



Präzisionsstudien des TRIGA-TRAP-Massenspektrometers
durch Einsatz von Kohlenstoffclusterionen als Referenz

Accuracy studies of the TRIGA-TRAP mass spectrometer using
carbon clusters as reference ions

Bachelor's Thesis

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science

Studiengang Chemie

Fakultät Chemie

Technische Universität München

vorgelegt von

Josua Vieten

aus

Freising

angefertigt am Institut für Kernchemie, Universität Mainz
unter Anleitung von Prof. Dr. Christoph E. Düllmann

Kobetreuung durch den Lehrstuhl für Pharmazeutische Radiochemie, TU München
Lehrstuhlinhaber: Prof. Dr. Hans-Jürgen Wester

Mainz/Garching b. München im April 2013

Abstract

The Penning trap mass spectrometer TRIGA-TRAP provides high accuracy measurements for application in astrophysics, neutrino physics and for the investigation of the nuclear structure. Masses are determined via B-field dependent cyclotron frequency measurements. In order to reach a relative accuracy of 10^{-8} to 10^{-9} a high temporal stability of the magnetic field inside the trap is required. Fluctuations and systematic changes of the B-field are sources of error that can be investigated using carbon cluster ions produced by non-resonant laser ablation from the material of the targets (glassy carbon). Since the atomic mass unit is defined via the mass of carbon they serve as an ideal mass reference.

After an explanation of the experimental setup and data processing at TRIGA-TRAP a brief description of the chemical target preparation techniques is given within this work. Using carbon cluster ions the long term stability of the magnetic field has been investigated over a period of several weeks yielding a quantitative analysis of continuous and instantaneous deviations. Furthermore fluctuations on a short time scale of some hours have been examined and quantified by giving the time dependent relative standard deviation and Allan deviation. The magnetic field variation caused by refilling the cryogenic liquids (nitrogen and helium) that provide the cooling of the superconducting solenoid has also been observed and quantified. An appraisal of systematic shifts in the cyclotron frequency completes this thesis.

Zusammenfassung

Am Penningfallen-Massenspektrometer TRIGA-TRAP werden hochgenaue Messungen zur Anwendung in der Astrophysik und Neutrinophysik, sowie zur Untersuchung der Kernstruktur durchgeführt. Die Massenbestimmung erfolgt dabei durch Messungen der Zyklotronfrequenz, die von der magnetischen Flussdichte abhängig ist. Um eine relative Genauigkeit von 10^{-8} bis 10^{-9} zu erreichen, ist eine hohe zeitliche Stabilität des Magnetfelds in der Falle notwendig. Fluktuationen und systematische Veränderungen des B-Felds sind Fehlerquellen, die durch Einsatz von Kohlenstoffclusterionen untersucht werden können. Diese können durch nicht resonante Laserablation aus dem Targetmaterial (Glaskohlenstoff) freigesetzt werden. Da die atomare Masseneinheit über die Kohlenstoffmasse definiert ist, dienen diese Ionen als ideale Massenreferenz.

Nach einer Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Datenauswertung an TRIGA-TRAP wird in dieser Arbeit kurz die chemische Methodik der Targetherstellung beschrieben. Durch Verwendung von Kohlenstoffclusterionen wurde die Langzeitstabilität des Magnetfelds in einem Zeitraum von mehreren Wochen bestimmt, um eine quantitative Analyse kontinuierlicher und sprunghafter Abweichungen zu ermöglichen. Des Weiteren wurden Fluktuationen auf einer Zeitskala von einigen Stunden untersucht und durch Angabe der zeitabhängigen Standardabweichung und der Allan-Abweichung quantifiziert. Die Veränderung des magnetischen Felds durch das Nachfüllen des zur Kühlung der supraleitenden Spule eingesetzten flüssigen Heliums und des flüssigen Stickstoffs wurde ebenfalls untersucht und quantifiziert. Ein Überblick über systematische Veränderungen der Zyklotronfrequenz rundet diese Arbeit ab.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einführung und Motivation	4
2.	Aufbau und Messmethodik des TRIGA-TRAP-Experiments	6
2.1	Grundlegender Aufbau und gemeinsame Ionenquelle von TRIGA-SPEC	6
2.2	Laserionisation auf Glaskohlenstofftargets in der Off-Line-Ionenquelle.....	7
2.3	Speicherung von Ionen in den Penningfallen, Detektion und Auswertung.....	8
3.	Herstellung von Targets für Massenmessungen.....	13
4.	Messungen von Fluktuationen und systematischen Veränderungen des Magnetfelds in der Penningfalle.....	15
4.1	Langfristige Untersuchung der magnetischen Flussdichte	15
4.1.1	Unstetige Veränderungen	15
4.1.2	Kontinuierliche Drift	19
4.2	Magnetfeldänderung durch das Flusskriechen	21
4.3	Fluktuationen des Magnetfelds.....	26
4.3.1	Relative Standardabweichung als Funktion der Zeit T zwischen zwei Messungen	26
4.3.2	Allan-Abweichung in Abhängigkeit der Dauer einer Messung τ	28
4.4	Anstieg von B durch Nachfüllen von flüssigem Stickstoff	31
5.	Abweichung der gemessenen von der freien Zyklotronfrequenz.....	32
5.1	Abhängigkeit von der Zahl der detektierten Ionen pro Messung	32
5.2	Weitere Fehlerquellen bei der Bestimmung der Zyklotronfrequenz	33
6.	Zusammenfassung.....	34
6.1	Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse	34
6.2	Schlussfolgerungen und Ausblick	34
7.	Quellen- und Literaturverzeichnis	36
8.	Abbildungsverzeichnis	37
9.	Tabellenverzeichnis.....	38
10.	Anhang	39
11.	Erklärung des Verfassers.....	53

1. Einführung und Motivation

Massenbestimmungen mit hoher Präzision sind ein wichtiger Bestandteil aktueller Forschung in der Physik und Chemie. Hierbei ist besonders die Bestimmung von Massen jener Isotope interessant, die auf Grund ihres radioaktiven Zerfalls bisher nicht oder nur mit geringer Genauigkeit vermessen werden konnten.

Am Forschungsreaktor des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz wurde daher als gemeinsames Projekt des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg, sowie der Universität Mainz das Präzisions-Penningfallenmassenspektrometer TRIGA-TRAP aufgebaut. Es ist Bestandteil des TRIGA-SPEC-Experiments, das neben TRIGA-TRAP eine Apparatur für kollineare Laserspektroskopie (TRIGA-LASER) beinhaltet. [1]

Messungen an TRIGA-TRAP dienen der Grundlagenforschung. Über die Masse eines Nuklids sind Grundzustands-Eigenschaften wie dessen Kernstruktur und die Bindungsenergie der Nukleonen zugänglich.

Langfristig ist es unter anderem geplant, mit den an diesem Massenspektrometer durchgeführten Messungen einen Beitrag zur Forschung in der Astrophysik zu leisten. Elemente, die schwerer sind als Eisen entstehen bei Supernovaexplosionen und nicht im Rahmen der Kernfusion in Sternen. Dabei gibt es drei verschiedene Mechanismen der Nukleosynthese. Neben dem protonenbasierten p-Prozess sind dabei Neutroneneinfangreaktionen von hoher Bedeutung. [2] Der sogenannte s-Prozess ist bereits gut untersucht und findet bei vergleichsweise niedrigen Neutronenflussdichten statt. Es entstehen durch Anlagerung von Neutronen und darauf folgende β^- -Zerfälle meist stabile Isotope mit höherer Ordnungszahl. Bei hohem Neutronenfluss kann die Anlagerung jedoch auch deutlich schneller als der Zerfall stattfinden. So entstehen über extrem neutronenreiche Kerne schwere Nuklide. Man nimmt an, dass der Großteil aller radioaktiven Elemente ($Z > 82$) aus dem r-Prozess stammt. [2] Es ist jedoch noch nicht genau bekannt, über welche neutronenreichen Isotope dieser Prozess verläuft. Modelle lassen einen Pfad vermuten, der über Nuklide führt, die in geringem Umfang auch bei der neutroneninduzierten Kernspaltung von $^{235}_{92}\text{U}$ oder anderer durch thermische Neutronen spaltbarer Isotope entstehen. Gelingt es, deren Massen genau zu bestimmen, so kann der theoretisch erwartete Nukleosyntheseweg überprüft werden. [1, 3]

Ein weiteres Ziel der Messungen mit TRIGA-TRAP ist die präzise Massenbestimmung von $^{163}_{67}\text{Ho}$. Über Elektroneneinfang zerfällt dieses Isotop zu $^{163}_{66}\text{Dy}$. Die Halbwertszeit dieses Zerfallsprozesses liegt bei 4570 Jahren. [4] Dabei wird ein Elektroneneutrino frei und ein Proton im Kern wandelt sich in ein Neutron um:



Das entstehende $^{163}_{66}\text{Dy}$ befindet sich in Folge des Elektroneneinfangs in einem elektronisch angeregten Zustand. Die Abregung erfolgt durch Aussendung eines Röntgenquants, eines Auger-Elektrons oder über einen Coster-Kronig-Übergang. [5] Sehr präzise Messungen des Massenunterschiedes zwischen Mutter- und Tochterkern, des sogenannten Q -Werts, bieten einen Zugang zur Bestimmung der Neutrinomasse. Diese ist derzeit noch unbekannt, sie liegt aber mit hoher Wahrscheinlichkeit unterhalb von $2 \text{ eV}/c^2$ [6].

Obwohl es nicht möglich ist, derart geringe Massendifferenzen mit TRIGA-TRAP zu bestimmen [1], kann dennoch eine möglichst genaue Ermittlung des Q -Werts des Zerfalls von ${}^{163}_{67}\text{Ho}$ einen entscheidenden Beitrag zu folgenden, genaueren Experimenten [7] leisten. Bisher finden sich noch erhebliche Diskrepanzen zwischen verschiedenen Literaturangaben. [4]

Neben den hier vorgestellten Anwendungsbereichen ist es außerdem möglich, Proben aller Elemente zu untersuchen, die bei Raumtemperatur als Festkörper vorkommen.

Für alle Massenmessungen an TRIGA-TRAP ist es nötig, den Betrag der magnetischen Flussdichte B und deren zeitliche Stabilität in der Präzisions-Penningfalle (siehe 2.3) möglichst genau zu kennen. In einer Penningfalle können Ionen durch Überlagerung eines starken Magnetfelds mit einem schwachen elektrischen Quadrupolfeld gespeichert werden. Die Zyklotronfrequenz ν_c der Ionen in der Penningfalle ist abhängig von deren Masse m , der Ladung q und vom Betrag der magnetischen Flussdichte B . Da die Masse von Kohlenstoff in atomaren Einheiten fest definiert ist, eignen sich Clusterionen aus Kohlenstoff besonders gut zur Bestimmung von B . Kann die Zyklotronfrequenz von einfach positiv geladenen Kohlenstoffclusterionen bekannter Atomanzahl und damit bekannter Masse bestimmt werden, so ergibt sich der Betrag der magnetischen Flussdichte zu:

$$B = \frac{\nu_c \cdot 2\pi \cdot m}{q} \quad (1.2)$$

Die Untersuchung von kurzfristigen Fluktuationen von B , sowie deren langfristiger systematischer Drift ist Ziel dieser Arbeit. Außerdem wird auf sprunghafte Veränderungen des Betrags der magnetischen Flussdichte eingegangen. Daran schließt sich eine Betrachtung von systematischen Verschiebungen der Zyklotronfrequenz an. Zudem sollen im Vorfeld Aufbau und Messprinzip von TRIGA-TRAP, sowie die chemische Methodik der Probenvorbereitung beschrieben werden.

Ähnliche Messungen wurden bereits von J. Ketelaer et al. durchgeführt. [8] Da jedoch in der Zwischenzeit eine Temperaturstabilisierung im Bereich der Penningfallen und eine Druckstabilisierung des Flüssigheliumbehälters installiert wurden, war eine erneute Bestimmung der Magnetfeldstabilität erforderlich. Außerdem konnten teilweise längere Beobachtungszeiten zur Verbesserung der Genauigkeit realisiert werden.

2. Aufbau und Messmethodik des TRIGA-TRAP-Experiments

2.1 Grundlegender Aufbau und gemeinsame Ionenquelle von TRIGA-SPEC

Der gesamte Versuchsaufbau (Abb. 1) befindet sich in der Reaktorhalle des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz. Der dort installierte Kernreaktor vom Typ TRIGA Mark II des amerikanischen Herstellers General Atomics ist ein Schwimmbadreaktor mit einer thermischen Leistung von 100 kW im Dauerbetrieb und kann durch Erzeugen eines prompt überkritischen Zustandes kurzzeitig eine Leistung von 250 MW erreichen. [9, 10]

An TRIGA-TRAP existieren zwei grundsätzlich verschiedene Typen von Ionenquellen: Einerseits ist es möglich, Spaltprodukte von ^{235}U , ^{249}Cf oder anderer mit thermischen Neutronen spaltbarer Isotope zu ionisieren und zu analysieren, andererseits ist über die so genannten Off-Line-Ionenquellen eine Vielzahl weiterer Isotope zugänglich. [1] Die durch Bestrahlung von Targets mit thermischen Neutronen in einem der Strahlrohre des Reaktors freigesetzten Spaltprodukte werden über ein Aerosol-Gasjet-System zum Massenspektrometer geführt. Dazu wird in einem von Trägergas (Stickstoff oder Helium) durchströmten Ofen Kaliumchlorid durch Sublimation freigesetzt.

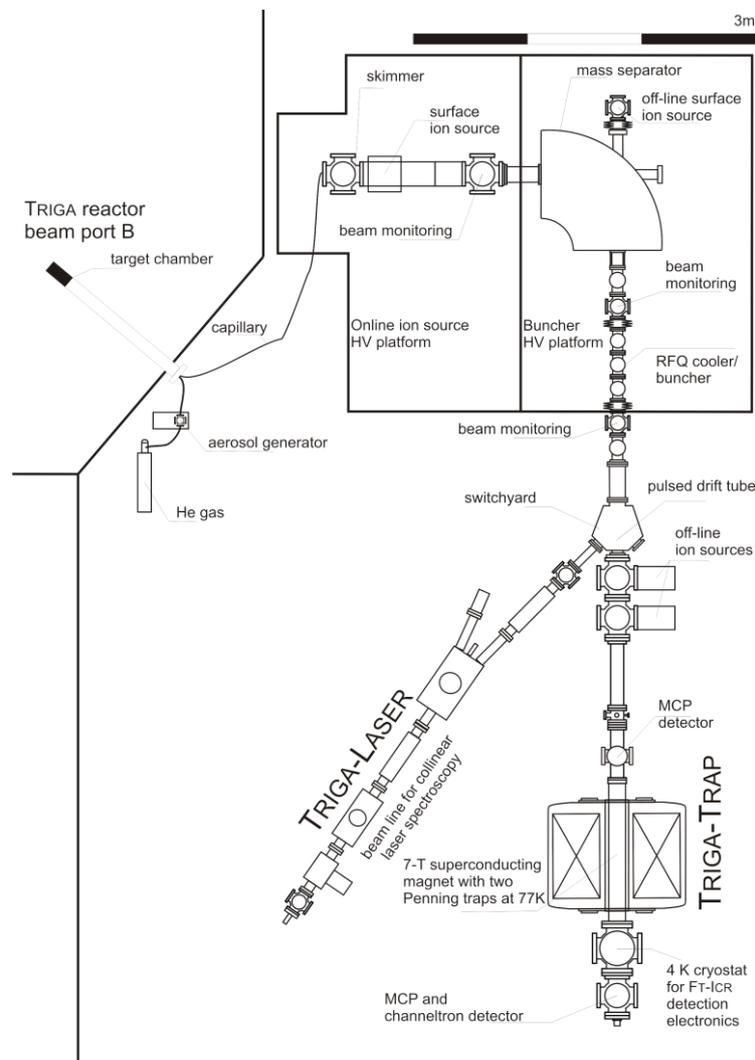


Abbildung 1: Aufbau des gesamten TRIGA-SPEC-Experiments, Quelle: Arbeitsgruppe TRIGA-TRAP.

Das mit Spaltprodukten beladene Aerosol wird über einen Skimmer vom Trägergas getrennt, an einer Wolframelektrode ionisiert und in einem Potential von 30 kV beschleunigt. [1] Aufgrund der hohen Ionisierungsenergie von Chlor [11] werden keine positiv geladenen Chloroniumionen gebildet. Die Abtrennung aller unerwünschten Nuklide erfolgt über einen 90°-Dipolmagneten als Massenseparator.

Der Ionenstrahl wird anschließend gekühlt und pulsweise weitergeleitet. Dazu dient eine Vorrichtung nach dem Prinzip einer Paulfalle („RFQ cooler/buncher“ in Abb. 1) [12]. Die Ionen erreichen schließlich eine Ablenkeinrichtung („switchyard“), mit deren Hilfe der Ionenstrahl entweder zu TRIGA-LASER oder zu TRIGA-TRAP geleitet werden kann. [1]

2.2 Laserionisation auf Glaskohlenstofftargets in der Off-Line-Ionenquelle

Ein gepulster und frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser ($\lambda = 532$ nm, Energie pro Puls maximal 50 mJ, Pulsfrequenz 1 bis 15 Hz [1]) mit einer über einen Polarisationsfilter variierbaren Strahlintensität kann verwendet werden, um off-line (also ohne Verwendung neutronenaktivierter Substanzen) Proben zu ionisieren. So wurden beispielsweise die Massen von Seltenerdmetallen mit hoher Präzision bestimmt, um die Unsicherheiten der aus der Literatur bekannten Werte zu reduzieren. [4, 13]

Zur Ionisation der zu untersuchenden Spezies müssen diese zunächst auf eine Trägersubstanz aufgebracht werden. An TRIGA-TRAP werden hierzu Platten aus Glaskohlenstoff (Sigradur®) verwendet, einem sehr harten, elektrisch leitfähigen und hitzebeständigen Werkstoff aus reinem Kohlenstoff mit fullerenartig fehlgeordneter Graphitstruktur [14], der sich durch thermische Behandlung eines nicht schmelzbaren, thermisch aushärtbaren, kohlenstoffhaltigen Polymers (meist Phenolharz) herstellen lässt. [15]

Das kreisförmige Glaskohlenstofftarget (siehe Abschnitt 3) hat einen Durchmesser von 14 mm bei einer Dicke von 2 mm. [16] Es besitzt vier durch Sandstrahlen aufgeraute Bereiche und ist in der Ionenquelle drehbar gelagert (siehe Abb. 2). Auf jedem dieser Bereiche kann eine andere Probensubstanz abgelagert werden (siehe 3.). Wird diese in den Laserstrahl gedreht, so erfolgt eine Desorption und durch das entstehende Plasma eine Ionisation der freigesetzten Teilchen, allerdings bilden sich durch den Untergrund zusätzlich auch Clusterionen aus Kohlenstoff, da Teile der Fullerenstruktur abgetragen werden. Diese hauptsächlich einfach positiv geladenen Ionen bestehen zum Großteil aus 5 bis 26 Kohlenstoffatomen. [16] Die Clusterionen können für Referenzmessungen verwendet werden, indem ein Cluster mit einer Masse möglichst nahe am zu untersuchenden Isotop eingesetzt wird. Hierzu wird allerdings zur Erhöhung der Ausbeute an Kohlenstoffclusterionen und zur Vermeidung einer unnötigen Abtragung von Probenmaterial der Laserstrahl auf einen unbeschichteten Bereich des Targets gerichtet.

Die so erzeugten Ionen werden durch ein Potential von 47 V beschleunigt und mittels eines Radiofrequenz-Quadrupols in Miniaturbauweise (Mini-RFQ) zentriert, gespeichert und gekühlt. Helium dient hierbei zur Kühlung der Clusterionen über Stöße mit diesem Puffergas. Durch eine Beschleunigungsspannung von 1 kV (Extraktionselektrode) werden die gespeicherten Ionenwolken aus dem Mini-RFQ stoßweise freigesetzt und der Ionenstrahl über eine Ionoptik fokussiert.

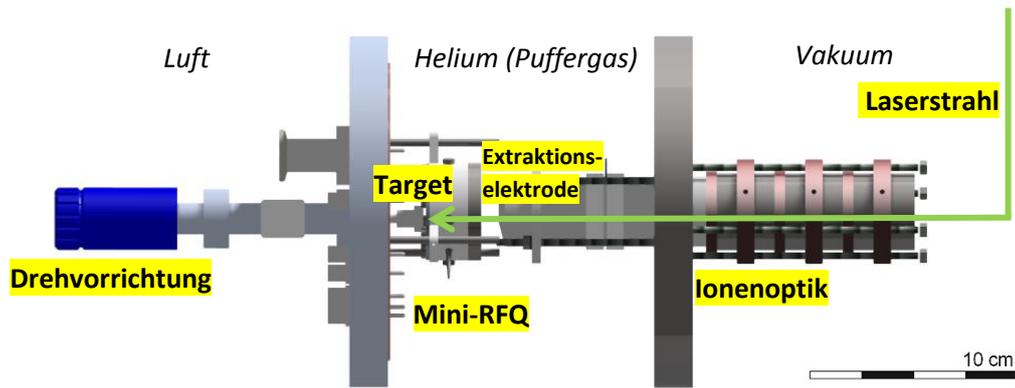


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Aufbaus der Off-Line-Ionenquelle für Glaskohlenstofftargets, Quelle: Arbeitsgruppe TRIGA-TRAP, Beschriftung durch den Autor dieser Arbeit.

Neben der hier beschriebenen Ionenquelle für Glaskohlenstofftargets existiert eine weitere Off-Line-Quelle zur Oberflächenionisation. Sie bietet einen hohen kontinuierlichen Strom an Alkaliionen zur Funktionsprüfung des Massenspektrometers. [1]

2.3 Speicherung von Ionen in den Penningfallen, Detektion und Auswertung

Über eine Ionenoptik wird der Ionenstrahl, der entweder von den Off-Line-Ionenquellen oder aus dem Reaktor stammt, fokussiert und eine eventuelle Abweichung von der geraden Flugbahn korrigiert. Die Ausrichtung des Strahls kann über eine Mikrokanalplatte im Zentrum einer der Einzellinsen überprüft werden. [1] In Abb. 3 ist schematisch der Aufbau des TRIGA-TRAP-Experiments mit Off-Line-Ionenquellen, dem Magneten, den Penningfallen und den Detektoren dargestellt.

Schließlich erreicht der Ionenstrahl das Magnetfeld des supraleitenden 7 T – Magneten von MAGNEX Scientific [1] (Abb. 4). Die Spule wird durch flüssiges Helium auf eine Temperatur von -269 °C gekühlt. Zudem ist der flüssigheliumgekühlte Bereich von flüssigem Stickstoff ($T = -196\text{ °C}$) umgeben, um zu verhindern, dass das flüssige Helium sich innerhalb von Tagen oder Wochen verflüchtigt.

