (P1) wird als Referenz verwendet, während die zweite zur Signalübertragung genutzt wird. Der Operationsverstärker OPA227 auf der Primärseite ist so geschaltet, dass die Spannung U_E nach dem Tiefpass am Eingang über den Widerstand R_E einen Strom $I_{P1} = U_E/R_E$ durch die Referenz-Photodiode verursacht. Die Gegenkopplung geschieht hierbei über die gesamte Strecke des Verstärkers (MMBT3906), die LED und die Photodiode des Optokopplers. Durch die gleichmäßige Beleuchtung beider Photodioden erhält man

auf der Sekundärseite denselben Strom durch die zweite Photodiode (P2) wie durch die Referenzdiode (P1). Mit einem zweiten Operationsverstärker als Strom-Spannungswandler wird dieser Strom I_{P2} in die Ausgangsspannung $U_A = R_A \cdot I_{P2}$ konvertiert. Der Widerstand R_A kann zur Kalibrierung der Verstärkung mit einem Potentiometer eingestellt werden. Damit ergibt sich für die Ausgangsspannung

$$U_A = \frac{R_A}{R_E} \cdot U_E . \quad (\text{C.1})$$

Nachdem die Ausgangsspannung nur vom Widerstandsverhältnis und der Eingangsspannung abhängt, spielt die nichtlineare Kennlinie des Optokopplers keine Rolle mehr.

Die beiden Tiefpässe TP1 und TP2 mit einer Grenzfrequenz von etwa $f_G = 10$ kHz wurden am Ein- und Ausgang eingebaut, um höherfrequentes Rauschen zu unterdrücken. Die Netzteile mit den Spulenpaaren stellen einen Tiefpass mit Grenzfrequenz kleiner 1,5 kHz dar.

Der Amplitudengang von zwei fertig aufgebauten Optokopplern ist in Abbildung C.1 dargestellt. Zur Bestimmung des Frequenzgangs wurde der Network-Analyzer SR770 von Stanford-Research verwendet.

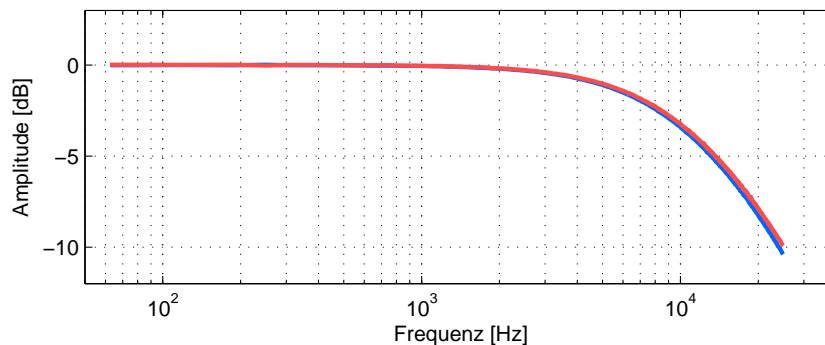


Abbildung C.1: Amplitudengang von zwei Optokopplern (rot bzw. blau): Die Grenzfrequenz der Optokoppler liegt bei $f_G = 9,5$ kHz, die der Netzteile bei etwa 1,5 kHz. Bis zu dieser Frequenz ist der Amplitudengang konstant null.