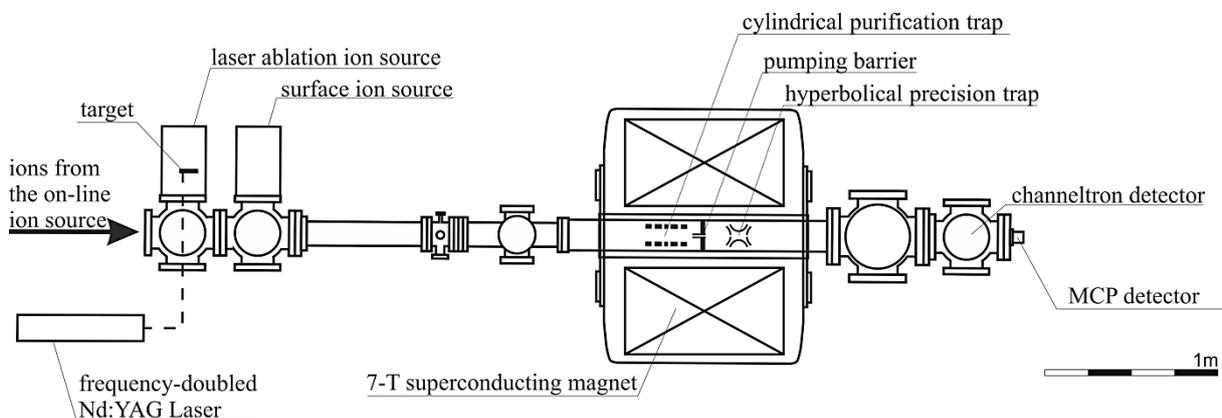


Abbildung 3: Aufbau des TRIGA-TRAP-Experiments, Quelle: [17].

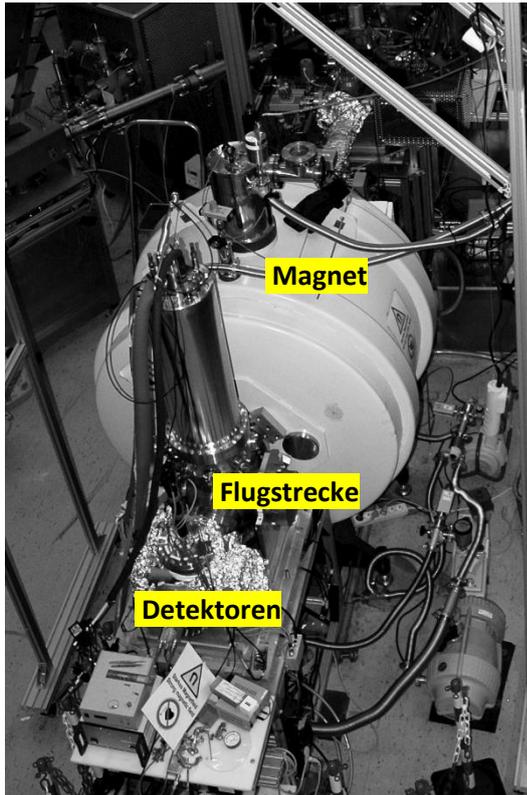


Abbildung 4: Supraleitender Magnet und Detektoren.

Der Magnet verfügt über eine aktive Abschirmung zur Verminderung des Streufelds außerhalb des Magneten und Korrekturspulen, die dem Ausgleich des Abfalls der magnetischen Flussdichte mit der Zeit durch das Flusskriechen („flux creep effect“ [18], siehe 4.2) dienen. Im Zentrum des Magneten befindet sich eine Öffnung, in der eine konstante Temperatur von 30 °C gehalten wird. In dieser Öffnung befinden sich hintereinander zwei Penningfallen in einem Vakuumrohr. Diese wurden jeweils in einem sehr homogenen Bereich des vorher per NMR-Sonde vermessenen Magnetfelds platziert. [1, 19]

In einer Penningfalle können Ionen gespeichert werden. Hierbei erfolgt einerseits ein Einschluss durch das starke Magnetfeld von 7 T. Ohne äußere Energiezufuhr ist dann nur noch eine Bewegung entlang der magnetischen Feldlinien möglich. Eine Bewegung entlang dieser Linien wird jedoch durch das schwache elektrische Quadrupolfeld der Penningfalle verhindert. Idealerweise kann dies über eine Ringelektrode und zwei Endkappenelektroden erzeugt werden, in der Realität müssen jedoch zur Erzeugung eines harmonischen Potentials Korrektorelektroden verwendet werden.

Eine Fixierung alleine durch ein statisches elektrisches Feld wäre nicht möglich (Earnshaw-Theorem, [20]). Die Bewegung von geladenen Teilchen in einer Penningfalle wird durch die so genannte Geoniumtheorie beschrieben. [21] Sie bewegen sich einerseits auf einer Bahn mit großem Radius und niedriger Eigenfrequenz. Diese Bewegung wird als Magnetronbewegung bezeichnet, deren Frequenz ω_- entsprechend als Magnetronfrequenz. Sie wird überlagert von einer schnellen Bewegung mit kleinem Radius, der modifizierten Zyklotronbewegung. Deren Frequenz ω_+ unterscheidet sich von der Frequenz der freien Zyklotronbewegung ω_c , die allerdings nicht direkt gemessen werden kann. Letztere ist abhängig vom Betrag der magnetischen Flussdichte B , sowie von Ladung q und Masse m des Ions [22]:

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (2.3.1)$$

Zusätzlich bewegt sich das Ion im Potential der Penningfalle axial mit der Frequenz ω_z . Es handelt sich hierbei um eine harmonische Oszillation, wobei in einer realen Penningfalle eine geringfügige Anharmonizität aufgrund der Endlichkeit des Potentials berücksichtigt werden muss. [23]

Bei Magnetfeldern in der Größenordnung von wenigen Tesla und für die verwendeten Schwerionen liegt die Zyklotronfrequenz im Bereich von Radiowellen. Dies soll hier exemplarisch durch Berechnung der freien Zyklotronfrequenz ω_c bzw. ν_c unter Verwendung von Gl. 2.3.1 für einfach positiv geladene Ionen einer Masse von 165 u bei einem Magnetfeld von 7.0 T gezeigt werden:

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 7.0 \text{ T}}{165 \text{ u} \cdot 1.660 \cdot 10^{-27} \frac{\text{kg}}{\text{u}} \cdot 2\pi} = 651.6 \text{ kHz} \quad (2.3.2)$$

Gelingt es nun, die freie Zyklotronfrequenz ω_c zu bestimmen, so ist bei bekanntem Magnetfeld B und konstanter Ladung q (an TRIGA-TRAP immer einfach positiv geladene Ionen) die Masse m des Teilchens zugänglich. Außerdem lässt sich bei bekannter Masse des Ions der Betrag der magnetischen Flussdichte bestimmen (siehe Abschnitt 4).

Die erste der beiden Penningfallen ist die zylindrische Reinigungsfalle, in der durch Stöße der Ionen mit Puffergas (Helium, ca. 10^{-4} mbar [1]) und gezieltem Anregen der Eigenbewegungen massenselektives Puffergaskühlen durchgeführt wird. Diese Falle ist zylindrisch und unterteilt in 7 Elektroden, um ein Potentialminimum zur Speicherung der Teilchen zu definieren. [1]

Die freie Zyklotronfrequenz ω_c ergibt sich aus dem Invarianztheorem [23]:

$$\omega_c = \sqrt{\omega_+^2 + \omega_z^2 + \omega_-^2} \quad (2.3.3)$$

Eine Messung aller drei Frequenzen ist mit relativ hohem Aufwand verbunden und benötigt längere Messzeiten. Sie wird daher insbesondere bei Massenmessungen instabiler Kerne meist nicht durchgeführt. [22]

An TRIGA-TRAP findet zuerst mittels einer segmentierten Ringelektrode im Zentrum der Reinigungsfalle durch ein elektrisches Dipolfeld eine näherungsweise nicht massenselektive [22] Anregung mit der Magnetronfrequenz statt. Durch die Anregung bewegen sich die Teilchen auf Kreisbahnen um die Magnetfeldlinien mit der Magnetronfrequenz ω_- .

Durch anschließende quadrupolare Anregung mit der Einseitenbandfrequenz ω_c wird die Zyklotronfrequenz an die Magnetronfrequenz gekoppelt. Innerhalb der erwarteten Messgenauigkeit gilt näherungsweise [24]:

$$\omega_c = \omega_+ + \omega_- \quad (2.3.5)$$

Somit ist es möglich, eine Anregung mit der freien Zyklotronfrequenz ω_c durchzuführen und durch die Kopplung der beiden Frequenzen die Energie der Magnetronbewegung (idealerweise) vollständig in die Zyklotronbewegung zu überführen. Diese Konversion erfolgt massenselektiv nur dann, wenn die Anregungsfrequenz der freien Zyklotronfrequenz ω_c (Gl. 2.3.1) entspricht. In der Reinigungsfalle findet daher die quadrupolare Anregung mit der erwarteten Zyklotronfrequenz der zu untersuchenden Spezies statt, was dazu führt, dass sich nur die gewünschten Ionen im Zentrum der Falle sammeln, während Teilchen unerwünschter Masse weiterhin mit der Magnetronfrequenz um das Zentrum rotieren. Die Methode der Massenselektion in der Reinigungsfalle wird als Puffergaskühlen bezeichnet. [22] Schnelles Umschalten der Spannung am Ende der Reinigungsfalle führt dazu, dass die in der Reinigungsfalle gespeicherten Teilchen zur Präzisionsfalle gelangen können. Diese müssen jedoch die Reinigungsfalle durch Löcher in den Elektroden mit 1.5 mm Durchmesser [25] passieren, was nur jenen Ionen gelingt, die sich im Zentrum der Reinigungsfalle befinden und somit die erwünschte Masse besitzen.

Die Präzisionsfalle ist hyperbolisch geformt und ebenfalls siebenpolig. [25] Durch den Kanal zwischen Reinigungsfalle und Präzisionsfalle („pumping barrier“, siehe Abb. 3) wird erreicht, dass der Gasdruck in der Präzisionsfalle mehr als 100 Mal niedriger ist, als in der Reinigungsfalle. [1] Idealerweise finden daher in der Präzisionsfalle keine Stöße mehr mit Restgas statt, in der Realität sorgt der geringe noch vorhandene Gasdruck dafür, dass eine Speicherung der Ionen nur für wenige Sekunden möglich ist, bevor diese durch das noch vorhandene Gas abgebremst werden.

Auch in der Präzisionsfalle finden hintereinander eine Anregung der Ionen mit der Magnetronfrequenz ω_- und mit der Zyklotronfrequenz ω_c statt. Die eingestrahlte Frequenz für die Anregung der Zyklotronbewegung wird jedoch in engen Schritten variiert. Im Resonanzfall entspricht diese genau der Zyklotronfrequenz und die Teilchen werden angeregt. Die hierbei verwendete Radiofrequenz wird über Sinusgeneratoren mit einem Rubidiumoszillator als Referenz erzeugt. Dies ermöglicht eine hohe Stabilität dieser Frequenz. Die Anregung der Zyklotronfrequenz erfolgt hierbei nicht permanent, sondern pulswise mit längeren Wartezeiten zwischen den Pulsen. Die typische Anregungsdauer liegt bei 0.1 oder 0.2 s mit einer Wartezeit von 0.8 bzw. 1.6 s, so dass die Zeitspanne Anregung – Wartezeit – Anregung bei insgesamt einer oder zwei Sekunden liegt. Diese als Ramsey-Anregung bekannte Methode führt, verglichen mit kontinuierlicher Anregung, zu einer etwa drei Mal so hohen Messpräzision, jedoch ohne die Dauer der Messzyklen zu erhöhen. [26, 27] Eine längere Anregungs- und Wartezeit führt zu präziseren Messungen, setzt jedoch hohe Anforderungen an die Stabilität des Magnetfelds während der Anregungszeit und an die Güte des Vakuums in der Präzisionsfalle. Außerdem verlängert sich die Dauer der Messzyklen.

Nach der Anregung folgt durch Änderung des Potentials am detektorseitigen Ende der Präzisionsfalle (Umpolen der Spannung) ein Transport der Ionen aus dem supraleitenden Magneten heraus Richtung Detektor. Dieser ist mit der Präzisionsfalle über eine Flugstrecke von etwa einem Meter verbunden. Im Falle einer Anregung der Zyklotronbewegung ist das magnetische Moment der Teilchen höher, als bei Teilchen, die nicht angeregt wurden. Die folgende Flugstrecke wird von den angeregten Teilchen schneller zurückgelegt als von denen, bei denen die eingestrahlte Frequenz nicht mit der Zyklotronfrequenz übereinstimmt, da das radiale magnetische Moment des Ions mit dem externen Magnetfeld wechselwirkt. Die auftreffenden Ionen werden durch eine Mikrokanalplatte („MCP“ in Abb. 3) registriert. Deren Detektionseffizienz liegt bei ca. 1/3. [1]

Durch Auswertung mittels eines dafür entwickelten Computerprogramms (Eva 6.1.4.0) wird eine Ramsey-Funktion an die Messwerte angepasst und so die freie Zyklotronfrequenz, sowie deren Fehler bestimmt. Es werden dabei durch Festlegen eines Auswertungsbereiches („MCARange“) stets die Ereignisse mit extrem hoher oder niedriger Flugzeit aussortiert.

Für jeden Frequenzwert wird eine gewisse Anzahl an so genannten Scans kombiniert. Während eines Scans wird die Anregungsfrequenz innerhalb eines vorher definierten Bereiches variiert. Die freie Zyklotronfrequenz ω_c muss innerhalb dieses Bereiches liegen. Da die Masse des zu untersuchenden Ions bereits bekannt ist (wenn auch häufig nur mit geringer Genauigkeit), lässt sich der Bereich entsprechend anpassen. Bei den hier vorgestellten Messungen liegt die Breite des Bereichs bei 2 Hz, die Schrittweite des Scans beträgt 0.05 Hz.

Schließlich entstehen als Ergebnis der Messungen Datensätze aus der Flugzeit der Ionen in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz. Das Minimum der Flugzeit definiert die freie Zyklotronfrequenz ω_c und ermöglicht daher eine Massenbestimmung nach Gl. 2.3.1. Durch die Anregung nach Ramsey entstehen hierbei mehrere Minima, deren Intensität von der Mitte nach außen hin abnimmt. Dabei liegt ν_c im zentralen Minimum. Abb. 5 zeigt den Graphen der Flugzeit gegen die Anregungsfrequenz einer Messung mit Clusterionen aus 15 Kohlenstoffatomen bei Auswertung einer hohen Anzahl von Scans (mehrere Tage, ca. 600 Scans).

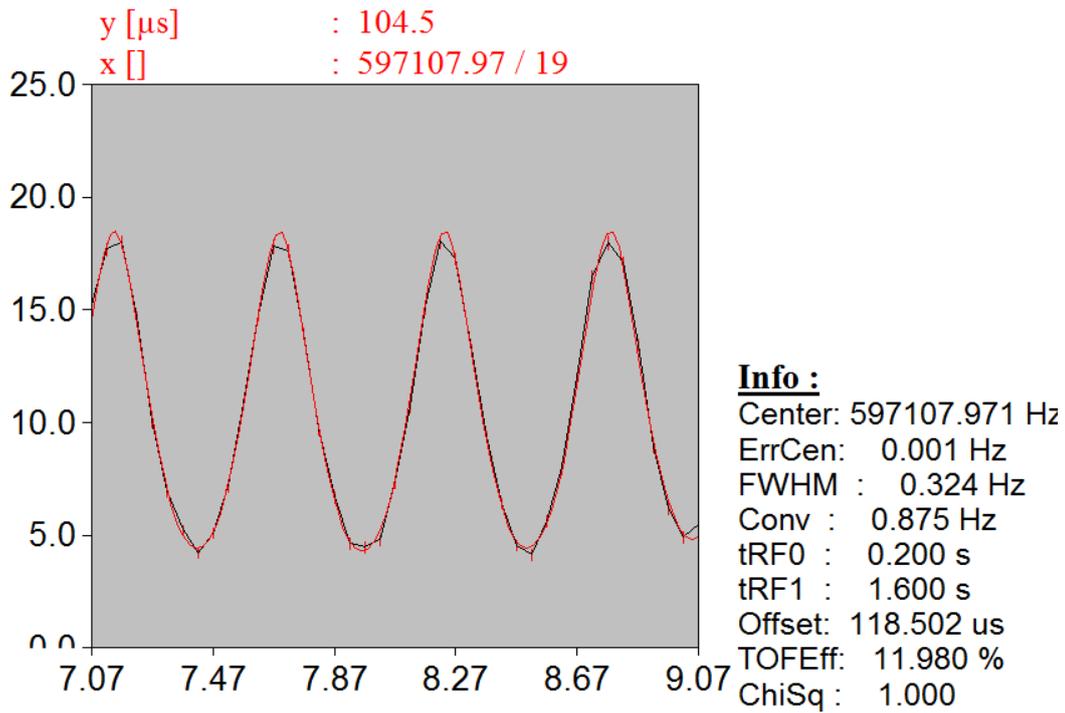


Abbildung 5: Auftragung der Zyklotronfrequenz gegen die Flugzeit mit Ramsey-Fit bei einer an drei aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführten Messung mit $^{12}_6\text{C}_{15}^+$ - Kohlenstoffclusterionen.

Bei Messungen mit Kohlenstoffclusterionen sind ca. 10 Scans erforderlich, um erfolgreich eine Ramsey-Funktion an die Messdaten anzupassen. Werden Proben mit niedrigeren Zählraten (weniger Ionen pro Zeiteinheit) analysiert, so muss die Anzahl der zu verwendenden Scans entsprechend erhöht werden.

Aufgrund von systematischen Messfehlern bei zu vielen Ionen, die sich gleichzeitig in der Präzisionsfalle befinden (siehe 5.1) werden in der Regel nur die Daten mit wenigen (z.B. 1 bis 3) detektierten Ionen pro Anregungszyklus ausgewertet.

3. Herstellung von Targets für Massenmessungen

Zur Q -Wert-Messung des Zerfalls von $^{163}_{67}\text{Ho}$ zu $^{163}_{66}\text{Dy}$ unter Elektroneneinfang wurde zunächst durch Bestrahlung einer teilangereicherten Probe aus $^{162}_{68}\text{Er}$ mit thermischen Neutronen am Forschungsreaktor BER II des „Helmholtz-Zentrums Berlin für Materialien und Energie“ [28] $^{163}_{68}\text{Er}$ erzeugt:



Bei diesem Prozess wird $^{163}_{68}\text{Er}$ zunächst in einem angeregten Kernzustand gebildet. Dieser angeregte Kern wechselt in den Grundzustand durch Abgabe der Energiedifferenz in Form eines Gammaquants.

$^{163}_{68}\text{Er}$ unterliegt einem β^+ -Zerfall zu $^{163}_{67}\text{Ho}$ mit einer Halbwertszeit von 75.0 Minuten [4]:



Dabei werden ein Positron e^+ und ein Elektronenneutrino ν_e frei.

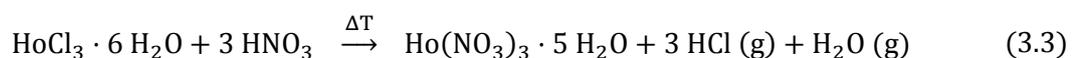
Das so gebildete $^{163}_{67}\text{Ho}$ wurde nach säulenchromatographischer Aufbereitung zur Herstellung der Targets verwendet. Dazu wurde α -Hydroxyisobuttersäure als Komplexbildner zugegeben und die seltenen Erden massenselektiv eluiert. Danach befanden sich $1.3 \cdot 10^{16}$ Atome $^{163}_{67}\text{Ho}$ als Chlorid in 18 ml wässriger Lösung. Hierbei ist ein eventueller Zerfall eines gewissen Anteils der Probe nicht berücksichtigt. Zudem tritt erhebliche Kontamination durch andere Seltenerdmetalle auf, da die chemische Trennung von Lanthanoidenelementen nur unter hohem Aufwand mit hoher Selektivität erreicht werden kann.

Alle Proben auf Glaskohlenstofftargets an TRIGA-TRAP wurden bisher aus Gründen der Reproduzierbarkeit als Nitrat eingesetzt. Bei Verwendung von Nitraten eines Isotops X bildet sich im Massenspektrometer hauptsächlich ein Fragment der Zusammensetzung $X^{16}\text{O}^+$, das aufgrund der sehr genau bekannten Masse von ^{16}O [4] einen einfachen Zugang zur Masse des Nuklids X bietet.

Zur Messung an TRIGA-TRAP ist es notwendig, etwa 10^{15} Atome [25] auf das Sigradur®-Plättchen aufzubringen. Daher wurden 1.5 ml der Holmium(III)-chloridlösung entnommen und zur Trockne eingedampft. Rechnerisch entspricht dies einer Anzahl von $1.1 \cdot 10^{15}$ Atomen.

Das Eindampfen der Holmiumlösung wurde unterhalb der Siedetemperatur durch Verwendung einer Heizlampe durchgeführt. Die Lösung wurde hierzu in ein Gefäß aus Teflon gegeben, um einen Rückfluss des verdampfenden Wassers zu vermeiden. Nach vollständigem Eindampfen und Abkühlen der Probe (ca. 3 Minuten an Luft) wurde diese in das Nitratsystem überführt.

Dazu wurde der farblose Rückstand 3 Mal mit je 0.50 ml konzentrierter Salpetersäure (65 %) aufgenommen und erneut eingedampft. Dabei wird Chlorid als Chlorwasserstoff ausgetrieben und das Nitrat bleibt zurück:



Außerdem wird ein Molekül Wasser frei, das als Kristallwasser an Holmium(III)-chlorid-Hexahydrat gebunden war.

Der schließlich entstandene, hellgelbe Rückstand aus Holmium(III)-nitrat-Pentahydrat wurde in 10 μL verdünnter Salpetersäure ($c = 0.4 \text{ mol L}^{-1}$) gelöst und auf einen von vier durch Sandstrahlen aufgerauten Bereichen auf dem Sigradur®-Plättchen getropft. Die Lösung wurde durch Eindampfen (Heizlampe) fixiert.

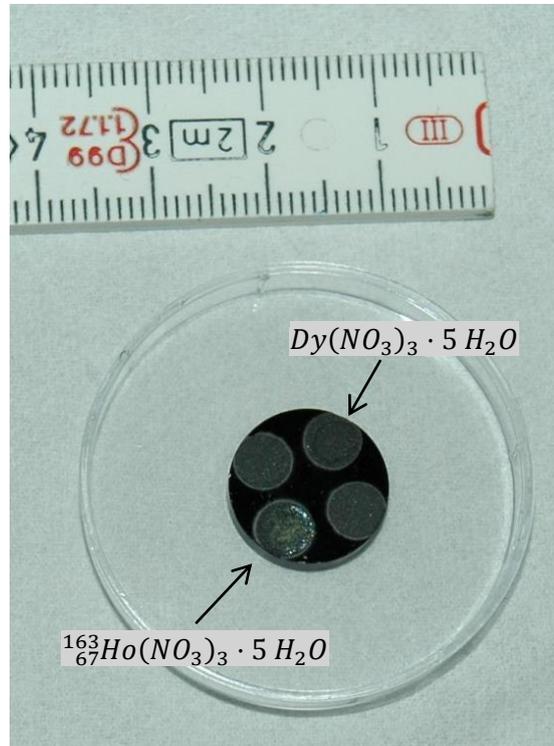


Abbildung 6: Mit Dysprosium- und Holmiumnitrat beschichtetes Glaskohlenstofftarget.

Zur Massenbestimmung des aus $^{163}_{67}\text{Ho}$ durch Elektroneneinfang entstehenden Tochterkerns $^{163}_{66}\text{Dy}$ wurde an einem weiteren aufgerauten Bereich des Glaskohlenstoffplättchens eine Lösung aus $\text{Dy}(\text{NO}_3)_3 \cdot 5 \text{H}_2\text{O}$ in natürlicher Isotopenzusammensetzung aufgetropft. Der Anteil von $^{163}_{66}\text{Dy}$ an natürlichem Dysprosium liegt bei 24.90 %. [4] Dies wurde bei der Berechnung der Stoffmenge berücksichtigt. Es wurde durch Auflösen von 71.8 mg Dysprosium(III)-nitrat-Pentahydrat in 1 ml verdünnter Salpetersäure ($c = 0.1 \text{ mol L}^{-1}$) eine Stammlösung hergestellt, die durch mehrfaches Verdünnen eine Konzentration an $^{163}_{66}\text{Dy}(\text{NO}_3)_3 \cdot 5 \text{H}_2\text{O}$ von $4.15 \cdot 10^{-5} \text{ mol L}^{-1}$ erreichte. Danach wurden insgesamt 40 μL dieser Lösung in mehreren Schritten auf das Glaskohlenstoffplättchen aufgebracht, was rechnerisch einer Gesamtzahl von $1.0 \cdot 10^{15}$ Atomen $^{163}_{66}\text{Dy}$ entspricht.

Das Target wurde schließlich an TRIGA-TRAP in die Ionenquelle eingebaut. Die Fixierung erfolgte dabei mit einem elektrisch leitenden, silberhaltigen Klebstoff.

4. Messungen von Fluktuationen und systematischen Veränderungen des Magnetfelds in der Penningfalle

4.1 Langfristige Untersuchung der magnetischen Flussdichte

Zur Untersuchung von langfristigen Änderungen des Magnetfelds wurde auf Messdaten an Kohlenstoffclusterionen von Januar und Februar 2013 zurückgegriffen (siehe Anhang A). Hierbei wurden 147 Datensätze mit einer mittleren Messdauer von je 70 Minuten ausgewertet (ca. 20 – 30 Scans). Nach Bestimmung der Zyklotronfrequenz kann über Gl. 1.2 der Betrag der magnetischen Flussdichte errechnet werden.

4.1.1 Unstetige Veränderungen

Messung, Auswertung und Berechnung

Zunächst muss die Masse der Kohlenstoffclusterionen m in kg berechnet werden. Dabei wird die Ionisation (einfach positiv geladene Ionen) durch Abzug einer Elektronenmasse berücksichtigt:

$$m = 12 \text{ u} \cdot (1.660538921 \pm 0.000000073) \cdot 10^{-27} \frac{\text{u}}{\text{kg}} \cdot n - m_e \quad (4.1.1.1)$$

n bezeichnet die Zahl der Kohlenstoffatome pro Cluster, sie liegt hier zwischen 20 und 23. Die Masse von $^{12}_6\text{C}$ beträgt per Definition exakt 12 u. Der Umrechnungsfaktor von atomaren Masseneinheiten in kg wurde (unter Vernachlässigung des Fehlers) den von CODATA vorgeschlagenen Werten entnommen. [29]

Die Elektronenmasse m_e liegt bei [29]:

$$m_e = (9.10938291 \pm 0.000000040) \cdot 10^{-31} \text{ kg} \quad (4.1.1.2)$$

Es ergeben sich folgende Werte für die Masse der Ionen unter Vernachlässigung der Bindungsenergien [8] und mit Fehlerfortpflanzung nach Gauß:

Tabelle 1: Masse der untersuchten Kohlenstoffclusterionen.

Cluster	Masse / kg
$^{12}_6\text{C}_{20}^+$	$3,9852843010 \cdot 10^{-25} \pm 1.75 \cdot 10^{-32}$
$^{12}_6\text{C}_{21}^+$	$4,1845489715 \cdot 10^{-25} \pm 1.84 \cdot 10^{-32}$
$^{12}_6\text{C}_{22}^+$	$4,3838136421 \cdot 10^{-25} \pm 1.93 \cdot 10^{-32}$
$^{12}_6\text{C}_{23}^+$	$4,5830783126 \cdot 10^{-25} \pm 2.01 \cdot 10^{-32}$

Die Ladung der untersuchten Spezies entspricht einer Elementarladung [29]:

$$q = (1,602176565 \pm 0.000000035) \cdot 10^{-19} \text{ As} \quad (4.1.1.3)$$

Exemplarisch soll hier eine Messung von $^{12}\text{C}_{22}^+$ am 09.01.2013 um 13:42 ausgewertet werden. Die angegebene Zeit gibt den Mittelwert von Start- und Endzeitpunkt der in diesem Fall 57 Minuten langen Messung an. Die gemessene Zyklotronresonanzfrequenz liegt bei:

$$\nu_c = (407118.710 \pm 0.008) \text{ Hz} \quad (4.1.1.4)$$

Über Gl. 1.2 ist der Betrag der magnetischen Flussdichte B zugänglich. Die Unsicherheit der Masse durch Umrechnung in kg und der Ladung wirkt sich systematisch auf alle Werte der magnetischen Flussdichte aus und wird hier vernachlässigt. Die Messunsicherheit der Frequenzmessung geht direkt in die Unsicherheit des Ergebnisses für B ein.

$$B = \frac{(407118.710 \pm 0.008) \text{ s}^{-1} \cdot 2\pi \cdot 4,3838136421 \cdot 10^{-25} \text{ kg}}{1,602176565 \cdot 10^{-19} \text{ As}} \quad (4.1.1.5)$$

$$B = 6.999107107 \text{ T} \pm 0.138 \mu\text{T} \quad (4.1.1.6)$$

Ergebnis

Der Betrag der magnetischen Flussdichte B bei jeder Einzelmessung als Funktion der relativen Zeit t in Stunden ist in Abb. 7 dargestellt. Der Zeitpunkt $t = 0$ wurde bei 09.01.2013, 13:42 Uhr definiert.

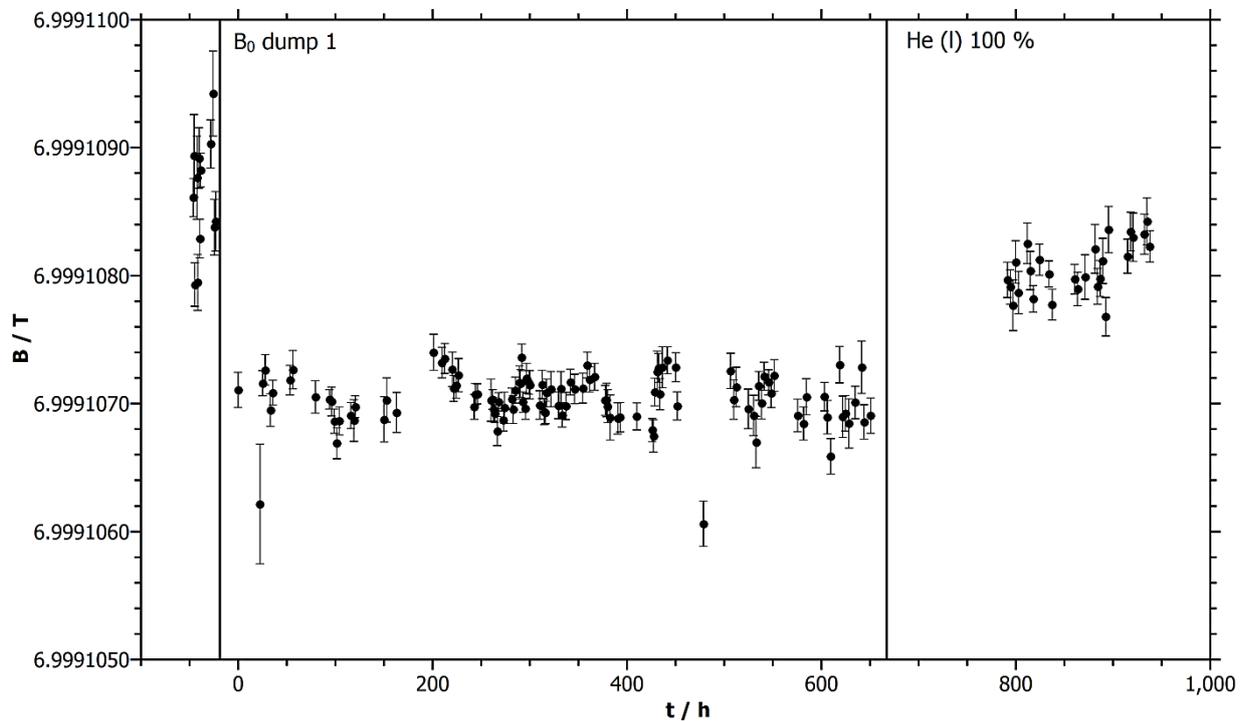


Abbildung 7: Betrag der magnetischen Flussdichte B in Tesla gegen die relative Zeit t in Stunden. Deutlich sind sprunghafte Änderungen von B durch Entladen der Korrekturspulen (B_0 dump 1) und durch Nachfüllen von flüssigem Helium (He (l) 100 %) erkennbar. Details in Interpretation und Diskussion.

Interpretation und Diskussion

Grundsätzlich sind zwei Unstetigkeiten im Verlauf des Betrags der magnetischen Flussdichte über die Zeit erkennbar. Die erste bei $t = -20$ h stammt von der Entladung der Korrekturspulen („B₀ dump 1“). Diese dienen zum Ausgleich des sogenannten Flusskriechens und halten die magnetische Flussdichte B weitgehend konstant. Werden diese entladen, so sinkt B ab. In Abschnitt 4.2 wird der Effekt des Flusskriechens auf den Betrag der magnetischen Flussdichte detailliert untersucht.

Eine weitere Unstetigkeit findet sich im Bereich von $t = 650$ h bis $t = 790$ h. Der Betrag der magnetischen Flussdichte steigt um $1 \mu\text{T}$. Zeitlich korreliert die Unstetigkeit mit dem Nachfüllen des flüssigen Heliums (He (l) 100 %) zur Kühlung der supraleitenden Magnetspulen bei $t = 666$ h. Durch Verdampfen sinkt der Füllstand des flüssigen Heliums im Betrieb kontinuierlich ab, was ein Nachfüllen etwa alle 3 Monate erforderlich macht.

Der Siedepunkt des flüssigen Heliums ist abhängig vom Druck des Gases über der Flüssigkeit, Schwankungen in der Temperatur des Kryogens können zu einer Veränderung des Magnetfelds führen. [24] Die magnetische Suszeptibilität X_m gibt die Magnetisierbarkeit eines Materials im externen Magnetfeld an. Durch das starke Magnetfeld des supraleitenden Magneten werden die metallischen Bauelemente in dessen Umgebung magnetisiert. Dies verändert wiederum das gesamte magnetische Feld im Bereich der Penningfallen.

Nach dem Curie-Gesetz gilt:

$$X_m = \frac{C}{T} \quad (4.1.1.7)$$

mit der materialabhängigen Curie-Konstante C und der Temperatur T. Die Temperatur der verwendeten Materialien hat also einen Einfluss auf die magnetische Suszeptibilität X_m und dadurch auf B, auch im Bereich der Präzisions-Penningfalle. Temperaturschwankungen sind daher zu vermeiden, soll eine hohe Messpräzision erreicht werden.

Daher wurde am Magneten ein Barometer installiert, über das der Druck über dem flüssigen Helium abgelesen werden kann. Ein automatisch geregeltes Ventil entlässt Gas aus dem Gefäß bei Überschreitung eines vorher eingestellten Druckes. So werden der Gasdruck und damit die Siedetemperatur des Heliums weitgehend konstant gehalten.

Nach dem Füllen des Magneten mit flüssigem Helium vergehen jedoch ca. 5 Tage, bis sich wieder ein ausreichend hoher konstanter Druck eingestellt hat. Daher sind in dieser Zeit keine Messungen möglich. Um zu prüfen, ob diese Wartezeit eingehalten wurde oder der sprunghafte Anstieg in der Magnetfeldstärke einer Druckschwankung geschuldet ist, wurden die Messdaten des Barometers ausgelesen und gegen die Zeit aufgetragen. Abb. 8 zeigt das resultierende Diagramm.

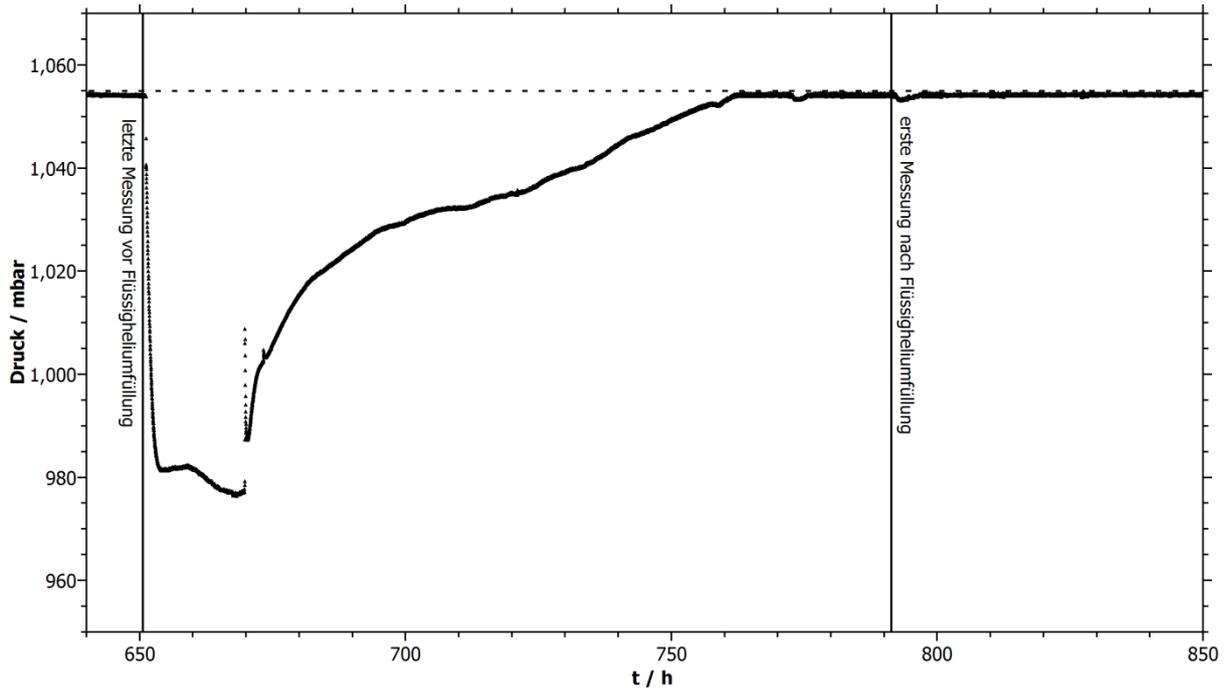


Abbildung 8: Gasdruck im Heliumbehälter in mbar gegen die rel. Zeit in h während und nach der Heliumfüllung.

Hier zeigt sich, dass in der Zeit, in der Frequenzmessungen in den Penningfallen stattfanden, keine nennenswerten Druckschwankungen erkennbar sind. Die Parallele zur Zeitachse in Abb. 8 dient zur Visualisierung des während der Messungen konstanten Drucks von 1054 mbar. Die Zeitskala entspricht der in Abb. 7, $t = 0$ liegt bei 09.01.2013, 13:42 Uhr.

Auch die Temperatur des Magneten im Bereich der Penningfallen, die konstant bei 30 °C gehalten wird (siehe 2.3) könnte aufgrund einer möglichen Fehlfunktion im Messzeitraum nicht konstant gewesen sein. Um dies auszuschließen, wurden im relevanten Bereich die Messwerte der Temperatur gegen die Zeit aufgetragen (Abb. 9). Auch hier entspricht die Zeitskala der in den Abb. 7 und 8.

Es zeigt sich keine signifikante Temperaturänderung im untersuchten Zeitraum. Die Temperatur wurde (mit Fluktuationen von etwa ± 0.05 °C) konstant bei 30 °C gehalten. Es ist wahrscheinlich, dass eine Temperaturänderung der Bauteile des Magneten über eine veränderte magnetische Suszeptibilität den Anstieg von B um etwa 1 μT verursacht. [24] Ein Zusammenhang mit dem Druck im Flüssigheliumbehälter oder der Temperatur im Bereich der Penningfallen kann jedoch mittels der hier gezeigten Daten ausgeschlossen werden.

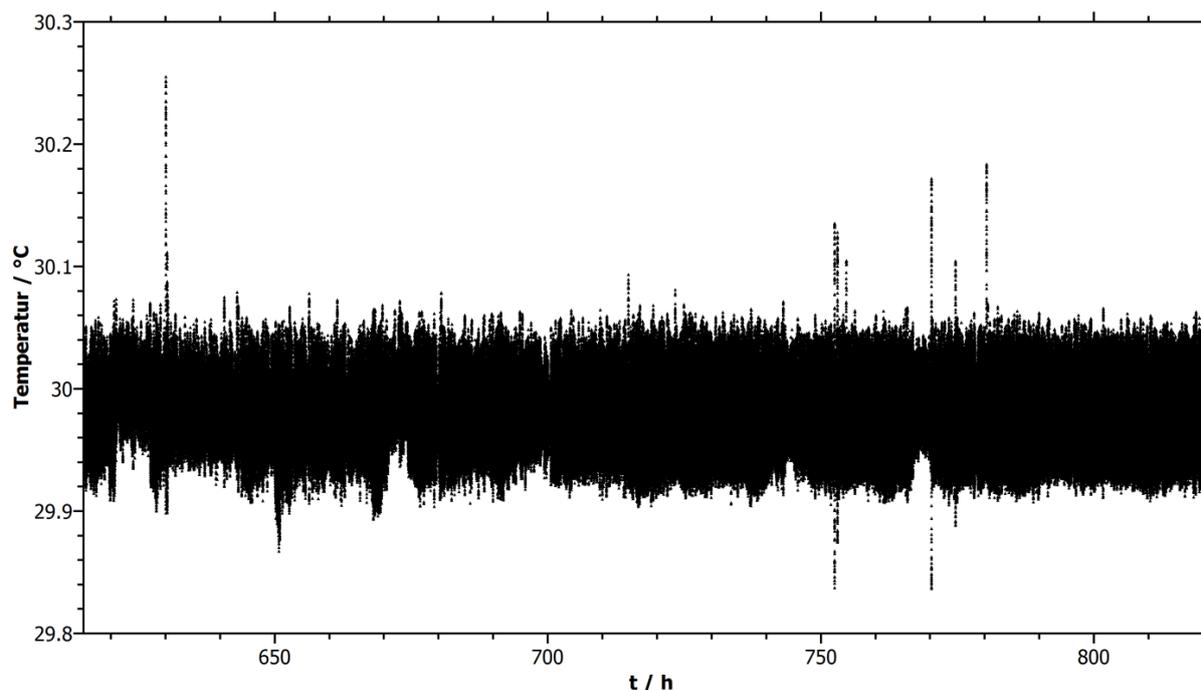


Abbildung 9: Temperatur im Bereich der Penningfallen in °C gegen die rel. Zeit in h.

4.1.2 Kontinuierliche Drift

Auswertung

Nachdem nur bei $-20 \text{ h} < t < 666 \text{ h}$ die Stetigkeit der Magnetfeldänderung sichergestellt werden konnte, eignet sich nur dieser Bereich zur Bestimmung einer eventuellen kontinuierlichen systematischen Veränderung des Betrags der magnetischen Flussdichte B . In Abb. 10 ist B daher in diesem Intervall gegen die Zeit aufgetragen. Da angenommen wurde, dass eine systematische Magnetfeldänderung einer linearen Gesetzmäßigkeit folgt, wurde über lineare Regression eine Gerade der Form $y = Ax + C$ (mit Steigung A und y -Achsenabschnitt C) an die Messpunkte angepasst. Bei der Bestimmung der Geradengleichung wurden die Fehler der Messwerte berücksichtigt. Es erfolgte eine Gewichtung der Daten unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten (Δx) mit $1/(\Delta x)^2$. Bei allen verwendeten Messdaten in dieser Arbeit wurde die Unsicherheit in der Zeitmessung vernachlässigt. Diese liegt im Sekundenbereich und darunter, da die verwendete Systemzeit der Computer regelmäßig mit der öffentlich zugänglichen Uhrzeit (MEZ/MESZ) synchronisiert wird.