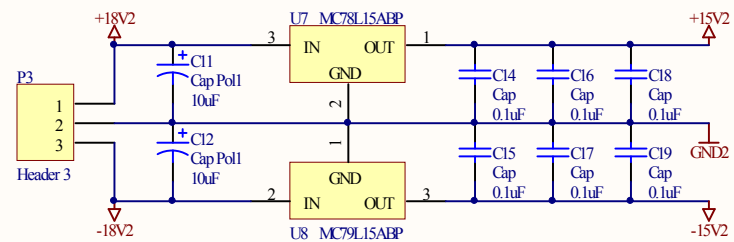
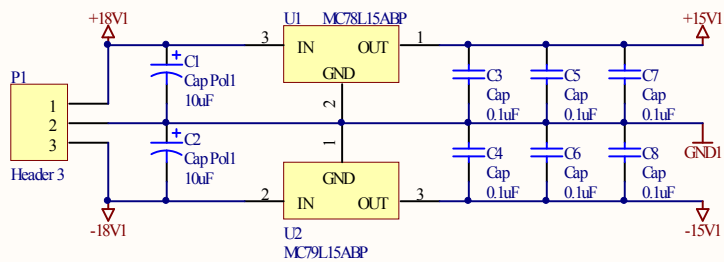
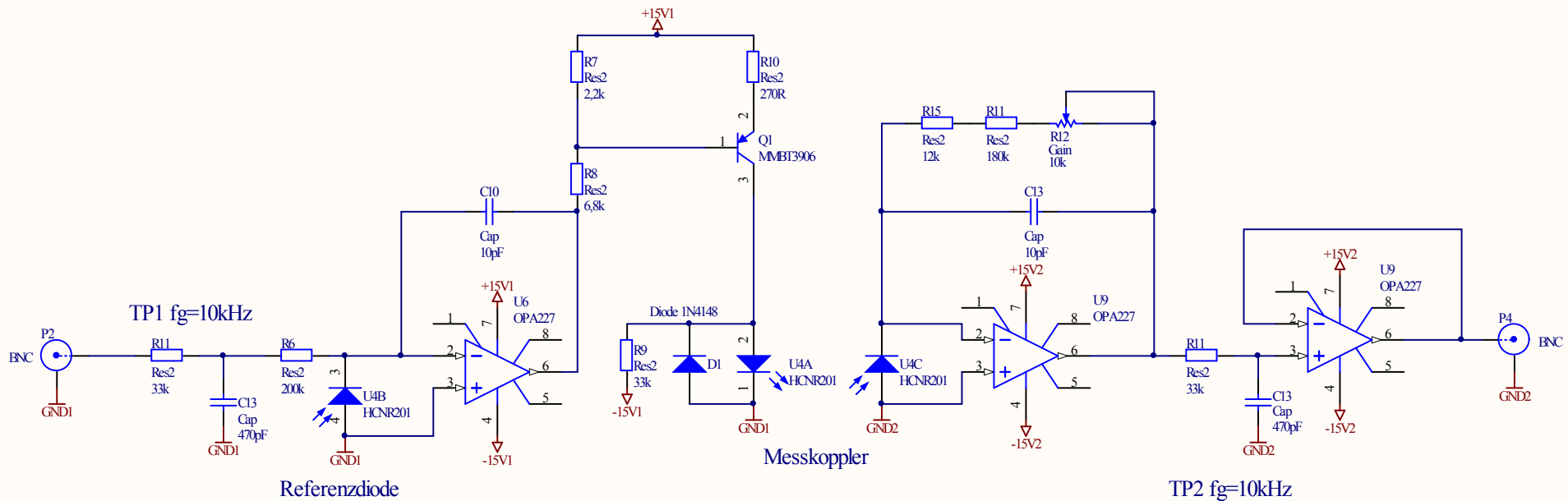
C.2 Schaltplan des Optokopplers

Der lineare Optokoppler, wie im Schaltplan auf Seite 59 dargestellt, wurde in vierfacher Ausführung auf einer Lochrasterplatine aufgebaut. Die Spannungsversorgung der Primär- und Sekundärseite erfolgte über zwei getrennte Netzteile. Das primärseitige Netzteil wurde am Stromkreis der Steuerrechner angeschlossen, während das sekundärseitige Netzteil mit dem Versorgungskreis der Delta-Netzteile verbunden ist.

Eine Eingangsspannung von 0–10 V soll bei allen vier Netzteilen einem Strom von 0 – 200 A entsprechen. Die 100 A-Netzteile liefern bei 5 V Steuerspannung einen Strom von 100 A, die 200 A-Netzteile dementsprechend einen Strom von 200 A. Deshalb ist es notwendig, die Verstärkung der Optokoppler, an denen die 200 A-Netzteile angeschlossen sind, auf $v = 2$ zu stellen. Dies geschieht durch die Anpassung von $R_A = 2 \cdot R_E$.