Ergebnis

Die Steigung A dieser Geraden liegt bei:

$$A = (-5.36 \pm 6.94) \cdot 10^{-11} \text{ T h}^{-1} \quad (4.1.2.1)$$

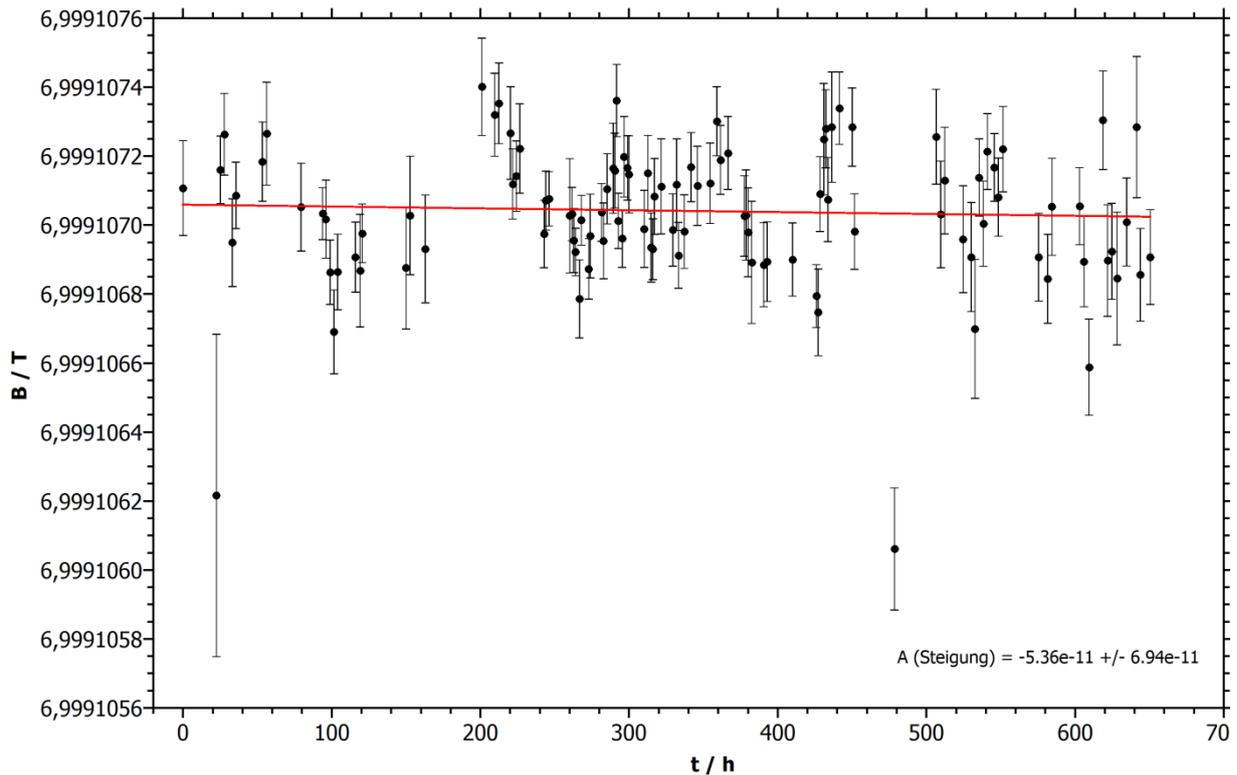


Abbildung 10: B in Tesla gegen die relative Zeit t in Stunden im Bereich $-20 \text{ h} < t < 666 \text{ h}$.

Interpretation und Diskussion

Die Unsicherheit des Ergebnisses ist größer als eine eventuell vorhandene Steigung. Es kann daher auf Basis der zur Verfügung stehenden Daten keine langfristige Änderung von B bestimmt werden. Jedoch lässt sich unter Berücksichtigung des Fehlers der Steigung (Gl. 4.1.2.1) mit großer Sicherheit ableiten, dass diese in der Größenordnung von maximal $\pm 10^{-10} \text{ T h}^{-1}$ liegt.

Eine entsprechende Messung wurde bereits von J. Ketelaer et al. durchgeführt und 2010 veröffentlicht [8]. Hierbei wurden allerdings lediglich über einen Zeitraum von 120 h Referenzmessungen an Kohlenstoffclusterionen durchgeführt. Außerdem war zu diesem Zeitpunkt noch keine Druck- und Temperaturregulierung des Heliumtanks implementiert, was zu stärkeren Fluktuationen des Betrags der magnetischen Flussdichte führte (siehe 4.3).

Die von Ketelaer et al. erhaltene Änderung des Betrags der magnetischen Flussdichte A_K wird mit

$$A_K = (1.31 \pm 0.0035) \cdot 10^{-9} \text{ T h}^{-1} \quad (4.1.2.2)$$

angegeben [8]. Der zugehörige Graph zeigt deutliche Fluktuationen, die Signifikanz der angegebenen Steigung ist fraglich. Aus heutiger Sicht und nach Einbau der Druck- und Temperaturregulierung muss der Wert aus [8] verworfen werden.

Eine erste Bestimmung der langfristigen Änderung von B im Bereich der Penningfallen wurde bereits 2008 von J. Repp in ihrer Diplomarbeit veröffentlicht [19]. Die Messung erfolgte dabei mittels einer NMR-Sonde.

Der hier erhaltene Wert (A_R) wird mit

$$A_R = (-4.3 \pm 22.8) \cdot 10^{-11} \text{ T h}^{-1} \quad (4.1.2.3)$$

angegeben [19]. Dieser Wert ist konsistent mit dem neu gemessenen Wert 4.1.2.1, allerdings entstehen durch die Bestimmung der magnetischen Flussdichte per NMR-Sonde größere Messunsicherheiten, als bei einer langfristigen Messung durch Bestimmung der Zyklotronresonanzfrequenz von Referenzionen.

Die angestrebte relative Messunsicherheit bei Massenmessungen mit TRIGA-TRAP liegt in der Größenordnung von 10^{-9} bis 10^{-8} . Die hier vorgestellten Daten zeigen, dass langfristige Änderungen von B innerhalb einiger Tage oder Wochen sich derart aufsummieren können, dass diese Genauigkeit nicht erreicht werden kann. Für Massenmessungen an TRIGA-TRAP bedeutet dies, dass zu jeder Messung zeitnah eine oder mehrere Referenzmessungen (mit Kohlenstoffclusterionen) durchgeführt werden müssen. Dadurch werden langfristige Änderungen des Magnetfelds für die Massenmessungen irrelevant.

4.2 Magnetfeldänderung durch das Flusskriechen

Der Betrag der magnetischen Flussdichte B eines supraleitenden Magneten sinkt während des Betriebs langsam und kontinuierlich ab. Dieser als das so genannte Flusskriechen („flux creep effect“ in englischsprachiger Literatur) bekannte Effekt entsteht durch eine thermisch induzierte Drift von Bündeln magnetischer Feldlinien durch die Lorentzkraft. [18] Auf vergleichsweise kurzen Zeitskalen (einige Monate) kann der Verlust in der magnetischen Flussdichte durch eine lineare Funktion beschrieben werden.

Der an TRIGA-TRAP eingesetzte Magnet ist herstellerseitig (MAGNEX Scientific) mit Ausgleichsspulen ausgerüstet, die dem Abfall der magnetischen Flussdichte weitgehend entgegenwirken. Da jedoch davon ausgegangen werden muss, dass dieser Ausgleich im Rahmen der erwarteten hohen Messgenauigkeit entweder nicht vollständig oder zu stark erfolgt, wurde in Abschnitt 4.1 die Langzeitstabilität des Magnetfelds untersucht.

Auswertung und Berechnung

Die Ausgleichsspulen werden ca. einmal monatlich entladen („ B_0 dump“). Das Magnetfeld hat dann genau den Betrag der Flussdichte B , die es auch ohne Ausgleichsspulen hätte. Wird B vor und nach dem Entladen verglichen, so kann angegeben werden, wie stark B im Zeitintervall zwischen zwei Entladungsvorgängen abfallen würde.

Dazu wurden zunächst die Messdaten von Januar und Februar 2013 verwendet (siehe Anhang A). Hierbei wurden Messungen an Clusterionen aus 20 bis 23 Kohlenstoffatomen ausgewertet und der Betrag der magnetischen Flussdichte B in Abhängigkeit von der Zeit in Stunden (t) angegeben. Wie bei den vorherigen Auswertungen liegt $t = 0$ bei 09.01.2013, 13:42 Uhr.

Aus den Messwerten vor und nach der Entladung der Ausgleichsspulen („ B_0 dump 1“) wird jeweils der fehlergewichtete Mittelwert [30] gebildet. Zur Berechnung des fehlergewichteten Mittelwerts wird jedem Messwert x_i ein „Gewicht“ w_i zugeordnet, das umso höher ist, je niedriger die Messunsicherheit Δx_i des zugehörigen Werts ist.

Der fehlergewichtete Mittelwert \bar{x}_{fg} der Messwerte x_i ergibt sich zu:

$$\bar{x}_{fg} = \frac{\sum_i (w_i \cdot x_i)}{\sum_i w_i} \quad (4.2.1)$$

w_i ist das von der Unsicherheit Δx_i der Messwerte abhängige Gewicht:

$$w_i = \frac{1}{(\Delta x_i)^2} \quad (4.2.2)$$

Die Unsicherheit $\Delta \bar{x}_{fg}$ des fehlergewichteten Mittelwerts lässt sich berechnen durch:

$$\Delta \bar{x}_{fg} = \sqrt{\frac{1}{\sum_i \left[\frac{1}{(\Delta x_i)^2} \right]}} \quad (4.2.3)$$

Es folgt so ein fehlergewichteter Mittelwert \bar{B}_0 des Betrags der magnetischen Flussdichte vor B_0 dump 1 von:

$$\bar{B}_0 = 6.999108553 \text{ T} \pm 56 \text{ nT} \quad (4.2.4)$$

Der fehlergewichtete Mittelwert \bar{B}_1 des Betrags der magnetischen Flussdichte nach B_0 dump 1 ergibt sich nach analoger Berechnung zu:

$$\bar{B}_1 = 6.999107042 \text{ T} \pm 10.2 \text{ nT} \quad (4.2.5)$$

Für die Differenz d_{01} der beiden fehlergewichteten Mittelwerte des Betrags der magnetischen Flussdichte B folgt ein Wert von:

$$d_{01} = \bar{B}_1 - \bar{B}_0 = 6.999107042 \text{ T} - 6.999108553 \text{ T} = -1.5107 \mu\text{T} \quad (4.2.6)$$

Die Unsicherheit Δd_{01} der Differenz zwischen den beiden Werten ergibt sich nach Gauß zu:

$$\Delta d_{01} = \sqrt{(\Delta \bar{B}_1)^2 + (\Delta \bar{B}_0)^2} \quad (4.2.7)$$

$$\Delta d_{01} = 57.1 \text{ nT} \quad (4.2.8)$$

Ergebnis

Es resultiert:

$$d_{01} = (-1.5107 \pm 0.0571) \mu\text{T} \quad (4.2.9)$$

Die berechnete Differenz gibt den Unterschied im Betrag der magnetischen Flussdichte zwischen dem Entladen der Korrekturpulen bei B_0 dump 1 und dem letzten Entladen davor („ B_0 dump 0“) an. Eine eventuell vorhandene Langzeitdrift des Magnetfelds wurde im Hinblick auf die Ergebnisse aus 4.1 und aufgrund der ausgleichenden Wirkung der Mittelwertbildung vernachlässigt.

Die beiden Ereignisse fanden zu folgenden Zeitpunkten statt:

Tabelle 2: Absolute und relative Zeitpunkte der Korrekturspulenentladung (B_0 dump) in Messperiode 1.

Ereignis	Zeitpunkt (absolut)	Zeitpunkt (relativ) (t)
t = 0	09.01.2013 13:42	0 h
B_0 dump 0	12.12.2012 14:30	-671.2025 h
B_0 dump 1	08.01.2013 18:00	-19.7025 h
	Zeitdifferenz	651.5 h
		27.1458 d

Aus der Zeitdifferenz und der Differenz des Betrags der magnetischen Flussdichte d_{01} lässt sich die Änderung von B durch das Flusskriechen pro Zeiteinheit angeben (\dot{B}_{01}). Sie ergibt sich für die in Tabelle 2 dargestellte erste Messperiode zu:

$$\dot{B}_{01} = (-55.7 \pm 2.1) \text{ nT/d} \quad (4.2.10)$$

Dieser Wert ist als mittlere Änderung von B pro Tag durch das Flusskriechen ohne Wirkung der Korrekturspulen zu verstehen.

In Abb. 11 ist der Verlauf des Betrags der magnetischen Flussdichte in der ersten Messperiode über die Zeit aufgetragen, die fehlergewichteten Mittelwerte sind durch Parallelen zur x-Achse dargestellt.

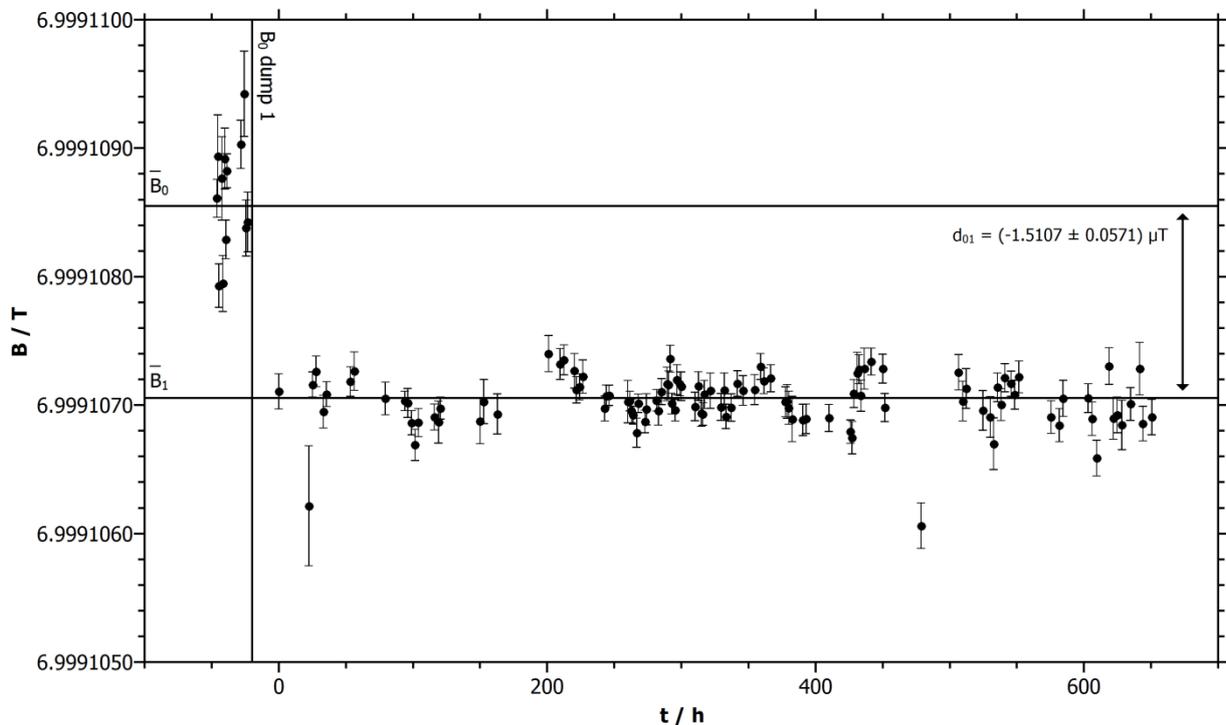


Abbildung 11: Abfall von B nach Entladen der Korrekturspulen in Messperiode 1.

Zur Überprüfung des Werts 4.2.12 wurden in einer zweiten Messperiode (siehe Anhang J) weitere Daten aufgenommen. Es handelt sich um Messungen an $^{12}\text{C}_{15}^+$, wobei in diesem Fall im Bereich kurz vor und nach der Entladung der Spulen nur je eine Einzelmessung möglich war. Die Berechnung von fehlergewichteten Mittelwerten entfällt daher. Es ergibt sich für die beiden Werte des Betrags der magnetischen Flussdichte:

$$B_2 = 6.999108266 \text{ T} \pm 52 \text{ nT} \quad (4.2.11)$$

$$B_3 = 6.999106199 \text{ T} \pm 67 \text{ nT} \quad (4.2.12)$$

B_2 ist der Betrag der magnetischen Flussdichte vor dem Entladen („ B_0 dump 3“), B_3 gibt den entsprechenden Wert nach dem Entladen der Korrekturspulen an.

Die Differenz d_{23} zwischen den beiden Werten und deren Unsicherheit Δd_{23} lässt sich analog zu Messperiode 1 berechnen. Als Ergebnis folgt:

$$d_{23} = (-2.0665 \pm 0.0844) \mu\text{T} \quad (4.2.13)$$

Der zeitliche Abstand zwischen B_0 dump 2 und B_0 dump 3 ist hier größer als in der ersten Messperiode. Dieser ist in Tabelle 3 dargestellt.

Tabelle 3: Absolute und relative Zeitpunkte der Korrekturspulenentladung (B_0 dump) in Messperiode 2.

Ereignis	Zeitpunkt (absolut)	Zeitpunkt (relativ) (t)
t = 0	09.01.2013 13:42	0 h
B_0 dump 2	06.02.2013 11:30	669.7975 h
B_0 dump 3	13.03.2013 09:15	1507.5475 h
	Zeitdifferenz	837.75 h
		34.90625 d

Wie in der ersten Messperiode lässt sich auch hier die Änderung des Betrags der magnetischen Flussdichte pro Zeiteinheit berechnen (\dot{B}_{23}):

$$\dot{B}_{23} = (-59.2 \pm 2.4) \text{ nT/d} \quad (4.2.14)$$

Aus den beiden Werten \dot{B}_{01} und \dot{B}_{23} wird nach der in den Gleichungen 4.2.1 bis 4.2.3 vorgestellten Methode ein fehlergewichteter Mittelwert \dot{B}_m berechnet:

$$\dot{B}_m = (-57.1 \pm 1.6) \text{ nT/d} \quad (4.2.15)$$

Interpretation und Diskussion

Aufgrund der kurzzeitigen Fluktuationen in der magnetischen Flussdichte ist der Wert \dot{B}_{23} der zweiten Messperiode wesentlich weniger genau bestimmt, als dessen Fehlerangabe es vermuten lässt. Die Fluktuationen führen bei Einzelmessungen zu deutlichen Abweichungen. Der Mittelwert \dot{B}_m ist daher ebenfalls ungenauer, als es die Fehlerangabe auszudrücken vermag.

Messungen des Betrags der magnetischen Flussdichte vor und nach dem Entladen der Korrekturspulen wurden am Magneten von TRIGA-TRAP bereits 2008 in der Diplomarbeit von J. Repp [19] durchgeführt. Hierbei wurde eine NMR-Sonde verwendet. Die zeitlichen Intervalle sind vergleichbar mit den hier vorkommenden, sie liegen im Bereich von einem Monat. In der Arbeit von J. Repp liegen die Unterschiede im Betrag der magnetischen Flussdichte zwischen -6.5 und $-8.5 \mu\text{T}$ [19] und damit wesentlich höher als die hier bestimmten Werte zwischen -1.5 und $-2.1 \mu\text{T}$ (4.2.9 und 4.2.13).

Der Vergleich zwischen beiden Werten zeigt, dass über einen längeren Zeitraum (in diesem Fall 5 Jahre) keine lineare Näherung für die Magnetfeldänderung durch das Flusskriechen angewendet werden kann. Die Messungen in [19] wurden kurz nach Inbetriebnahme des supraleitenden Magneten durchgeführt. Durch die Daten liegt nahe, dass der Einfluss des Flusskriechens auf den Betrag der magnetischen Flussdichte mit längerer Betriebsdauer des Magneten deutlich abnimmt. Allerdings bewirkt die vergleichsweise geringe Genauigkeit der Messung per NMR-Sonde in [19] eine große Messunsicherheit.

Messungen der Auswirkungen des Flusskriechens auf den Betrag der magnetischen Flussdichte wurden außerdem an weiteren Penningfallen-Experimenten durchgeführt.

Bei ISOLTRAP ergibt sich ein normierter Wert für die Änderung des Betrags der magnetischen Flussdichte pro Zeiteinheit von [19, 31]:

$$\frac{\Delta B}{B \cdot dt} = (-2.3 \pm 0.03) \cdot 10^{-9} \text{ 1/h} \quad (4.2.16)$$

Dies entspricht bei $B = 5.9 \text{ T}$ [32] einer Änderung des Betrags der magnetischen Flussdichte im Magneten von ISOLTRAP pro Tag (\dot{B}_i) von:

$$\dot{B}_i = (-325.7 \pm 4.2) \text{ nT/d} \quad (4.2.17)$$

Am Penningfallen-Massenspektrometer SHIPTRAP wurde ebenfalls der Einfluss des Flusskriechens auf den Betrag der magnetischen Flussdichte untersucht. [33] Durch Messung mit $^{133}_{55}\text{Cs}^+$ -Ionen wurde diese an 5 Zeitpunkten innerhalb eines Zeitraums von 440 Tagen bestimmt. Hier ergibt sich eine relative Änderung des Betrags der magnetischen Flussdichte von [33]:

$$\frac{\Delta B}{B \cdot dt} = (-4.063 \pm 0.007) \cdot 10^{-10} \text{ 1/h} \quad (4.2.18)$$

Mit $B = 7.0 \text{ T}$ [33] folgt als Absolutwert für die Änderung von B pro Tag bei SHIPTRAP (\dot{B}_s):

$$\dot{B}_s = (-68.26 \pm 0.18) \text{ nT/d} \quad (4.2.19)$$

Es werden große Unterschiede zwischen den Messergebnissen an verschiedenen Penningfallen-Experimenten deutlich. Der Magnet an SHIPTRAP ist baugleich mit jenem, der an TRIGA-TRAP verwendet wird [1, 33]. Der Wert 4.2.19 für \dot{B} liegt in derselben Größenordnung wie das in dieser Arbeit bestimmte Ergebnis 4.2.15, der Unterschied beträgt 20 %. An ISOLTRAP wurde dagegen an einem anderen Magneten [32] eine wesentlich höhere zeitliche Änderung des Betrags der magnetischen Flussdichte gemessen (Gl. 4.2.17). Dieser Wert ist offensichtlich abhängig von der Bauart und den Bauteilen des verwendeten Magneten.

4.3 Fluktuationen des Magnetfelds

4.3.1 Relative Standardabweichung als Funktion der Zeit T zwischen zwei Messungen

Messung, Auswertung und Berechnung

Unsicherheiten bei der Massenbestimmung werden unter anderem durch kurzfristige Fluktuationen des Magnetfelds verursacht. Um diese zu quantifizieren, wurden im März 2013 (siehe Anhang B, C, F und G) Messungen an $^{12}\text{C}_{15}^+$ -Ionen durchgeführt. Aus jeweils 20 Messabschnitten (Scans) wird die Zyklotronfrequenz ermittelt. So entstehen Frequenzwerte im zeitlichen Abstand von 55 Minuten. Aus jeweils zwei dieser Werte im Abstand T wird der arithmetische Mittelwert gebildet, dies liefert einen interpolierten Wert für die Frequenz bei $T/2$. Das Prinzip der Auswertung ist in Abb. 12 dargestellt.

Die Differenz d_i zwischen einem interpolierten und einem real bei $T/2$ gemessenen Wert stammt von Fluktuationen von B. Deren Unsicherheit lässt sich analog zu Gl. 4.2.9 berechnen. Aus den Differenzen und deren Unsicherheiten wird nach der Methode aus den Gl. 4.2.1 bis 4.2.3 ein fehlergewichteter Mittelwert \bar{d} gebildet.