Zur Kalibrierung der vier Optokoppler wird am Eingang eine Gleichspannung zwischen 0 – 10 V angelegt. Eingangs- und Ausgangsspannungen werden mit einem Multimeter gemessen. Durch das Poti R12 wird die Verstärkung so eingestellt, dass $U_A = U_E$ bzw. $U_A = 2 \cdot U_E$, je nach Netzteil-Typ gemessen wird. Zusätzlich wurde die lineare Kennlinie jedes Optokopplers durch Messungen im gesamten Bereich der Eingangsspannung kontrolliert.

Der Linearitätsfehler der Optokopplerschaltung konnte durch die Messung der Kennlinie mit den Multimetern und anschließendem linearen Fit an die Messdaten auf einen Wert von $2,5 \cdot 10^{-3}$ bestimmt werden. Bei einer Eingangsspannung von 1 V wurde ein Rauschpegel von ± 3 mV gemessen, was einem Signal-Rausch-Verhältnis von etwa 50 dB entspricht. Bei einer Spannung von 5 V beträgt das Rauschen ± 5 mV bzw. $\text{SNR} = 60$ dB.



Title		
Size	Number	Revision
A4		
Date:	13.03.2009	Sheet of
File:	E:\Diplomarbeit\Analog Optik V1.1.SchDoc	Drawn By:

Anhang D

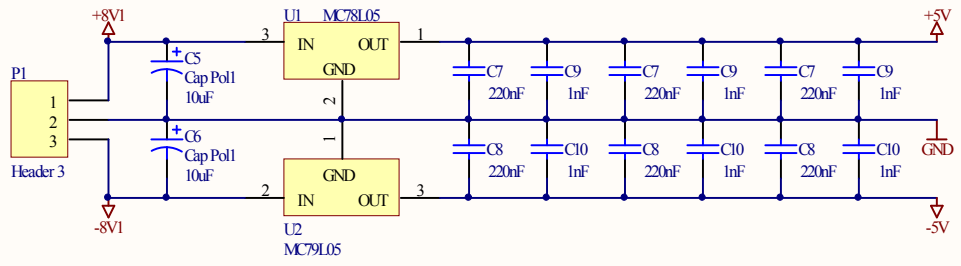
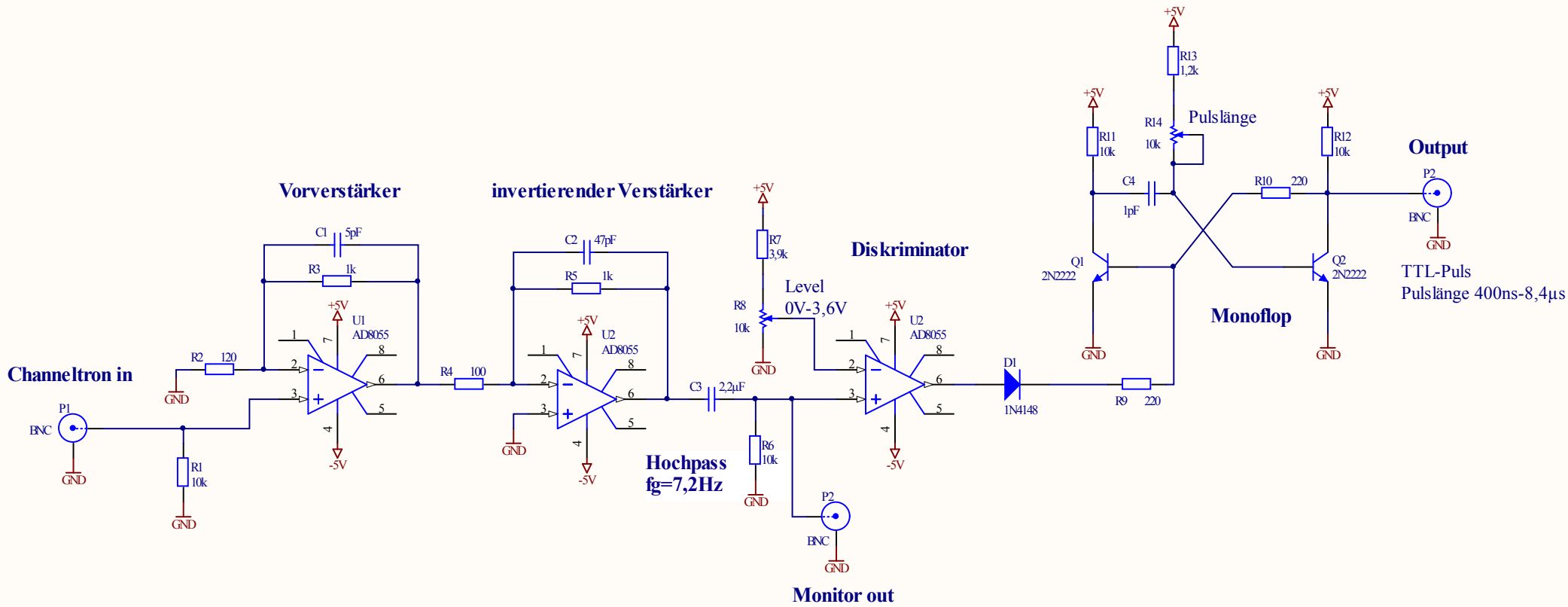
Channeltron-Verstärker

Das Signal am hochohmigen Ausgang des Channeltrons muss zur weiteren Verarbeitung verstärkt und aufbereitet werden. Neben der Verstärkung, Invertierung und Filterung des Signals muss zur Weiterverarbeitung in einer digitalen Schaltung ein TTL-Impuls erzeugt werden. Der Schaltplan des Channeltron-Verstärkers ist auf Seite 61 dargestellt.

Zur Verstärkung werden Operationsverstärker des Typs AD8055 von Analog Devices mit einer Bandbreite von 300 MHz verwendet. Da die Bandbreite des Operationsverstärkers invers vom Verstärkungsfaktor V abhängt, wird ein Vorverstärker mit $V = 8,3$ und ein Invertierer mit $V = 10$ verwendet. Bei diesen Verstärkungsfaktoren beträgt die Bandbreite nur noch etwa 20 MHz.

Ein Diskriminator mit einstellbarer Schwelle U_D zwischen 0 und 3,6 V dient zur Unterdrückung des durch Rauschen verursachten Hintergrundsignals. Dazu filtert der Diskriminator die Signale mit einer Amplitude kleiner der einstellbaren Schwellenspannung weg und lässt nur Ereignisse des Channeltrons mit Amplituden größer U_D passieren.

Zur einfachen Auswertung des Channeltrons durch externe Elektronik, wie z. B. an dem Photonenzähler wie am Ende von Abschnitt 3.1.2 beschrieben, wird aus dem analogen Signal ein TTL-Puls mit einstellbarer Länge generiert. Dazu wird nach dem Diskriminator eine monostabile Kippstufe mit variabler Haltezeit getriggert. Durch den Widerstand $R13$ und das Potentiometer $R14$ sowie dem Kondensator $C4$ kann die Pulsdauer mit $t_P = 0,7 \cdot (R13 + R14) \cdot C4$ eingestellt werden. Mit den im Schaltplan angegebenen Werten lässt sich die Pulsdauer zwischen 400 ns und 8,4 μ s variieren.



Title		
Channeltron Verstärker		
Size	Number	Revision
A4		
Date:	02.04.2009	Sheet of
File:	E:\Diplomarbeit\chtron-amplifier.SchDoc	Drawn By:

Literaturverzeichnis

- [1] CÔTÉ, R. ; KHARCHENKO, V. ; LUKIN, M. D.: Mesoscopic Molecular Ions in Bose-Einstein Condensates. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), Aug, Nr. 9, S. 093001
- [2] WINKLER, Klaus: *Aufbau einer magnetischen Transportapparatur für ultrakalte Atome*, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Diplomarbeit, 2002
- [3] METCALF, Harold J. ; STRATEN, Peter van d.: *Laser Cooling and Trapping (Graduate Texts in Contemporary Physics)*. Springer, 2001. – ISBN 0387987282
- [4] FOOT, C. J.: *Atomic Physics*. Oxford University Press, USA, 2005. – ISBN 0198506961
- [5] ROTTER, Daniel: *Quantum feedback and quantum correlation measurements with a single Barium ion*, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Diss., 2008
- [6] GHOSH, Pradip K.: *Ion Traps (International Series of Monographs on Physics, 90)*. Oxford University Press, USA, 1996. – ISBN 0198539959
- [7] CÔTÉ, R. ; DALGARNO, A.: Ultracold atom-ion collisions. In: *Phys. Rev. A* 62 (2000), Jun, Nr. 1, S. 012709
- [8] CUCCHIETTI, F. M. ; TIMMERMANS, E.: Strong-Coupling Polarons in Dilute Gas Bose-Einstein Condensates. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 21, S. 210401
- [9] DEVREESE, J. T.: Polaron Physics in 2D and 3D. In: *Physica Scripta* T25 (1989), S. 309–315
- [10] ASTRAKHARCHIK, G. E. ; PITAEVSKII, L. P.: Motion of a heavy impurity through a Bose-Einstein condensate. In: *Phys. Rev. A* 70 (2004), Nr. 1, S. 013608

- [11] RAMAN, C. ; KÖHL, M. ; ONOFRIO, R. ; DURFEE, D. S. ; KUKLEWICZ, C. E. ; HADZIBABIC, Z. ; KETTERLE, W.: Evidence for a Critical Velocity in a Bose-Einstein Condensed Gas. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), Sep, Nr. 13, S. 2502–2505
- [12] ONOFRIO, R. ; RAMAN, C. ; VOGELS, J. M. ; ABO-SHAER, J. R. ; CHIKKATUR, A. P. ; KETTERLE, W.: Observation of Superfluid Flow in a Bose-Einstein Condensed Gas. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), Sep, Nr. 11, S. 2228–2231
- [13] KOLLATH, Corinna ; KÖHL, Michael ; GIAMARCHI, Thierry: Scanning tunneling microscopy for ultracold atoms. In: *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* 76 (2007), Nr. 6, S. 063602
- [14] THALHAMMER, G. ; WINKLER, K. ; LANG, F. ; SCHMID, S. ; GRIMM, R. ; DENSCHLAG, J. H.: Long-Lived Feshbach Molecules in a Three-Dimensional Optical Lattice. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 5, S. 050402
- [15] IDZIASZEK, Zbigniew ; CALARCO, Tommaso ; JULIENNE, Paul S. ; SIMONI, Andrea: Quantum theory of ultracold atom-ion collisions. In: *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* 79 (2009), Nr. 1, S. 010702
- [16] Idziaszek, Zbigniew: private communication
- [17] BLOCH, I.: Ultracold quantum gases in optical lattices. In: *Nature Physics* 1 (2005), S. 23 – 30
- [18] SCHMID, Stefan: *Long distance transport of ultracold atoms using a 1D optical lattice*, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Diplomarbeit, 2006
- [19] GREINER, Markus ; BLOCH, Immanuel ; HÄNSCH, Theodor W. ; ESSLINGER, Tilman: Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance. In: *Phys. Rev. A* 63 (2001), Feb, Nr. 3, S. 031401
- [20] THEIS, Matthias: *Optical Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate*, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Diss., 2005
- [21] THALHAMMER, Gregor: *Ultrakalte gepaarte Atome in kohärenten Lichtfeldern*, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Diss., 2007
- [22] HÄNSEL, Wolfgang: *Magnetische Mikrofallen für Rubidiumatome*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2000
- [23] BRINK, D. M. ; SUKUMAR, C. V.: *Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap*. 2006