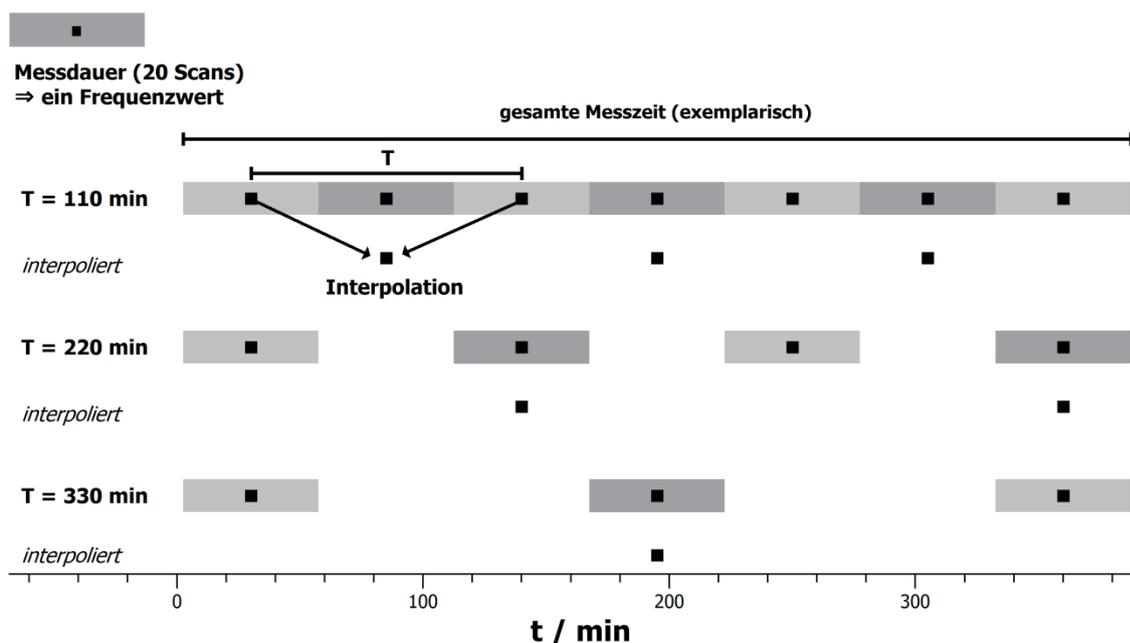


Abbildung 12: Auswertungsprinzip zur Interpolation von Mittelwerten bei konstanter Messdauer.

Aus dem fehlergewichteten Mittelwert lässt sich die Standardabweichung σ errechnen [34, 35]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i (d_i - \bar{d})^2}{N - 1}} \quad (4.3.1.1)$$

Die Standardabweichung σ wird aus einer Anzahl N von einzelnen Werten berechnet und besitzt daher einen statistischen Fehler σ_σ [34, 35], der abhängig ist von N :

$$\sigma_\sigma = \frac{\sigma}{\sqrt{2(N - 1)}} \quad (4.3.1.2)$$

σ und deren Fehler σ_σ wurden für verschiedene Zeitabstände T zwischen zwei Einzelmessungen berechnet ($T \sim 2 \text{ h}, 4 \text{ h}, 6 \text{ h}, 8 \text{ h}, 10 \text{ h}$). N liegt dabei für $T \sim 2 \text{ h}$ bei 17 und nimmt mit steigendem zeitlichen Abstand ab. Für $T \sim 10 \text{ h}$ stehen nur zwei Messwerte zur Verfügung ($N = 2$).

Wird σ gegen T aufgetragen, so ist eine mit der Zeit anwachsende Standardabweichung erkennbar. Die Steigung einer (fehlergewichteten wie in Abschnitt 4.1.2) an die Datenpunkte angepassten Gerade beschreibt die durch Magnetfeldfluktuationen verursachte Unsicherheit pro Zeiteinheit in der Bestimmung der Zyklotronfrequenz [33]. Für $T = 0$ wird der arithmetische Mittelwert der relativen Unsicherheit jeder Einzelmessung verwendet. Deren statistischer Fehler lässt sich mit der Anzahl der einzelnen Messwerte analog zu Gl. 4.3.12 berechnen.

Ergebnis

In Abb. 13 ist (wie oben beschrieben) die Standardabweichung σ mit deren Fehler σ_σ gegen das Zeitintervall T aufgetragen. Die Standardabweichung ist dabei normiert auf den jeweiligen arithmetischen Mittelwert der interpolierten Frequenzwerte \bar{v}_i . Bei $T = 0$ wird anstelle von v_i der Mittelwert der gemessenen Frequenz verwendet.

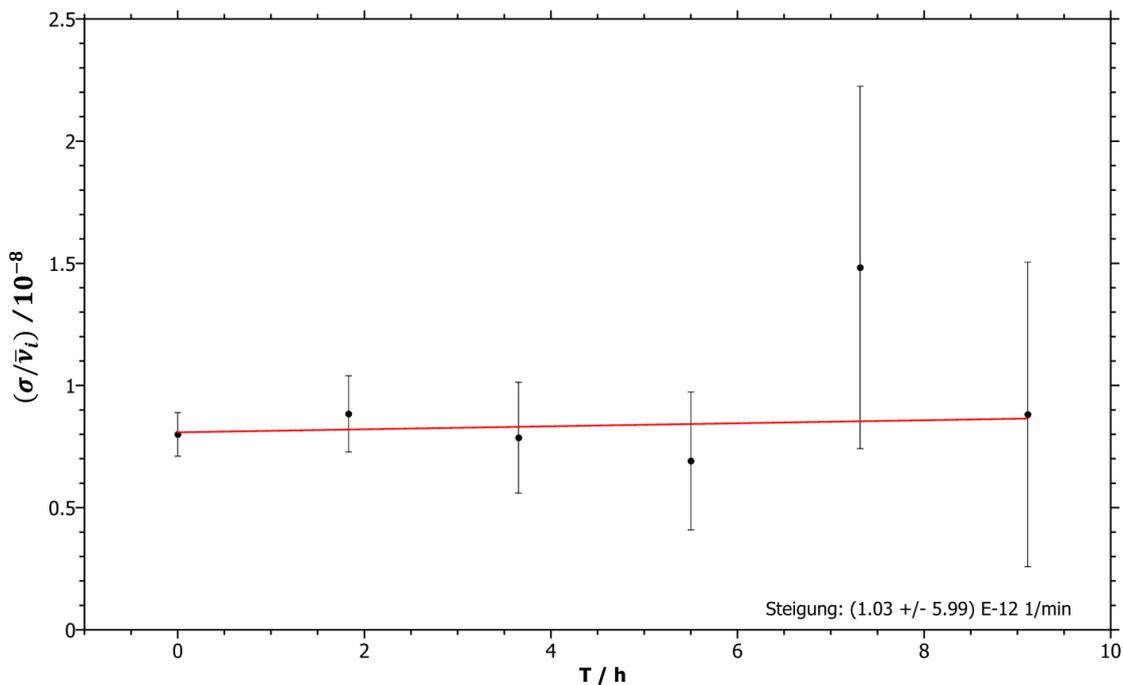


Abbildung 13: Normierte relative Standardabweichung der interpolierten Zyklotronfrequenz $\sigma/\bar{\nu}_i$ als Funktion des Zeitintervalls T zwischen zwei Referenzmessungen.

Die Steigung der an die Daten angepassten linearen Funktion $y = Ax + C$ liegt bei:

$$A = (0.618 \pm 3.59) \cdot 10^{-10} \text{ h}^{-1} \quad (4.3.1.3)$$

Dies entspricht pro Minute einer Unsicherheit Δv_i der interpolierten Zyklotronfrequenz [8] durch Fluktuationen von:

$$\Delta v_i = (1.03 \pm 5.99) \cdot 10^{-12} \text{ min}^{-1} \quad (4.3.1.4)$$

Interpretation und Diskussion

Vor der Installation einer Temperatur- und Druckstabilisierung wurde σ/\bar{v}_i bereits von J. Ketelaer et al. zu $(6 \pm 2) \cdot 10^{-11} \text{ min}^{-1}$ bestimmt [8]. Der nun ermittelte Wert 4.3.1.4 lässt auf eine Verringerung der Fluktuationen seit der Messung aus [8] um eine Größenordnung schließen. Dies ist ein wichtiges Ergebnis für zukünftige Massenmessungen an TRIGA-TRAP. Allerdings weist der neue Wert eine hohe Unsicherheit auf. Diese kann durch zusätzliche Messungen verringert werden.

4.3.2 Allan-Abweichung in Abhängigkeit der Dauer einer Messung τ

Auswertung und Berechnung

Zur Angabe der zeitabhängigen Frequenzstabilität wird häufig die so genannte Allan-Abweichung verwendet. [36]

Die Allan-Varianz var_A ergibt sich aus zwei aufeinander folgenden Messwerten x_i und x_{i+1} :

$$\text{var}_A = \frac{1}{2}(x_{i+1} - x_i)^2 \quad (4.3.2.1)$$

Daraus folgt die Allan-Abweichung dev_A einer Serie von Messungen mit einer Anzahl von N einzelnen Messwerten [36]:

$$\text{dev}_A = \sqrt{\frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{(N-1)} (x_{i+1} - x_i)^2} \quad (4.3.2.2)$$

Durch die Berechnung aus Einzelmesswerten besitzt die Allan-Abweichung einen statistischen Fehler Δdev_A . Dieser ist abhängig von der Zahl der Differenzwerte $(N - 1)$ und ergibt sich nach [37] zu:

$$\Delta \text{dev}_A = \frac{\text{dev}_A}{\sqrt{N - 1}} \quad (4.3.2.3)$$

Die beiden Messwerte x_i und x_{i+1} werden jeweils während der gleichen Messzeit τ aufgenommen. Im Gegensatz zum Zeitabstand T zwischen zwei Messungen in Abschnitt 4.3.1 bezeichnet τ die Länge einer Messung. In Abschnitt 4.3.1 werden jeweils 20 Scans ausgewertet, was zu einem konstanten Wert $\tau = 55 \text{ min}$ führt. Hier wird nun die Anzahl der Scans, aus denen ein Frequenzwert ermittelt wird variiert und die Allanabweichung in Abhängigkeit von τ und damit als Funktion dieser Anzahl bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass die Messungen direkt und ohne Lücke aufeinander folgen ($T = \tau$), während in Abschnitt 4.3.1 dieses Intervall T variabel ist. Abb. 14 zeigt das Auswertungsprinzip.

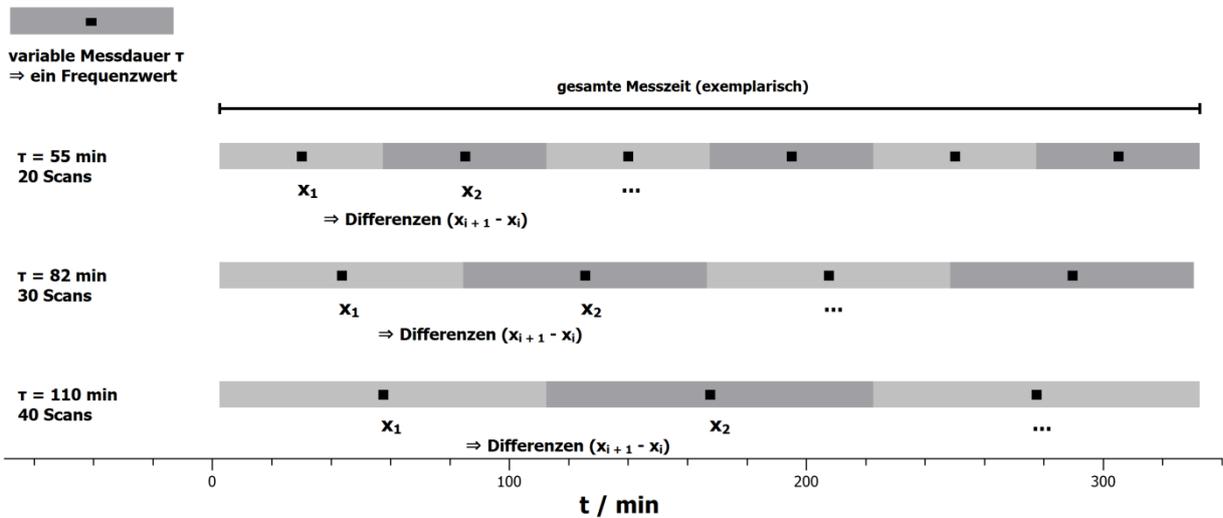


Abbildung 14: Auswertungsprinzip mit variabler Messdauer τ zur Bestimmung der Allan-Abweichung.

Die verwendeten Rohdaten sind dieselben, die auch in Abschnitt 4.3.1 eingesetzt wurden, bei der Auswertung wurden allerdings die einzelnen Scans wie oben beschrieben anders zu Frequenzwerten kombiniert (siehe Anhang B, C, F, G, und K-S).

Ergebnis

Für eine Messdauer von $\tau = 55$ min (20 Scans) folgt eine Allan-Abweichung $\text{dev}_{A_{20}}$ von:

$$\text{dev}_{A_{20}} = (4.59 \pm 0.75) \cdot 10^{-3} \text{ Hz} \quad (4.3.2.4)$$

Normiert auf den Durchschnittswert der gemessenen Zyklotronfrequenz $\bar{\nu}_c$ entspricht dies:

$$\frac{\text{dev}_A}{\bar{\nu}_c} = (7.68 \pm 1.26) \cdot 10^{-9} \quad (4.3.2.5)$$

In Abb. 15 ist $\text{dev}_A/\bar{\nu}_c$ mit den zugehörigen statistischen Fehlerwerten gegen die Messdauer τ aufgetragen. Die Zahl neben jedem Messwert gibt die Anzahl der Scans an.

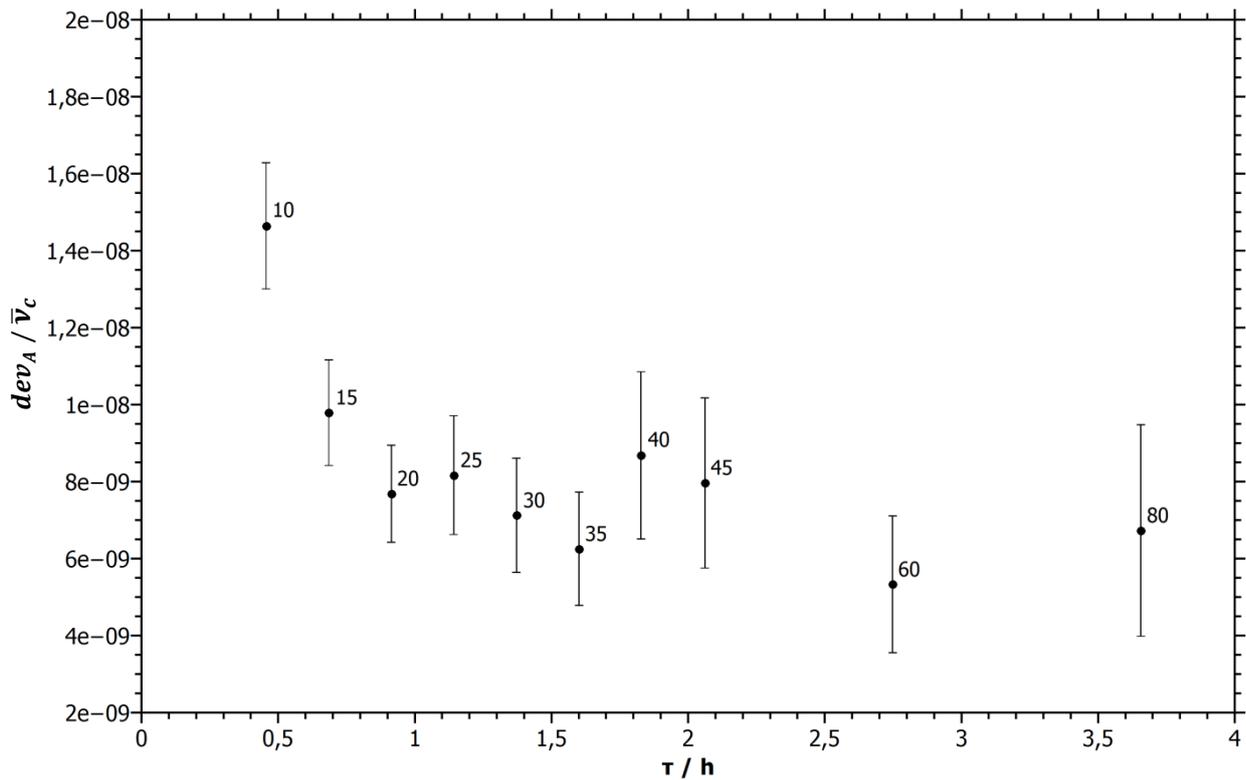


Abbildung 15: Frequenznormierte Allan-Abweichung in Abhängigkeit von der Messdauer τ .

Interpretation und Diskussion

Es zeigt sich, dass bei zu kurzer Messdauer und Auswertung von 10 bis 15 Scans die Allan-Abweichung und damit der Einfluss kurzfristiger Fluktuationen des Magnetfelds wesentlich höher ist, als bei Verwendung von 20 Scans oder mehr. Ein aus 60 oder 80 Scans generierter Frequenzwert ist jedoch nicht genauer als einer, der aus 20 Scans ermittelt wurde.

Auf Basis der oben dargestellten Daten ist zu empfehlen, stets 20 Scans zu einem Frequenzwert zu kombinieren. Eine Kombination von mehr als 20 Scans ist in der Regel nicht sinnvoll, da so weniger einzelne Frequenzwerte entstehen und der statistische Fehler damit höher ist. Es kann jedoch notwendig sein, mehr als 20 Scans zu kombinieren, falls die Zählrate (Zahl der Ionen pro Zeiteinheit am Detektor) so niedrig ist, dass kein stabiler Ramsey-Fit möglich ist.

Bei den in Abb. 15 dargestellten Daten ist zu beachten, dass der angegebene Fehler rein statistischer Natur ist (siehe Gl. 4.3.2.3), also nicht auf den Messunsicherheiten beruht.

4.4 Anstieg von B durch Nachfüllen von flüssigem Stickstoff

Der flüssige Stickstoff, der das den supraleitenden Magneten kühlende flüssige Helium umgibt, verdampft durch Einwirken der Umgebungstemperatur. Daher muss dieser alle zwei Wochen aufgefüllt werden. Da sich dadurch die Temperaturverteilung in den Bauteilen des Magneten verändert, ist eine Änderung des Betrags der magnetischen Flussdichte zu erwarten (siehe 4.1.1).

Auswertung und Berechnung

Um diesen Effekt zu untersuchen, wurden Messungen der Zyklotronfrequenz von $^{12}_6\text{C}_{15}^+$ - Ionen durchgeführt und daraus B berechnet (siehe 4.1). Die beiden Messungen fanden im Abstand von zwei Wochen statt (Anhang D, E, H und I). Es wurden für einen Frequenzwert je 20 Scans ausgewertet.

Ergebnis

In Abb. 16 ist die Differenz δB des Betrags der magnetischen Flussdichte B vom ersten Messwert B_1 als Funktion der relativen Zeit t in Stunden aufgetragen (links: Messung 1, rechts Messung 2). Das Nachfüllen von flüssigem Stickstoff dauert 90 Minuten. Am Beginn des Nachfüllens („A“) wurde der Zeitpunkt $t = 0$ h definiert. Das Ende des Nachfüllens wurde mit „E“ gekennzeichnet.

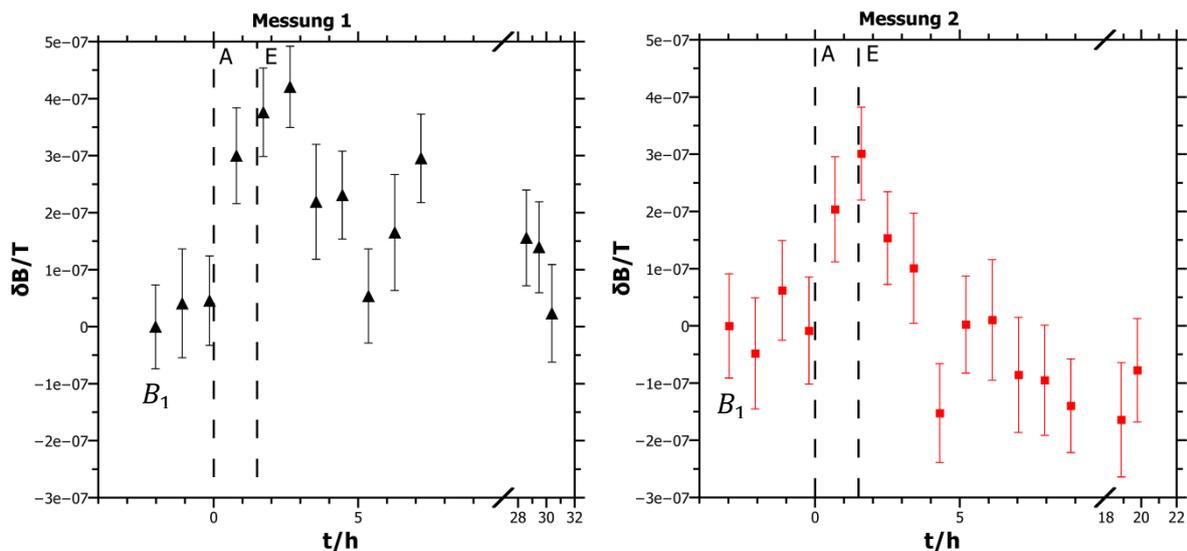


Abbildung 16: Differenz des Betrags der magnetischen Flussdichte δB vom ersten Messwert (B_1) als Funktion der relativen Zeit t.

Der Anstieg von B liegt jeweils bei etwa $0.3 \mu\text{T}$. Nach einer Zeit von ca. 5 h erreicht B wieder den Wert vor dem Nachfüllen des flüssigen Stickstoffs. Zur Kontrolle wurden am nächsten Tag noch 2 bzw. 3 Frequenzwerte bestimmt (Achsunterbrechung). Diese Werte für B entsprechen im Rahmen der Messunsicherheiten denen vor der Nachfüllung von flüssigem Stickstoff.

Interpretation und Diskussion

Nach Gl. 4.1.1.7 verändert sich durch die geänderte Temperaturverteilung in den Bauteilen des Magneten und deren Umgebung die magnetische Suszeptibilität X_m , was eine Änderung von B zur Folge hat. Messungen mit hohen Anforderungen hinsichtlich der Präzision sollten daher nicht an den Tagen durchgeführt werden, an denen flüssiger Stickstoff nachgefüllt wird.