- [24] MIGDALL, Alan L. ; PRODAN, John V. ; PHILLIPS, William D. ; BERGEMAN, Thomas H. ; METCALF, Harold J.: First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), Jun, Nr. 24, S. 2596–2599
- [25] MEYER, M.: *Signalverarbeitung - Analoge und digitale Signale, Systeme und Filter*. 5. Auflage. Vieweg+Teubner, 2009. – ISBN 9783834804945
- [26] TIETZE, U. ; SCHENK, C.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001. – ISBN 3540641920
- [27] SMYTHE, W. R. ; MATTAUCH, J.: A New Mass Spectrometer. In: *Phys. Rev.* 40 (1932), May, Nr. 3, S. 429–433
- [28] KAUFMANN, R.: Matrix-assisted laser desorption ionization (MALDI) mass spectrometry: a novel analytical tool in molecular biology and biotechnology. In: *Journal of Biotechnology* 41 (1995), Nr. 2-3, S. 155 – 175
- [29] WATSON, J. T. ; SPARKMAN, O. D.: *Introduction to Mass Spectrometry*. 4. Ausgabe. Lippincott-Raven, 2007. – ISBN 0470516348
- [30] BURLE TECHNOLOGIES: *Channeltron Handbook (Electron Multiplier Handbook for Mass Spectrometry Applications)*, 2008. <http://www.burle.com/cgi-bin/byteserver.pl/pdf/ChannelBook.pdf>
- [31] TUFTE, E.: *The Visual Display of Quantitative Information*. 10. Auflage. Graphics Press, 1983. – ISBN 0961392142

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ba ⁺ -Ion eingebettet in Rb-BEC	3
1.2	Bildung eines mesoskopischen Moleküls	4
1.3	3D-Modell der Vakuumapparatur	6
1.4	Foto der Ionenfalle und Abbildungsobjektiv	8
2.1	3D-Modell der Transportstrecke	11
2.2	Foto der Transportstrecke	12
2.3	Stromrauschen der Netzteile	14
2.4	Schematische Darstellung der Spulenansteuerung	15
2.5	Foto der Schalt- und Control-Boxen	16
2.6	Magnetfeldbetrag in der xz-Ebene	20
2.7	Magnetfeldbetrag in der xy-Ebene	21
2.8	Schematische Darstellung eines Systems	22
2.9	LTI-System mit Ein- und Ausgangsgrößen	24
2.10	Tiefpassverhalten von verschiedenen Spulen	25
2.11	Schematischer Aufbau zur Messung der Übertragungsfunktion	26
2.12	Anschaulicher Effekt der Frequenzgangkorrektur	27
2.13	Rekonstruktion eines analogen Signals	28
2.14	Relativer Stromfehler in Abhängigkeit der Abtastfrequenz	29
2.15	Effeizienz in Abhängigkeit der Transportdauer	31
2.16	Verlauf des Aspektverhältnisses über die Transportstrecke	31
2.17	Atomwolken vor und nach dem Transport	32
2.18	Stromkurven in Abhängigkeit der Distanz	33
2.19	Ort, Geschw. und Beschl. in Abhängigkeit der Transportdistanz	34
2.20	Stromkurven in Abhängigkeit der Zeit	34
3.1	Skizze der TOF-Strecke	36
3.2	Foto der Ionenfalle in Richtung TOF	37
3.3	Foto der Channeltrons und Abschirmgitter	38
3.4	Funktionsschaltbild des Hochspannungsschalters	41

3.5	Ansteuerung des HV-Schalters	42
3.6	Schaltsequenz eines Hochspannungsschalters	42
3.7	Schaltsequenz des Hochspannungsschalters	43
3.8	Kennlinie des Channeltrons	44
A.1	Schaltplan der Control-Box	52
B.1	Schaltung der MOSFETs für einen Kanal	54
B.2	Schaltplan der MOSFET Schaltbox	55
C.1	Gemessener Amplitudengang von zwei Optokopplern	57
C.2	Schaltplan des linearen Optokopplers	59
D.1	Schaltplan des Channeltron Verstärkers	61

Danke!

Die vergangenen sechs Jahre meines Physikstudiums in Innsbruck brachten so vielfältige, positive Erfahrungen mit sich, dass ich diese Zeit sehr zu schätzen weiß. Natürlich war das Studium nicht immer eine aufgelegte Partie und manche Prüfungen alles andere als leicht zu bewältigen. Um die besonders anstrengenden Zeiten jedoch mit konstanter Motivation und nie abbrechender Freude an der Physik durchzustehen, bedarf es natürlich einiger Leute und Freunde auf dem Lebensweg, denen ich in diesem Abschnitt recht herzlich danken möchte.

Mein erster Dank gilt meinem Betreuer Johannes Hecker Denschlag, der mir die äußerst interessante Diplomarbeit in der Entstehungsphase des BaRbI-Experiments ermöglichte. Ganz besonders sind seine aufmunternden Diskussionen und Ratschläge hervorzuheben. Viel Glück an dieser Stelle für das BaRbI-Experiment in Ulm!

Außerdem geht ausführlicher Dank an Rudi Grimm, mich in seine hervorragende Arbeitsgruppe aufzunehmen. Allen Mitgliedern der Gruppe ist der „Abspann“ auf der nächsten Seite gewidmet.

Ohne die Kollegen im Labor wäre die Arbeit wohl zu langweilig und man würde ganz klar irgendwann den Verstand verlieren. Deshalb gilt dieser Abschnitt den Rb-Jungs Florian, Christoph und Tetsu, aber allen voran natürlich den BaRbIe-Leuten: „Der Schmidinator“, „Höhenmeter Arne“ und „Elektro Sascha“.

Auch allen Studienkollegen gebührt großer Dank. Nur in unserer Lerngemeinschaft war das Lösen der Proseminaraufgaben (besonders die Aufgaben aus dem „Calculus“) abwechslungsreich und es konnten die Vorbereitungen auf die eine oder andere schwierige Prüfung besser gemeistert werden.

Eine besonders willkommene Abwechslung zum Studium war das Filmen von Kurzvideos und von zwei Amateur-Western zusammen mit der „Black Silver Cinema Crew“. Damit geht auch besonderer Dank an meinen gesamten Freundeskreis.

Zu guter Letzt möchte ich ganz herzlich meinen beiden Schwestern Birgit und Veronika sowie meinen Eltern, besonders meiner Mama Pia, für die Unterstützung und Ermöglichung des Studiums danken.

*There may have been a time when wars were won
on the playing fields of Eton, but today survival
itself depends on the work of laboratories – either
in war or in the normal activities of industry and
commerce.*

Roland A. Wank
Laboratory Design, Introduction
ed. by H. S. Coleman, 1951

Ultracold Atoms and Quantum Gases

Directed by
Rudi Grimm

Assistant Directors
Johannes Hecker Denschlag, Hanns-Christoph Nägerl, Florian Schreck

2nd Assistant Directors
Francesca Ferlaino, Tetsu Takekoshi, Steven Knoop,
Russell Hart, Devang Naik, Alessandro Zenesini

BaRbIe-Crew
Stefan Schmid, Arne Härter, Albert Frisch

Rubidium-Crew
Florian Lang, Christoph Strauss

LevT-Crew
Martin Berninger, Walter Harm

CsIII-Crew
Elmar Haller, Manfred Mark, Johann Danzl, Lukas Reichsöllner

RbCs-Crew
Karl Pilch, Almar Lange, Markus Debatin, Bastian Schuster, David Baier

Lithium-Crew
Stefan Riedl, Christoph Kohstall, Edmundo Sanchez, Andrea Prantner

FeLiKx-Crew
Eric Wille, Andreas Trenkwalder, Frederick Spiegelhalter, Simon Stellmer

Assistant to Mr. Grimm
Christine Götsch-Obmascher

Secretary
Karin Köhle, Nicole Jorda

Department of Electronics
Gerhard Hendl, Arthur Wander

Department of Mechanics
Anton Schönherr, Helmut Jordan, Matthias Szabados

Catering
Mensa, Mpreis, Tech-Café

special Catering
everybody who brought „some cake at 4 o'clock at the usual place“

No animals, not even some „Laborwanzen“, were harmed during the writing of this thesis.
This experiment was done on location.

2009