5. Abweichung der gemessenen von der freien Zyklotronfrequenz

5.1 Abhängigkeit von der Zahl der detektierten Ionen pro Messung

In einer idealen Penningfalle ist die Zyklotronfrequenz ν_c unabhängig von der Anzahl der Ionen, die sich gleichzeitig in der Falle befinden, vorausgesetzt es handelt sich um dieselbe Spezies (d.h. dasselbe Nuklid bzw. dieselbe Atomanzahl bei Kohlenstoffclusterionen) [38, 39]. Die Kalibrierung der Spannungen an den einzelnen Elektroden einer Penningfalle zur Erzeugung eines harmonischen Potentials ist jedoch in der Realität nicht beliebig genau möglich. Dies kann zu einer von der Zahl der gespeicherten Ionen abhängigen Zyklotronfrequenz führen.

Auswertung und Berechnung

Zur Untersuchung dieses Effekts an TRIGA-TRAP werden Messdaten der Zyklotronfrequenz von $^{12}_6\text{C}^{15+}$ - Ionen von drei Messtagen in Abhängigkeit der Anzahl der detektierten Ionen x ausgewertet (Anhang T). Die Zahl der detektierten Ionen entspricht nicht der Zahl der Ionen in der Präzisionsfalle, da vom MCP-Detektor nur ca. 1/3 der auftreffenden Ionen registriert werden. [1] Daher wird eine lineare Funktion an die Messdaten angepasst (Gewichtung der Daten fehlerabhängig mit $1/\Delta^2$ bei Fehler Δ). Der Wert bei $x = 1/3$ entspricht der angenommenen Zyklotronfrequenz eines Einzelions in der Präzisionsfalle. Es wurden alle vorhandenen Scans (673) zu je einem Frequenzwert kombiniert.

Nachdem die Spannungen der Elektroden erneut kalibriert wurden, wurde nach oben beschriebener Methode ein zweites Mal die Abhängigkeit der Zyklotronfrequenz von der Zahl der Ionen untersucht. Für diese Auswertung wurden 401 Scans verwendet (siehe Anhang U).

Ergebnis

Abb. 17 zeigt die Differenz $\delta\nu$ der Zyklotronfrequenz von der interpolierten Zyklotronfrequenz bei 1/3 Ion am Detektor in Abhängigkeit von der Zahl der detektierten Ionen x vor (links) und nach der Kalibrierung (rechts).

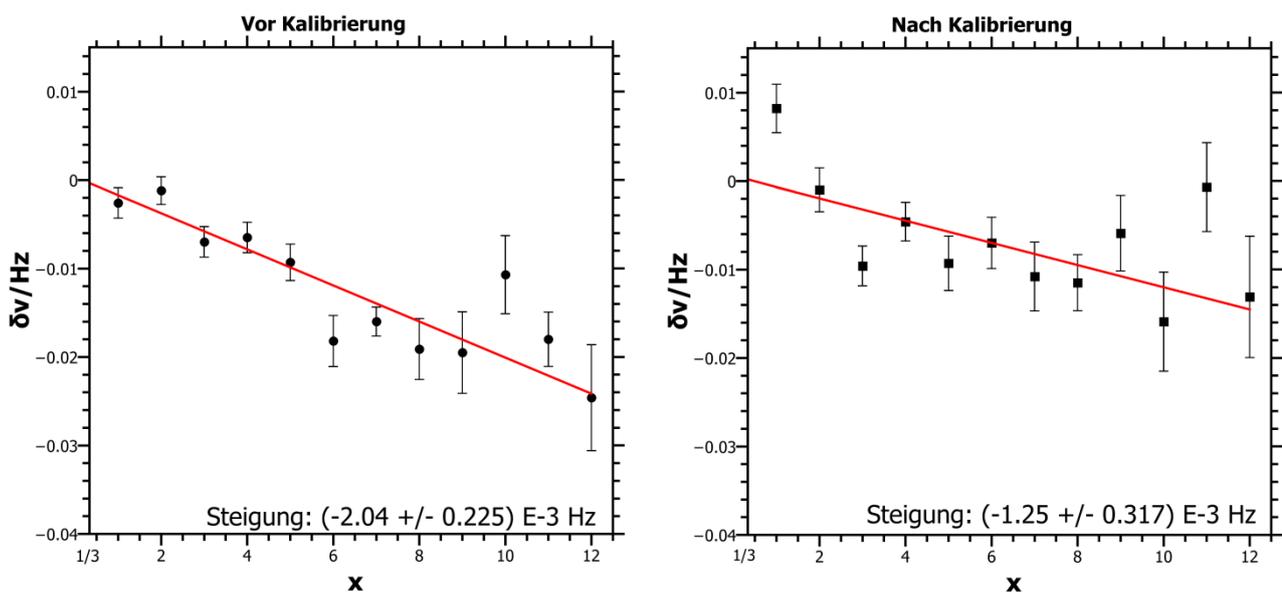


Abbildung 17: Abweichung $\delta\nu$ von der Frequenz für ein Einzelion in Abhängigkeit von der Zahl der detektierten Ionen x vor und nach der Kalibrierung.

Eine Frequenzabweichung $\delta\nu$ von beispielsweise -0.01 Hz entspricht bei Massenmessungen mit $^{12}_6\text{C}_{15}^+$ -Clusterionen ($\nu \sim 597108$ Hz) einer relativen systematischen Abweichung von $-1.67 \cdot 10^{-8}$.

Interpretation und Diskussion

Die Kalibrierung der Spannungen an der Präzisions-Penningfalle führt zu einer Verringerung der ionenzahlabhängigen Unterschiede in der Zyklotronfrequenz. Da jedoch der Idealfall (Steigung = 0) nicht erreicht werden kann, muss der Effekt der Frequenzverschiebung durch unterschiedlich viele Ionen in der Präzisionsfalle in jedem Fall berücksichtigt werden. Ist eine relative Abweichung von maximal 10^{-8} gewünscht, so ist es in der Regel ausreichend, nur die Messungen mit 1 bis 5 Ionen am Detektor auszuwerten.

Für Messungen mit höchstmöglicher Präzision muss die hier vorgestellte Analyse der ionenzahlabhängigen Frequenzverschiebung durchgeführt werden. Dies ist automatisch möglich mit der Auswertungssoftware (Eva 6.1.4.0), setzt jedoch mindestens die Aufnahme von 100 – 150 Scans voraus, um genügend Ereignisse mit verschiedenen Ionenzahlen auszuwerten.

5.2 Weitere Fehlerquellen bei der Bestimmung der Zyklotronfrequenz

Neben den hier vorgestellten Effekten entstehen Abweichungen der gemessenen von der realen Zyklotronfrequenz durch Anharmonizitäten des Potentials in der Präzisionsfalle. Die Spannung der einzelnen Elektroden ist nicht beliebig genau einstellbar. Zudem entstehen Fluktuationen, die von der Spannungsstabilität der verwendeten Netzteile abhängig sind.

Die Stabilität der Anregungsfrequenz ist durch die Synchronisation mit einem Rubidiumoszillator so hoch, dass keine messbaren Fehler durch deren Fluktuation zu erwarten sind.

Zudem entstehen Abweichungen durch die unterschiedliche Masse der verwendeten Ionen, die über den linearen Zusammenhang in Gl. 2.3.1 hinausgehen. [8]

Als weitere Ursache für systematische Messfehler kommen Kontaminationen der Probe in Betracht. Handelt es sich um isobare Kontaminationen, so werden diese in der Reinigungsfalle nicht abgetrennt und verursachen eine abweichende Zyklotronfrequenz in der Präzisionsfalle. Sind Kontaminationen mit deutlich abweichender Masse, jedoch in deutlich höherer Konzentration vorhanden, so wird die Reinigungsfalle „überladen“ und die massenselektive Abtrennung und Kühlung der Ionen findet nicht mehr effektiv genug statt. So erreichen zu wenige oder gar keine Ionen die Präzisionsfalle, wodurch die gemessene Frequenz verschoben sein kann. Beide Kontaminationsprobleme treten mit den in Abschnitt 3 dargestellten Targets bei den Messungen an $^{163}_{67}\text{Ho}$ auf, da die chemische Abtrennung der anderen Lanthanoidenisotope mit α -Hydroxybuttersäure eine zu niedrige Selektivität aufweist.

6. Zusammenfassung

6.1 Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse

Tabelle 4: Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit (systematische Abweichungen und Fluktuationen).

Kapitel, Seite(n)	Bezeichnung/untersuchter Effekt	Ergebnis
4.1.2, 19-21	Langfristige Änderung von B (mit Kompensation des Flusskriechens)	$A = (-5.36 \pm 6.94) \cdot 10^{-11} \text{ T h}^{-1}$
4.2, 21-26	B-Änderung durch das Flusskriechen (ohne Kompensation durch Ausgleichsspulen)	$\dot{B}_m = (-57.1 \pm 1.6) \cdot 10^{-9} \text{ T d}^{-1}$
4.1.1, 15-19	Anstieg von B durch Nachfüllen von He (l)	$\Delta B \sim 1 \mu\text{T}$
4.4, 31	Anstieg von B durch Nachfüllen von N ₂ (l)	$\Delta B \sim 0.3 \mu\text{T}$
4.3.1, 26-28	Zeitabh. rel. Standardabw. der interpolierten Zyklotronfrequenz durch Fluktuationen	$\Delta v_i = (1.03 \pm 5.99) \cdot 10^{-12} \text{ min}^{-1}$
4.3.2, 28-30	Allan-Abweichung bei 20 Scans	$\text{dev}_{A 20} = (4.59 \pm 0.75) \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$
5.1, 32-33	Von der detektierten Ionenzahl x abhängige Abweichung der Zyklotronfrequenz δv	$\delta v/x \sim -1 \text{ bis } -2 \text{ mHz}$

6.2 Schlussfolgerungen und Ausblick

Durch die hier vorgestellten Messungen und deren Auswertung werden Unsicherheiten bei der Massenbestimmung an TRIGA-TRAP erklärt und quantifiziert.

Aufgrund der langfristigen Abweichungen im Betrag der magnetischen Flussdichte B müssen zu jeder Massenmessung Referenzmessungen an Kohlenstoffclusterionen durchgeführt werden. In der Regel wird hierzu vor und nach einer Massenmessung je eine Referenzmessung durchgeführt. Daraus kann der Betrag der magnetischen Flussdichte zum Zeitpunkt der eigentlichen Massenmessung interpoliert werden. Auf Basis der hier vorgestellten Daten ist es sinnvoll, dieses Verfahren weiterhin anzuwenden, da auch geringfügige langfristige Abweichungen sich über eine längere Zeit summieren.

Es ist im Unterschied zur bisherigen Vorgehensweise zu empfehlen, an Tagen, an denen flüssiger Stickstoff nachgefüllt wird, keine Massenmessungen durchzuführen, bei denen eine systematische Abweichung $< 5 \cdot 10^{-8}$ vom realen Wert erwünscht ist. Die Nachfüllung kann auch am Ende eines Tages stattfinden, so dass sich die Temperaturverteilung und damit auch B bis zum nächsten Tag stabilisiert hat. Während des Auffüllens von flüssigem Helium muss außerdem (wie bereits üblich) abgewartet werden, bis sich wieder ein konstanter Gasdruck über dem flüssigen Helium eingestellt hat (ca. 5 Tage mit jetzigen Einstellungen).

Bei der Messung der Fluktuationen wurde deutlich, dass diese durch Maßnahmen zur Druck- und Temperaturstabilisierung gegenüber [8] um eine Größenordnung niedriger ausfallen. Daher ist es nun möglich, wesentlich präzisere Messungen, auch durch Erhöhung der Anregungszeit, durchzuführen.

Die Allan-Abweichung lässt den Schluss zu, dass es in der Regel sinnvoll ist, einen Frequenzwert aus 20 Scans zu bestimmen. So gleichen sich kurzfristige Fluktuationen aus und es entstehen genügend Daten, um die statistischen Fehler möglichst gering zu halten. Eine längere Messzeit liefert keine signifikant genaueren Frequenzwerte.

Die ionenzahlabhängigen Effekte müssen berücksichtigt werden. Bei sehr hohen Anforderungen an die Präzision müssen diese bei jeder Messung erneut quantifiziert werden.

Zudem ist es erforderlich, möglichst kontaminationsfreie Targets zu verwenden.

Der Anstieg von B durch das Nachfüllen von flüssigem Helium kann durch weitere Messungen genauer quantifiziert werden. Außerdem ist es empfehlenswert, die massenabhängigen Abweichungen aus [8] erneut zu bestimmen.

Auf Basis der hier vorgestellten Messungen wurde bestätigt, dass Massenbestimmungen mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-8} bis zu einigen 10^{-9} an TRIGA-TRAP mit dem derzeitigen Versuchsaufbau möglich sind. Zur weiteren Verbesserung der Präzision beispielsweise im Hinblick auf sehr genaue Q -Wert-Messungen des Zerfalls von $^{163}_{67}\text{Ho}$ könnte das Potential der Penningfallen durch Verwendung von Netzteilen mit höherer Spannungsstabilität genauer eingestellt werden.

Neben der hier vorgestellten flugzeitbasierten Detektionsmethode ist es außerdem vorgesehen, die von einzelnen Ionen induzierten Ströme in einer Spule zu messen (Schmalband-FT-ICR). Die zu erwartenden Ströme liegen jedoch im Femtoamperebereich, so dass sehr empfindliche Strommessgeräte erforderlich sind. [1]

Für die Zukunft ist es geplant, durch Messungen an TRIGA-TRAP die Masse einiger neutronenreicher Spaltprodukte mit bisher unerreichter Präzision zu bestimmen. [1] Dadurch wird ein entscheidender Beitrag zum Verständnis der Nukleosynthese und des Aufbaus neutronenreicher Atomkerne geleistet. Zudem werden weiterhin Massenmessungen verschiedener Isotope durchgeführt, um die in publizierten Werte [4] zu verbessern und zu ergänzen. Insbesondere im Bereich der Lanthanoiden und Actinoiden sind durch TRIGA-TRAP Verringerungen der Messunsicherheiten zu erwarten.

7. Quellen- und Literaturverzeichnis

- [1] J. Ketelaer et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **594**, 162 (2008)
- [2] E. M. Burbidge et al., Reviews of Modern Physics **29**, 547 (1957)
- [3] M. Eibach et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **613**, 226 (2010)
- [4] G. Audi et al., Chinese Physics C **36**, 1157 (2012)
- [5] L. Gastaldo et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **520**, 224 (2004)
- [6] E. W. Otten et al., Reports on Progress in Physics **71**, 086201 (2008)
- [7] J. Wolf, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **623**, 442 (2010)
- [8] J. Ketelaer et al., European Physical Journal D **58**, 47 (2010)
- [9] K. Blaum et al., Natur und Geist **24**, 65 (2008)
- [10] Siehe: <<http://www.kernchemie.uni-mainz.de/229.php>>
- [11] J.W. Ochterski et al., Journal of Chemical Physics **104**, 2598 (1996)
- [12] D. Lunney et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **598**, 379 (2009)
- [13] J. Ketelaer et al., Physical Review C **84**, 014311 (2011)
- [14] P. J. F. Harris, Philosophical Magazine **84**, 3159 (2004)
- [15] Siehe: <<http://www.patent-de.com/20030731/DE10201975A1.html>>
- [16] C. Smorra, Journal of Physics B **42**, 154028 (2009)
- [17] M. Eibach et al., International Journal of Mass Spectrometry **303**, 27 (2011)
- [18] P. W. Anderson, Physical Review Letters **9**, 309 (1962)
- [19] J. Repp, *Setup of a non-destructive ion detection system and magnetic field investigations for precision mass measurements at TRIGA-TRAP*, S. 58 ff., Diplomarbeit Universität Mainz (2008)
- [20] M. Purcell et al., *Electricity and Magnetism*, S. 58 ff., Cambridge University Press (1963)
- [21] L.S. Brown, G. Gabrielse, Reviews of Modern Physics **58**, 233 (1986)
- [22] K. Blaum, *Vorlesung: Laserspektroskopie, Fallen und ihre Anwendung*, Universität Mainz (2007), S. 52 ff., siehe: <http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/Dateien/_lectures__2006__ws0607_laserspektroskopie__Skript_22-01-2007.pdf>
- [23] L.S. Brown, G. Gabrielse, Physical Review A **25**, 2423 (1982)
- [24] G. Gabrielse, International Journal of Mass Spectrometry **279**, 107 (2009)
- [25] C. Smorra, *High-precision Q-value and mass measurements for neutrino physics with TRIGA-TRAP and commissioning of an on-line ion source for TRIGA-SPEC*, S. 86ff. ,Doktorarbeit Universität Heidelberg (2012)
- [26] N. F. Ramsey, Reviews of Modern Physics **62**, 541 (1990)
- [27] S. George et al., International Journal of Mass Spectrometry **264**, 110 (2007)
- [28] H. Krohn, ATW – International Journal for Nuclear Power **57**, 611 (2012)
- [29] P. J. Mohr et al., Reviews of Modern Physics **84**, 1527 (2012)
- [30] T. Hebbeker, *Vorbereitungskurs F-Praktikum B (Physik)*, RWTH Aachen (2012), siehe: <http://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/lectures/stat_fprakt_2.pdf>
- [31] A. Kellerbauer et al., European Physical Journal D **22**, 53 (2003)
- [32] M. Mukherjee et al., European Physical Journal A **35**, 1 (2008)
- [33] C. Droese et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **632**, 157 (2011)
- [34] J. Topping, *Errors of Observation and their Treatment*, S. 64, Chapman and Hall Ltd. London (1962)
- [35] R. J. Barlow, *Statistics – A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*, S. 79, John Wiley and Sons Ltd. Chichester (1989)
- [36] Siehe: <<http://tf.nist.gov/general/glossary.htm>>
- [37] F. Czerwinski et al., Optics Express **17**, 13255 (2009)
- [38] K. Blaum, Physics Reports – Review Section of Physics Letters **425**, 1 (2006)
- [39] D. J. Wineland, H.G. Dehmelt, Journal of Applied Physics **46**, 919 (1975)

8. Abbildungsverzeichnis

Abb. 1:	Aufbau des gesamten TRIGA-SPEC-Experiments	S. 6
Abb. 2:	Schematische Darstellung des Aufbaus der Off-Line-Ionenquelle für Glaskohlenstofftargets	S. 8
Abb. 3:	Aufbau des TRIGA-TRAP-Experiments	S. 8
Abb. 4:	Supraleitender Magnet und Detektoren	S. 9
Abb. 5:	Auftragung der Zyklotronfrequenz gegen die Flugzeit mit Ramsey-Fit bei einer an drei aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführten Messung mit $^{12}_6\text{C}_{15}^+$ - Kohlenstoffclusterionen	S. 12
Abb. 6:	Mit Dysprosium- und Holmiumnitrat beschichtetes Glaskohlenstofftarget	S. 14
Abb. 7:	Betrag der magnetischen Flussdichte B in Tesla gegen die relative Zeit t in Stunden	S. 16
Abb. 8:	Gasdruck im Heliumbehälter in mbar gegen die rel. Zeit in h während und nach der Heliumfüllung	S. 18
Abb. 9:	Temperatur im Bereich der Penningfallen in °C gegen die rel. Zeit in h	S. 19
Abb. 10:	B in Tesla gegen die relative Zeit t in Stunden im Bereich $-20 \text{ h} < t < 666 \text{ h}$	S. 20
Abb. 11:	Abfall von B nach Entladen der Korrekturspulen in Messperiode 1	S. 23
Abb. 12:	Auswertungsprinzip zur Interpolation von Mittelwerten bei konstanter Messdauer	S. 26
Abb. 13:	Normierte relative Standardabweichung der interpolierten Zyklotronfrequenz $\sigma/\bar{\nu}_i$ als Funktion des Zeitintervalls T zwischen zwei Referenzmessungen	S. 27
Abb. 14:	Auswertungsprinzip mit variabler Messdauer τ zur Bestimmung der Allan-Abweichung	S. 29
Abb. 15:	Frequenznormierte Allan-Abweichung in Abhängigkeit von der Messdauer τ	S. 30
Abb. 16:	Differenz des Betrags der magnetischen Flussdichte δB vom ersten Messwert (B_1) als Funktion der relativen Zeit t.	S. 31
Abb. 17:	Abweichung $\delta\nu$ von der Frequenz für ein Einzelion in Abhängigkeit von der Zahl der detektierten Ionen x vor und nach der Kalibrierung.	S. 32

9. Tabellenverzeichnis

Tab. 1:	Masse der untersuchten Kohlenstoffclusterionen	S. 15
Tab. 2:	Absolute und relative Zeitpunkte der Korrekturspulenentladung (B_0 dump) in Messperiode 1	S. 23
Tab. 3:	Absolute und relative Zeitpunkte der Korrekturspulenentladung (B_0 dump) in Messperiode 2	S. 24
Tab. 4:	Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit (systematische Abweichungen und Fluktuationen)	S. 34

10. Anhang

In den folgenden Tabellen sind die Daten dargestellt, auf denen die Auswertung in den vorhergehenden Kapiteln beruht. Aus den Rohdaten wurden jeweils mit dem Computerprogramm Eva 6.1.4.0 die Zyklotronfrequenz ν_c und deren Unsicherheit $\Delta\nu_c$ bestimmt. Daraus wurde dann für jeden Wert nach der in Abschnitt 4.1.1 vorgestellten Methode der Betrag der magnetischen Flussdichte B und deren Unsicherheit ΔB bestimmt. Zudem sind in den Tabellen die relative Zeit t in h, der Mittelwert aus Anfangs- und Endzeitpunkt einer Messung („Zeitpunkt Mitte“), die Anzahl der Scans und die untersuchte Spezies (21C12 entspricht beispielsweise $^{12}_6\text{C}_{21}^+$ -Ionen) angegeben.

A. Messungen im Januar und Februar 2013

Die Rohdaten wurden von der Arbeitsgruppe TRIGA-TRAP im Januar und Februar 2013 aufgenommen und dem Autor zur Auswertung zur Verfügung gestellt.

$t = 0$ wurde zu 09.01.2013, 13:42 Uhr definiert.

B / T	$\Delta B / \text{T}$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
6.999108610	1.47693E-07	-46.11	07.01.2013 15:35	22	21C12	426505.4497	0.0090
6.999108938	3.20393E-07	-45.40	07.01.2013 16:18	20	20C12	447830.7919	0.0205
6.999107930	1.68480E-07	-44.59	07.01.2013 17:06	25	22C12	407118.7585	0.0098
6.999108765	3.25081E-07	-42.40	07.01.2013 19:17	21	20C12	447830.7808	0.0208
6.999107947	2.18336E-07	-41.67	07.01.2013 20:01	20	22C12	407118.7595	0.0127
6.999108919	2.37559E-07	-40.22	07.01.2013 21:28	21	20C12	447830.7907	0.0152
6.999108290	1.51288E-07	-39.44	07.01.2013 22:15	24	22C12	407118.7794	0.0088
6.999108824	1.31283E-07	-38.66	07.01.2013 23:02	21	21C12	426505.4627	0.0080
6.999109030	1.87547E-07	-28.25	08.01.2013 09:26	26	20C12	447830.7978	0.0120
6.999109423	3.31333E-07	-25.78	08.01.2013 11:55	20	20C12	447830.8229	0.0212
6.999108379	2.18336E-07	-24.40	08.01.2013 13:18	20	22C12	407118.7846	0.0127
6.999108426	2.32871E-07	-23.15	08.01.2013 14:33	13	20C12	447830.7591	0.0149
6.999107107	1.37534E-07	0.00	09.01.2013 13:42	21	22C12	407118.7106	0.0080
6.999106216	4.67617E-07	22.41	10.01.2013 12:06	35	22C12	407118.6588	0.0272
6.999107160	9.79933E-08	25.17	10.01.2013 14:52	26	22C12	407118.7137	0.0057
6.999107263	1.18623E-07	27.80	10.01.2013 17:30	28	22C12	407118.7197	0.0069
6.999106949	1.27219E-07	33.19	10.01.2013 22:53	25	22C12	407118.7014	0.0074
6.999107086	9.62741E-08	35.57	11.01.2013 01:16	26	22C12	407118.7094	0.0056
6.999107184	1.15185E-07	53.35	11.01.2013 19:03	37	22C12	407118.7151	0.0067
6.999107265	1.49569E-07	56.25	11.01.2013 21:56	28	22C12	407118.7198	0.0087
6.999107052	1.27219E-07	79.39	12.01.2013 21:05	25	22C12	407118.7074	0.0074
6.999107033	7.54877E-08	93.91	13.01.2013 11:36	21	21C12	426505.3536	0.0046
6.999107017	1.13231E-07	96.06	13.01.2013 13:45	23	21C12	426505.3526	0.0069
6.999106863	9.35391E-08	98.95	13.01.2013 16:39	26	21C12	426505.3432	0.0057
6.99910669	1.21437E-07	101.49	13.01.2013 19:11	24	21C12	426505.3327	0.0074
6.999106864	1.09949E-07	104.03	13.01.2013 21:43	29	21C12	426505.3433	0.0067
6.999106907	1.01744E-07	115.89	14.01.2013 09:35	22	21C12	426505.3459	0.0062
6.999106868	1.63322E-07	119.12	14.01.2013 12:49	30	22C12	407118.6967	0.0095
6.999106976	8.53339E-08	120.44	14.01.2013 14:08	28	21C12	426505.3501	0.0052
6.999106876	1.77076E-07	150.02	15.01.2013 19:43	23	22C12	407118.6972	0.0103
6.999107028	1.71918E-07	152.70	15.01.2013 22:24	21	22C12	407118.7060	0.0100
6.999106931	1.56445E-07	162.94	16.01.2013 08:38	29	22C12	407118.7004	0.0091

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999107401	1.40973E-07	200.99	17.01.2013 22:41	30	22C12	407118.7277	0.0082
6.999107320	1.20343E-07	209.58	18.01.2013 07:17	30	22C12	407118.7230	0.0070
6.999107353	1.16904E-07	212.49	18.01.2013 10:11	30	22C12	407118.7249	0.0068
6.999107267	1.34096E-07	220.25	18.01.2013 17:57	30	22C12	407118.7199	0.0078
6.999107119	1.01744E-07	221.71	18.01.2013 19:24	23	21C12	426505.3588	0.0062
6.999107142	1.01744E-07	224.15	18.01.2013 21:51	26	21C12	426505.3602	0.0062
6.999107222	1.29642E-07	226.52	19.01.2013 00:13	27	21C12	426505.3651	0.0079
6.999106974	9.79933E-08	242.82	19.01.2013 16:31	26	22C12	407118.7029	0.0057
6.999107071	8.53339E-08	244.00	19.01.2013 17:42	24	21C12	426505.3559	0.0052
6.999107076	7.87697E-08	246.14	19.01.2013 19:50	24	21C12	426505.3562	0.0048
6.999107027	1.65666E-07	260.11	20.01.2013 09:48	27	20C12	447830.6696	0.0106
6.999107032	7.71287E-08	261.58	20.01.2013 11:16	27	21C12	426505.3535	0.0047
6.999106955	9.28358E-08	262.81	20.01.2013 12:30	27	22C12	407118.7018	0.0054
6.999106922	6.89235E-08	264.03	20.01.2013 13:44	27	21C12	426505.3468	0.0042
6.999106786	1.13231E-07	266.67	20.01.2013 16:22	26	21C12	426505.3385	0.0069
6.999107014	7.22056E-08	267.87	20.01.2013 17:34	26	22C12	407118.7052	0.0042
6.999106873	8.76782E-08	272.84	20.01.2013 22:32	24	22C12	407118.6970	0.0051
6.999106968	1.21437E-07	273.90	20.01.2013 23:36	23	21C12	426505.3496	0.0074
6.999107037	8.36928E-08	281.50	21.01.2013 07:12	29	21C12	426505.3538	0.0051
6.999106954	1.10028E-07	282.83	21.01.2013 08:32	30	22C12	407118.7017	0.0064
6.999107105	1.01432E-07	285.23	21.01.2013 10:55	26	22C12	407118.7105	0.0059
6.999107165	1.30658E-07	289.34	21.01.2013 15:02	23	22C12	407118.714	0.0076
6.999107158	1.08308E-07	290.45	21.01.2013 16:09	25	21C12	426505.3612	0.0066
6.999107361	1.04870E-07	291.64	21.01.2013 17:20	27	22C12	407118.7254	0.0061
6.999107012	8.04108E-08	292.77	21.01.2013 18:28	23	21C12	426505.3523	0.0049
6.999106961	8.36928E-08	295.43	21.01.2013 21:07	27	21C12	426505.3492	0.0051
6.999107198	1.16826E-07	296.69	21.01.2013 22:23	28	23C12	389417.8670	0.0065
6.999107166	9.34609E-08	298.89	22.01.2013 00:35	23	23C12	389417.8652	0.0052
6.999107147	1.11590E-07	299.90	22.01.2013 01:35	21	21C12	426505.3605	0.0068
6.999106989	1.11590E-07	310.20	22.01.2013 11:54	27	21C12	426505.3509	0.0068
6.999107150	1.09949E-07	312.68	22.01.2013 14:22	21	21C12	426505.3607	0.0067
6.999106935	1.00103E-07	314.86	22.01.2013 16:33	24	21C12	426505.3476	0.0061
6.99910693	8.80690E-08	315.94	22.01.2013 17:38	24	23C12	389417.8521	0.0049
6.999107083	1.09949E-07	317.09	22.01.2013 18:47	25	21C12	426505.3566	0.0067
6.999107112	1.37847E-07	321.64	22.01.2013 23:20	22	21C12	426505.3584	0.0084
6.999106986	1.05026E-07	329.49	23.01.2013 07:11	27	21C12	426505.3507	0.0064
6.999107117	1.32924E-07	331.99	23.01.2013 09:41	28	21C12	426505.3587	0.0081
6.999106912	9.52583E-08	333.24	23.01.2013 10:56	27	23C12	389417.8511	0.0053
6.999106981	1.06667E-07	337.10	23.01.2013 14:48	21	21C12	426505.3504	0.0065
6.999107168	1.00103E-07	341.71	23.01.2013 19:24	22	21C12	426505.3618	0.0061
6.999107114	1.14873E-07	345.96	23.01.2013 23:39	22	21C12	426505.3585	0.0070
6.999107121	1.16826E-07	354.59	24.01.2013 08:17	26	23C12	389417.8627	0.0065
6.999107301	1.00103E-07	359.05	24.01.2013 12:45	23	21C12	426505.3699	0.0061
6.999107189	1.00103E-07	361.47	24.01.2013 15:10	28	21C12	426505.3631	0.0061
6.999107209	1.06042E-07	366.57	24.01.2013 20:16	29	23C12	389417.8676	0.0059
6.999107026	1.16904E-07	377.50	25.01.2013 07:12	27	22C12	407118.7059	0.0068
6.999107029	1.31205E-07	378.74	25.01.2013 08:26	27	23C12	389417.8576	0.0073
6.999106979	1.28939E-07	380.00	25.01.2013 09:42	28	22C12	407118.7032	0.0075
6.999106892	1.77076E-07	382.52	25.01.2013 12:13	27	22C12	407118.6981	0.0103
6.999106885	1.22062E-07	390.51	25.01.2013 20:12	26	22C12	407118.6977	0.0071
6.999106894	1.15185E-07	392.89	25.01.2013 22:35	28	22C12	407118.6982	0.0067
6.999106900	1.06042E-07	410.01	26.01.2013 15:42	50	23C12	389417.8504	0.0059
6.999106794	9.11166E-08	425.98	27.01.2013 07:40	26	22C12	407118.6924	0.0053
6.999106747	1.25813E-07	427.18	27.01.2013 08:52	27	23C12	389417.8419	0.0070
6.999107090	1.08308E-07	428.47	27.01.2013 10:10	30	22C12	407118.7096	0.0063
6.999107249	1.61603E-07	431.01	27.01.2013 12:42	28	22C12	407118.7189	0.0094
6.999107279	1.13232E-07	432.40	27.01.2013 14:06	33	23C12	389417.8715	0.0063
6.999107074	1.22062E-07	433.80	27.01.2013 15:30	27	22C12	407118.7087	0.0071

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999107284	1.59884E-07	436.35	27.01.2013 18:03	26	22C12	407118.7209	0.0093
6.999107339	1.04870E-07	441.48	27.01.2013 23:10	36	22C12	407118.7241	0.0061
6.999107284	1.13466E-07	450.12	28.01.2013 07:49	30	22C12	407118.7209	0.0066
6.999106981	1.09637E-07	451.67	28.01.2013 09:22	35	23C12	389417.8549	0.0061
6.999106061	1.77076E-07	478.56	29.01.2013 12:15	27	22C12	407118.6498	0.0103
6.999107256	1.37534E-07	506.52	30.01.2013 16:13	25	22C12	407118.7193	0.0080
6.999107031	1.54726E-07	509.66	30.01.2013 19:21	27	22C12	407118.7062	0.0090
6.999107129	1.54726E-07	512.28	30.01.2013 21:58	25	22C12	407118.7119	0.0090
6.999106959	1.54726E-07	524.69	31.01.2013 10:23	25	22C12	407118.7020	0.0090
6.999106907	1.58165E-07	530.14	31.01.2013 15:50	25	22C12	407118.6990	0.0092
6.999106699	2.01144E-07	532.69	31.01.2013 18:23	25	22C12	407118.6869	0.0117
6.999107138	1.11747E-07	535.48	31.01.2013 21:11	25	22C12	407118.7124	0.0065
6.999107004	1.23781E-07	538.30	01.02.2013 00:00	25	22C12	407118.7046	0.0072
6.999107213	1.10028E-07	541.01	01.02.2013 02:42	22	22C12	407118.7168	0.0064
6.999107167	9.79933E-08	545.62	01.02.2013 07:19	30	22C12	407118.7141	0.0057
6.999107081	1.13466E-07	548.38	01.02.2013 10:05	25	22C12	407118.7091	0.0066
6.999107220	1.23781E-07	551.49	01.02.2013 13:11	26	22C12	407118.7172	0.0072
6.999106907	1.27219E-07	575.52	02.02.2013 13:13	25	22C12	407118.6990	0.0074
6.999106844	1.28939E-07	581.63	02.02.2013 19:19	25	22C12	407118.6953	0.0075
6.999107053	1.40973E-07	584.46	02.02.2013 22:09	25	22C12	407118.7075	0.0082
6.999107055	1.11747E-07	603.04	03.02.2013 16:44	26	22C12	407118.7076	0.0065
6.999106894	1.30658E-07	606.01	03.02.2013 19:42	29	22C12	407118.6982	0.0076
6.999106588	1.39254E-07	609.43	03.02.2013 23:07	25	22C12	407118.6804	0.0081
6.999107304	1.42692E-07	618.72	04.02.2013 08:25	25	22C12	407118.7221	0.0083
6.999106897	1.61603E-07	621.84	04.02.2013 11:32	27	22C12	407118.6984	0.0094
6.999106924	1.39254E-07	624.68	04.02.2013 14:22	27	22C12	407118.7000	0.0081
6.999106845	1.92548E-07	628.22	04.02.2013 17:55	25	22C12	407118.6954	0.0112
6.999107009	1.27219E-07	634.70	05.02.2013 00:24	24	22C12	407118.7049	0.0074
6.999107284	2.04583E-07	641.43	05.02.2013 07:07	25	22C12	407118.7209	0.0119
6.999106856	1.34096E-07	643.89	05.02.2013 09:35	22	22C12	407118.6960	0.0078
6.999106907	1.37534E-07	650.58	05.02.2013 16:16	25	22C12	407118.6990	0.0080
6.999107966	1.37534E-07	791.35	11.02.2013 13:03	26	22C12	407118.7606	0.0080
6.999107911	1.34096E-07	794.24	11.02.2013 15:56	28	22C12	407118.7574	0.0078
6.999107769	1.97706E-07	797.03	11.02.2013 18:43	26	22C12	407118.7491	0.0115
6.999108107	1.66761E-07	799.80	11.02.2013 21:30	26	22C12	407118.7688	0.0097
6.999107868	1.65041E-07	802.70	12.02.2013 00:23	27	22C12	407118.7549	0.0096
6.999108252	1.58165E-07	811.85	12.02.2013 09:32	26	22C12	407118.7772	0.0092
6.999108039	1.49569E-07	814.80	12.02.2013 12:29	36	22C12	407118.7648	0.0087
6.999107818	1.03151E-07	817.87	12.02.2013 15:34	26	22C12	407118.7520	0.0060
6.999108124	1.22062E-07	824.30	12.02.2013 22:00	26	22C12	407118.7698	0.0071
6.999108013	1.01432E-07	834.01	13.02.2013 07:42	25	22C12	407118.7633	0.0059
6.999107774	1.20343E-07	837.34	13.02.2013 11:02	29	22C12	407118.7494	0.0070
6.999107973	1.15185E-07	860.51	14.02.2013 10:12	24	22C12	407118.7610	0.0067
6.999107896	1.30658E-07	863.46	14.02.2013 13:10	27	22C12	407118.7565	0.0076
6.999107990	1.73637E-07	871.25	14.02.2013 20:56	24	22C12	407118.7620	0.0101
6.999108210	1.90829E-07	881.49	15.02.2013 07:11	27	22C12	407118.7748	0.0111
6.999107898	1.39254E-07	884.06	15.02.2013 09:45	26	22C12	407118.7566	0.0081
6.999107978	1.40973E-07	886.67	15.02.2013 12:22	25	22C12	407118.7613	0.0082
6.999108116	1.77076E-07	889.43	15.02.2013 15:08	28	22C12	407118.7693	0.0103
6.999107679	1.49569E-07	892.48	15.02.2013 18:10	26	22C12	407118.7439	0.0087
6.999108360	1.80514E-07	895.35	15.02.2013 21:03	32	22C12	407118.7835	0.0105
6.999108152	1.34096E-07	914.87	16.02.2013 16:34	27	22C12	407118.7714	0.0078
6.999108345	1.51288E-07	917.96	16.02.2013 19:39	26	22C12	407118.7826	0.0088
6.999108300	1.89110E-07	920.56	16.02.2013 22:15	28	22C12	407118.7800	0.0110
6.999108324	1.56445E-07	932.19	17.02.2013 09:53	28	22C12	407118.7814	0.0091
6.999108425	1.82233E-07	934.85	17.02.2013 12:33	28	22C12	407118.7873	0.0106
6.999108229	1.23781E-07	937.75	17.02.2013 15:26	32	22C12	407118.7759	0.0072

Messungen an $^{12}_6\text{C}^{15+}$ -Ionen im März und April 2013

Abschnitte B – G: $t = 0$ wurde zu 18.03.2013, 09:24 Uhr definiert.

B. 18.03.2013, je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999106493	4.10259E-08	0.00	18.03.2013 09:24	20	15C12	597107.9689	0.0035
6.999106478	2.93042E-08	0.91	18.03.2013 10:18	20	15C12	597107.9676	0.0025
6.999106559	3.51650E-08	1.81	18.03.2013 11:13	20	15C12	597107.9745	0.0030
6.999106537	4.21980E-08	2.74	18.03.2013 12:09	20	15C12	597107.9726	0.0036
6.999106505	4.10259E-08	3.70	18.03.2013 13:06	20	15C12	597107.9699	0.0035
6.999106287	5.97806E-08	4.63	18.03.2013 14:02	20	15C12	597107.9513	0.0051
6.999106384	7.38466E-08	5.53	18.03.2013 14:56	20	15C12	597107.9596	0.0063
6.999106398	4.45424E-08	6.44	18.03.2013 15:50	20	15C12	597107.9608	0.0038
6.999106439	4.10259E-08	7.37	18.03.2013 16:46	20	15C12	597107.9643	0.0035

C. 19.03.2013, je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999106537	5.04032E-08	21.34	19.03.2013 06:44	20	15C12	597107.9726	0.0043
6.999106463	5.15754E-08	22.24	19.03.2013 07:38	20	15C12	597107.9663	0.0044
6.999106376	5.97806E-08	23.15	19.03.2013 08:33	20	15C12	597107.9589	0.0051
6.999106373	4.68867E-08	24.07	19.03.2013 09:28	20	15C12	597107.9586	0.0040
6.999106392	6.91579E-08	24.97	19.03.2013 10:22	20	15C12	597107.9603	0.0059
6.999106341	4.45424E-08	25.88	19.03.2013 11:17	20	15C12	597107.9559	0.0038
6.999106391	5.86084E-08	26.79	19.03.2013 12:12	20	15C12	597107.9602	0.0050
6.999106374	4.80589E-08	27.70	19.03.2013 13:06	20	15C12	597107.9587	0.0041
6.999106343	6.32971E-08	28.61	19.03.2013 14:01	20	15C12	597107.9561	0.0054
6.999106423	4.92310E-08	29.52	19.03.2013 14:55	20	15C12	597107.9629	0.0042
6.999106399	5.15754E-08	30.45	19.03.2013 15:51	20	15C12	597107.9609	0.0044
6.999106462	5.27475E-08	31.38	19.03.2013 16:47	20	15C12	597107.9662	0.0045

D. 20.03.2013 (Flüssigstickstofffüllung 1), je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999106511	3.51650E-08	46.98	20.03.2013 08:23	20	15C12	597107.9704	0.0030
6.999106552	7.03301E-08	47.90	20.03.2013 09:18	20	15C12	597107.9739	0.0060
6.999106557	4.45424E-08	48.85	20.03.2013 10:15	20	15C12	597107.9743	0.0038
6.999106811	5.39197E-08	49.78	20.03.2013 11:11	20	15C12	597107.9960	0.0046
6.999106887	4.33702E-08	50.71	20.03.2013 12:07	20	15C12	597108.0025	0.0037
6.999106932	3.04764E-08	51.64	20.03.2013 13:02	20	15C12	597108.0063	0.0026
6.999106730	7.73631E-08	52.55	20.03.2013 13:57	20	15C12	597107.9891	0.0066
6.999106742	4.21980E-08	53.45	20.03.2013 14:51	20	15C12	597107.9901	0.0036
6.999106565	5.15754E-08	54.35	20.03.2013 15:45	20	15C12	597107.9750	0.0044
6.999106676	7.85352E-08	55.26	20.03.2013 16:40	20	15C12	597107.9845	0.0067
6.999106806	4.33702E-08	56.18	20.03.2013 17:35	20	15C12	597107.9956	0.0037

E. 21.03.2013 (Kontrollmessung nach Flüssigstickstofffüllung 1), je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999106667	5.39197E-08	77.57	21.03.2013 14:58	20	15C12	597107.9837	0.0046
6.999106650	4.68867E-08	78.48	21.03.2013 15:53	20	15C12	597107.9823	0.0040
6.999106534	5.62640E-08	79.38	21.03.2013 16:47	20	15C12	597107.9724	0.0048

F. 27.03.2013 (8 – 19 Uhr), je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999106485	5.15754E-08	215.21	27.03.2013 08:37	20	15C12	597107.9682	0.0044
6.999106395	6.09527E-08	216.12	27.03.2013 09:31	20	15C12	597107.9605	0.0052
6.999106232	5.97806E-08	217.02	27.03.2013 10:25	20	15C12	597107.9466	0.0051
6.999106213	7.38466E-08	217.93	27.03.2013 11:20	20	15C12	597107.9450	0.0063
6.999106392	6.21249E-08	218.83	27.03.2013 12:14	20	15C12	597107.9603	0.0053
6.999106308	5.27475E-08	219.75	27.03.2013 13:09	20	15C12	597107.9531	0.0045
6.999106324	6.79857E-08	220.69	27.03.2013 14:05	20	15C12	597107.9545	0.0058
6.999106259	9.61177E-08	221.61	27.03.2013 15:00	20	15C12	597107.9489	0.0082
6.999106269	7.50187E-08	222.51	27.03.2013 15:55	20	15C12	597107.9498	0.0064
6.999106233	8.32239E-08	223.42	27.03.2013 16:49	20	15C12	597107.9467	0.0071
6.999106283	7.15022E-08	224.32	27.03.2013 17:43	20	15C12	597107.9510	0.0061
6.999106328	6.68136E-08	225.22	27.03.2013 18:37	20	15C12	597107.9548	0.0057

G. 27./28.03.2013 (20 - 3 Uhr), je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999106389	4.92310E-08	226.75	27.03.2013 20:09	20	15C12	597107.9600	0.0042
6.999106395	5.27475E-08	227.69	27.03.2013 21:05	20	15C12	597107.9605	0.0045
6.999106381	5.39197E-08	228.59	27.03.2013 21:59	20	15C12	597107.9593	0.0046
6.999106409	4.21980E-08	229.48	27.03.2013 22:53	20	15C12	597107.9617	0.0036
6.999106330	5.04032E-08	230.38	27.03.2013 23:47	20	15C12	597107.9550	0.0043
6.999106480	5.50919E-08	231.33	28.03.2013 00:44	20	15C12	597107.9678	0.0047
6.999106439	6.21249E-08	232.29	28.03.2013 01:41	20	15C12	597107.9643	0.0053
6.999106449	5.39197E-08	233.19	28.03.2013 02:35	20	15C12	597107.9651	0.0046

Abschnitte H und I: $t = 0$ wurde zu 03.04.2013, 12:20 Uhr definiert.

H. 03.04.2013 (Flüssigstickstofffüllung 2), je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999106075	6.44692E-08	-2.98	03.04.2013 09:20	20	15C12	597107.9332	0.0055
6.999106027	7.26744E-08	-2.07	03.04.2013 10:15	20	15C12	597107.9291	0.0062
6.999106137	5.86084E-08	-1.14	03.04.2013 11:11	20	15C12	597107.9385	0.0050
6.999106067	6.79857E-08	-0.21	03.04.2013 12:06	20	15C12	597107.9325	0.0058
6.999106279	6.56414E-08	0.69	03.04.2013 13:01	20	15C12	597107.9506	0.0056
6.999106376	4.92310E-08	1.59	03.04.2013 13:55	20	15C12	597107.9589	0.0042
6.999106228	4.92310E-08	2.50	03.04.2013 14:49	20	15C12	597107.9463	0.0042
6.999106176	7.15022E-08	3.40	03.04.2013 15:43	20	15C12	597107.9418	0.0061
6.999105922	5.74362E-08	4.31	03.04.2013 16:38	20	15C12	597107.9202	0.0049
6.999106077	5.50919E-08	5.21	03.04.2013 17:32	20	15C12	597107.9334	0.0047
6.999106085	8.32239E-08	6.12	03.04.2013 18:26	20	15C12	597107.9341	0.0071
6.999105989	7.73631E-08	7.03	03.04.2013 19:21	20	15C12	597107.9259	0.0066
6.999105980	7.15022E-08	7.94	03.04.2013 20:15	20	15C12	597107.9251	0.0061
6.999105935	5.04032E-08	8.84	03.04.2013 21:10	20	15C12	597107.9213	0.0043

I. 04.04.2013 (Kontrollmessung nach Flüssigstickstofffüllung 2), je 20 Scans

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
6.999105911	7.61909E-08	18.87	04.04.2013 07:11	20	15C12	597107.9192	0.0065
6.999105997	6.32971E-08	19.77	04.04.2013 08:05	20	15C12	597107.9266	0.0054

J. Messungen an $^{12}_6\text{C}^{15+}$ -Ionen vor und nach Entladung der Korrekturspulen

$t = 0$ wurde zu 12.03.2013, 15:31 Uhr definiert.

B / T	$\Delta B / T$	t / h	Zeitpunkt Mitte	# Scans	Spezies	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
<i>Vor Entladen</i>							
6.999108266	5.15754E-08	0.00	12.03.2013 15:31	23	15C12	597108.1201	0.004
<i>Nach Entladen</i>							
6.999106199	6.68136E-08	18.24	13.03.2013 09:46	20	15C12	597107.9438	0.006

Messungen an $^{12}\text{C}_{15}^+$ -Ionen im März 2013 mit unterschiedlicher Scananzahl

Die Messungen aus den Abschnitten B, C, F und G wurden für die Fluktuationsanalyse (siehe Abschnitt 4.3) mit unterschiedlicher Scananzahl ausgewertet. Die Werte B und ΔB wurden nicht berechnet, da in der Auswertung direkt Frequenzwerte verglichen werden.

$t = 0$ wurde zu 18.03.2013, 09:24 Uhr definiert.

K. 10 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta \nu_c / \text{Hz}$
0.00	18.03.2013 09:10	597107.9686	0.0061
0.45	18.03.2013 09:38	597107.9697	0.0045
0.91	18.03.2013 10:05	597107.9710	0.0036
1.36	18.03.2013 10:32	597107.9612	0.0047
1.81	18.03.2013 10:59	597107.9713	0.0040
2.27	18.03.2013 11:26	597107.9787	0.0040
2.72	18.03.2013 11:53	597107.9682	0.0050
3.19	18.03.2013 12:22	597107.9773	0.0049
3.70	18.03.2013 12:52	597107.9736	0.0049
4.18	18.03.2013 13:21	597107.9669	0.0060
4.63	18.03.2013 13:48	597107.9404	0.0078
5.08	18.03.2013 14:15	597107.9616	0.0063
5.53	18.03.2013 14:42	597107.9493	0.0091
5.99	18.03.2013 15:10	597107.9670	0.0067
6.44	18.03.2013 15:37	597107.9637	0.0055
6.89	18.03.2013 16:04	597107.9558	0.0054
7.35	18.03.2013 16:31	597107.9684	0.0049
7.82	18.03.2013 17:00	597107.9615	0.0055
8.30	18.03.2013 17:28	597107.9582	0.0064
21.34	19.03.2013 06:31	597107.9579	0.0079
21.80	19.03.2013 06:58	597107.9817	0.0079
22.24	19.03.2013 07:25	597107.9560	0.0047
22.69	19.03.2013 07:52	597107.9744	0.0048
23.14	19.03.2013 08:19	597107.9503	0.0058
23.60	19.03.2013 08:47	597107.9669	0.0070
24.07	19.03.2013 09:14	597107.9637	0.0042
24.52	19.03.2013 09:42	597107.9488	0.0079
24.97	19.03.2013 10:09	597107.9664	0.0065
25.43	19.03.2013 10:36	597107.9541	0.0087
25.88	19.03.2013 11:03	597107.9560	0.0062
26.33	19.03.2013 11:30	597107.9561	0.0055
26.79	19.03.2013 11:58	597107.9596	0.0041
27.24	19.03.2013 12:25	597107.9618	0.0074
27.70	19.03.2013 12:53	597107.9592	0.0062
28.16	19.03.2013 13:20	597107.9572	0.0071
28.61	19.03.2013 13:47	597107.9650	0.0068
29.07	19.03.2013 14:15	597107.9415	0.0094
29.52	19.03.2013 14:42	597107.9628	0.0057
29.98	19.03.2013 15:09	597107.9646	0.0085
30.45	19.03.2013 15:38	597107.9613	0.0055
30.93	19.03.2013 16:06	597107.9616	0.0061
31.39	19.03.2013 16:34	597107.9619	0.0062
31.84	19.03.2013 17:01	597107.9703	0.0049
32.29	19.03.2013 17:28	597107.9616	0.0054
215.21	27.03.2013 08:23	597107.9668	0.0070

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
215.66	27.03.2013 08:50	597107.9685	0.0060
216.12	27.03.2013 09:18	597107.9590	0.0072
216.57	27.03.2013 09:45	597107.9616	0.0087
217.03	27.03.2013 10:12	597107.9458	0.0076
217.48	27.03.2013 10:39	597107.9479	0.0095
217.93	27.03.2013 11:06	597107.9561	0.0077
218.38	27.03.2013 11:33	597107.9317	0.0110
218.83	27.03.2013 12:00	597107.9576	0.0069
219.28	27.03.2013 12:27	597107.9623	0.0077
219.75	27.03.2013 12:56	597107.9591	0.0063
220.23	27.03.2013 13:24	597107.9469	0.0072
220.68	27.03.2013 13:51	597107.9538	0.0050
221.14	27.03.2013 14:19	597107.9557	0.0127
221.61	27.03.2013 14:47	597107.9579	0.0081
222.06	27.03.2013 15:14	597107.9382	0.0129
222.51	27.03.2013 15:41	597107.9413	0.0091
222.96	27.03.2013 16:08	597107.9604	0.0096
223.42	27.03.2013 16:35	597107.9583	0.0081
223.87	27.03.2013 17:03	597107.9355	0.0105
224.32	27.03.2013 17:30	597107.9488	0.0108
224.77	27.03.2013 17:57	597107.9537	0.0062
225.22	27.03.2013 18:24	597107.9591	0.0092
225.67	27.03.2013 18:51	597107.9510	0.0087
226.75	27.03.2013 19:55	597107.9612	0.0051
227.24	27.03.2013 20:25	597107.9589	0.0065
227.69	27.03.2013 20:52	597107.9710	0.0076
228.14	27.03.2013 21:19	597107.9516	0.0062
228.59	27.03.2013 21:46	597107.9609	0.0051
229.04	27.03.2013 22:13	597107.9570	0.0060
229.48	27.03.2013 22:39	597107.9634	0.0068
229.93	27.03.2013 23:06	597107.9612	0.0060
230.38	27.03.2013 23:33	597107.9593	0.0043
230.83	28.03.2013 00:00	597107.9500	0.0082
231.34	28.03.2013 00:31	597107.9750	0.0076
231.85	28.03.2013 01:01	597107.9616	0.0056
232.29	28.03.2013 01:28	597107.9577	0.0066
232.74	28.03.2013 01:55	597107.9730	0.0082
233.19	28.03.2013 02:22	597107.9631	0.0061
233.64	28.03.2013 02:49	597107.9677	0.0060

L. 15 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
0.11	18.03.2013 09:17	597107.9683	0.0042
0.79	18.03.2013 09:58	597107.9699	0.0026
1.47	18.03.2013 10:39	597107.9706	0.0039
2.15	18.03.2013 11:20	597107.9718	0.0039
2.86	18.03.2013 12:02	597107.9707	0.0043
3.59	18.03.2013 12:46	597107.9742	0.0039
4.29	18.03.2013 13:28	597107.9576	0.0048
4.97	18.03.2013 14:08	597107.9556	0.0046
5.65	18.03.2013 14:49	597107.9552	0.0074
6.33	18.03.2013 15:30	597107.9663	0.0051
7.01	18.03.2013 16:11	597107.9600	0.0045

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
7.71	18.03.2013 16:53	597107.9636	0.0045
8.41	18.03.2013 17:35	597107.9632	0.0057
21.45	19.03.2013 06:38	597107.9670	0.0048
22.13	19.03.2013 07:18	597107.9667	0.0042
22.80	19.03.2013 07:59	597107.9672	0.0039
23.49	19.03.2013 08:40	597107.9618	0.0071
24.18	19.03.2013 09:21	597107.9623	0.0046
24.86	19.03.2013 10:02	597107.9594	0.0051
25.54	19.03.2013 10:43	597107.9554	0.0058
26.22	19.03.2013 11:24	597107.9544	0.0046
26.90	19.03.2013 12:04	597107.9580	0.0050
27.58	19.03.2013 12:45	597107.9639	0.0057
28.27	19.03.2013 13:27	597107.9644	0.0061
28.95	19.03.2013 14:08	597107.9493	0.0060
29.64	19.03.2013 14:49	597107.9603	0.0051
30.34	19.03.2013 15:31	597107.9644	0.0042
31.05	19.03.2013 16:13	597107.9624	0.0038
31.73	19.03.2013 16:54	597107.9678	0.0044
215.32	27.03.2013 08:30	597107.9733	0.0045
216.00	27.03.2013 09:11	597107.9556	0.0067
216.69	27.03.2013 09:52	597107.9516	0.0068
217.36	27.03.2013 10:32	597107.9509	0.0070
218.04	27.03.2013 11:13	597107.9521	0.0071
218.72	27.03.2013 11:53	597107.9479	0.0044
219.42	27.03.2013 12:35	597107.9636	0.0055
220.11	27.03.2013 13:17	597107.9495	0.0054
220.80	27.03.2013 13:59	597107.9537	0.0067
221.49	27.03.2013 14:40	597107.9560	0.0066
222.17	27.03.2013 15:21	597107.9364	0.0085
222.85	27.03.2013 16:01	597107.9557	0.0072
223.53	27.03.2013 16:42	597107.9555	0.0080
224.21	27.03.2013 17:23	597107.9399	0.0086
224.88	27.03.2013 18:03	597107.9585	0.0058
225.56	27.03.2013 18:44	597107.9505	0.0067
226.87	27.03.2013 20:03	597107.9598	0.0048
227.58	27.03.2013 20:45	597107.9663	0.0061
228.25	27.03.2013 21:26	597107.9571	0.0045
228.92	27.03.2013 22:06	597107.9559	0.0053
229.60	27.03.2013 22:46	597107.9648	0.0056
230.27	27.03.2013 23:27	597107.9576	0.003
230.94	28.03.2013 00:07	597107.9602	0.0067
231.67	28.03.2013 00:51	597107.9623	0.0052
232.41	28.03.2013 01:35	597107.9649	0.0050
233.08	28.03.2013 02:15	597107.9624	0.0076

Für Messungen mit 20 Scans pro Frequenzwert sei auf die Abschnitte B, C, F und G verwiesen.

M. 25 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
0.34	18.03.2013 09:31	597107.9689	0.0028
1.47	18.03.2013 10:39	597107.9693	0.0031
2.63	18.03.2013 11:48	597107.9754	0.0025
3.81	18.03.2013 12:59	597107.9715	0.0031
4.97	18.03.2013 14:09	597107.9514	0.0049
6.10	18.03.2013 15:16	597107.9638	0.004
7.23	18.03.2013 16:24	597107.9621	0.003
21.68	19.03.2013 06:51	597107.9699	0.0032
22.80	19.03.2013 07:59	597107.9624	0.0032
23.94	19.03.2013 09:07	597107.9647	0.0039
25.08	19.03.2013 10:16	597107.9576	0.0050
26.22	19.03.2013 11:24	597107.9580	0.0035
27.36	19.03.2013 12:32	597107.9587	0.0053
28.50	19.03.2013 13:40	597107.9618	0.0048
29.64	19.03.2013 14:49	597107.9572	0.0033
30.80	19.03.2013 15:58	597107.9610	0.0037
31.95	19.03.2013 17:08	597107.9658	0.0033
215.55	27.03.2013 08:43	597107.9645	0.0036
216.68	27.03.2013 09:51	597107.9558	0.0052
217.81	27.03.2013 10:59	597107.9506	0.0064
218.94	27.03.2013 12:07	597107.9535	0.0044
220.09	27.03.2013 13:16	597107.9541	0.0038
221.26	27.03.2013 14:26	597107.9543	0.0055
222.40	27.03.2013 15:34	597107.9416	0.0055
223.53	27.03.2013 16:42	597107.9519	0.0066
224.66	27.03.2013 17:50	597107.9547	0.0058
227.09	27.03.2013 20:16	597107.9614	0.0041
228.25	27.03.2013 21:26	597107.9581	0.0044
229.37	27.03.2013 22:33	597107.9615	0.0038
230.49	27.03.2013 23:40	597107.9549	0.0039
231.67	28.03.2013 00:51	597107.9629	0.0046
232.85	28.03.2013 02:02	597107.9675	0.0041

N. 30 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
0.45	18.03.2013 09:38	597107.9696	0.0023
1.81	18.03.2013 10:59	597107.9713	0.0030
3.22	18.03.2013 12:24	597107.9727	0.0028
4.63	18.03.2013 13:48	597107.9569	0.0040
5.99	18.03.2013 15:10	597107.9611	0.0041
7.37	18.03.2013 16:33	597107.9621	0.0036
21.79	19.03.2013 06:58	597107.9675	0.0032
23.15	19.03.2013 08:20	597107.9650	0.0032
24.52	19.03.2013 09:42	597107.9608	0.0029
25.88	19.03.2013 11:03	597107.9553	0.0036
27.24	19.03.2013 12:25	597107.9596	0.0044
28.61	19.03.2013 13:47	597107.9560	0.0042
30.00	19.03.2013 15:10	597107.9618	0.0028
31.38	19.03.2013 16:33	597107.9656	0.0036
215.67	27.03.2013 08:50	597107.9654	0.0037

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
217.02	27.03.2013 10:12	597107.9512	0.0048
218.38	27.03.2013 11:33	597107.9500	0.0046
219.75	27.03.2013 12:56	597107.9564	0.0031
221.14	27.03.2013 14:19	597107.9552	0.0045
222.51	27.03.2013 15:41	597107.9467	0.0061
223.87	27.03.2013 17:03	597107.9470	0.0061
225.22	27.03.2013 18:24	597107.9543	0.0030
227.20	27.03.2013 20:23	597107.9624	0.0037
228.59	27.03.2013 21:46	597107.9565	0.0030
229.93	27.03.2013 23:06	597107.9605	0.0022
231.34	28.03.2013 00:31	597107.9617	0.0033
232.74	28.03.2013 01:55	597107.9633	0.0038

O. 35 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
0.57	18.03.2013 09:44	597107.9680	0.0027
2.15	18.03.2013 11:19	597107.9724	0.0025
3.79	18.03.2013 12:58	597107.9677	0.0029
5.42	18.03.2013 14:36	597107.9580	0.0035
7.01	18.03.2013 16:11	597107.9630	0.0025
21.90	19.03.2013 07:05	597107.9668	0.0031
23.49	19.03.2013 08:40	597107.9653	0.0028
25.08	19.03.2013 10:16	597107.9577	0.0037
26.68	19.03.2013 11:51	597107.9578	0.0038
28.27	19.03.2013 13:27	597107.9613	0.0031
29.89	19.03.2013 15:04	597107.9579	0.0030
31.50	19.03.2013 16:40	597107.9644	0.0034
215.78	27.03.2013 08:57	597107.9643	0.0036
217.36	27.03.2013 10:32	597107.9527	0.0041
218.96	27.03.2013 12:08	597107.9544	0.0039
220.58	27.03.2013 13:45	597107.9520	0.0045
222.17	27.03.2013 15:21	597107.9462	0.0049
223.75	27.03.2013 16:56	597107.9506	0.0056
227.32	27.03.2013 20:29	597107.9606	0.0037
228.92	27.03.2013 22:06	597107.9590	0.0031
230.49	27.03.2013 23:40	597107.9599	0.0035
232.12	28.03.2013 01:18	597107.9639	0.0034

P. 40 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
0.68	18.03.2013 09:51	597107.9682	0.0025
2.52	18.03.2013 11:41	597107.9743	0.0023
4.38	18.03.2013 13:33	597107.9615	0.0032
6.21	18.03.2013 15:23	597107.9603	0.0031
22.01	19.03.2013 07:11	597107.9693	0.0020
23.83	19.03.2013 09:00	597107.9592	0.0027
25.65	19.03.2013 10:50	597107.9577	0.0031
27.47	19.03.2013 12:39	597107.9591	0.0030
29.29	19.03.2013 14:28	597107.9599	0.0033
31.13	19.03.2013 16:18	597107.9640	0.0031
215.89	27.03.2013 09:04	597107.9648	0.0031
217.70	27.03.2013 10:53	597107.9461	0.0045
219.53	27.03.2013 12:42	597107.9567	0.0035
221.37	27.03.2013 14:33	597107.9520	0.0048
223.19	27.03.2013 16:22	597107.9483	0.0054
224.99	27.03.2013 18:10	597107.9529	0.0040
227.43	27.03.2013 20:36	597107.9597	0.0033
229.26	27.03.2013 22:26	597107.9607	0.0030
231.11	28.03.2013 00:17	597107.9605	0.0031
232.97	28.03.2013 02:08	597107.9642	0.0034

Q. 45 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
0.79	18.03.2013 09:58	597107.9699	0.0019
2.88	18.03.2013 12:03	597107.9727	0.0021
4.97	18.03.2013 14:09	597107.9565	0.0038
7.03	18.03.2013 16:12	597107.9633	0.0028
22.13	19.03.2013 07:18	597107.9672	0.0028
24.17	19.03.2013 09:21	597107.9619	0.0028
26.22	19.03.2013 11:24	597107.9561	0.0027
28.27	19.03.2013 13:26	597107.9587	0.0031
30.34	19.03.2013 15:31	597107.9619	0.0021
216.00	27.03.2013 09:11	597107.9615	0.0030
218.04	27.03.2013 11:13	597107.9505	0.0043
220.10	27.03.2013 13:17	597107.9555	0.0034
222.17	27.03.2013 15:21	597107.9501	0.0043
224.21	27.03.2013 17:23	597107.9511	0.0048
227.54	27.03.2013 20:43	597107.9607	0.0017
229.60	27.03.2013 22:46	597107.9591	0.0026
231.67	28.03.2013 00:51	597107.9629	0.0028

R. 60 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
1.13	18.03.2013 10:18	597107.9706	0.0022
3.90	18.03.2013 13:04	597107.9652	0.0026
6.69	18.03.2013 15:52	597107.9619	0.0021
22.48	19.03.2013 07:39	597107.9664	0.0025
25.20	19.03.2013 10:22	597107.9580	0.0024
27.93	19.03.2013 13:06	597107.9580	0.0030
30.68	19.03.2013 15:51	597107.9637	0.0021
216.34	27.03.2013 09:31	597107.9591	0.0030
219.08	27.03.2013 12:15	597107.9534	0.0030
221.82	27.03.2013 15:00	597107.9512	0.0029
224.54	27.03.2013 17:43	597107.9509	0.0041
227.88	27.03.2013 21:03	597107.9595	0.0026
230.66	27.03.2013 23:50	597107.9609	0.0023

S. 80 Scans pro Frequenzwert

t / h	Zeitpunkt Mitte	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c / \text{Hz}$
1.61	18.03.2013 10:47	597107.9714	0.0014
5.28	18.03.2013 14:27	597107.9607	0.0021
22.93	19.03.2013 08:06	597107.9650	0.0021
26.56	19.03.2013 11:44	597107.9584	0.0024
30.22	19.03.2013 15:24	597107.9621	0.0020
216.79	27.03.2013 09:58	597107.9558	0.0029
220.45	27.03.2013 13:37	597107.9545	0.0030
224.09	27.03.2013 17:16	597107.9506	0.0033
228.32	27.03.2013 21:30	597107.9601	0.0022
232.01	28.03.2013 01:11	597107.9624	0.0024

Messungen an $^{12}\text{C}_{15}^+$ -Ionen im März 2013 mit unterschiedlicher Ionenzahl

Die Messungen aus den Abschnitten B – D wurden nach der Anzahl der detektierten Ionen x ausgewertet und mit den Messungen aus den Abschnitten F und G verglichen. $t = 0$ wurde zu 18.03.2013, 09:24 Uhr definiert. Es wurden jeweils ein Frequenzwert aus allen Scans gebildet.

T. Vor Kalibrierung, 18. bis 20.03.2013, insgesamt 673 Scans

x	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c$ / Hz
1	597107.9721	0.0014
2	597107.9735	0.0012
3	597107.9677	0.0014
4	597107.9682	0.0014
5	597107.9654	0.0018
6	597107.9565	0.0027
7	597107.9587	0.0013
8	597107.9556	0.0033
9	597107.9552	0.0045
10	597107.9640	0.0043
11	597107.9567	0.0029
12	597107.9501	0.0059
1/3 (interpoliert)	597107.9747	0.0010

U. Nach Kalibrierung, 27./28.03.2013, insgesamt 401 Scans

x	ν_c / Hz	$\Delta\nu_c$ / Hz
1	597107.9670	0.0023
2	597107.9578	0.0020
3	597107.9492	0.0017
4	597107.9542	0.0016
5	597107.9495	0.0027
6	597107.9518	0.0025
7	597107.9480	0.0036
8	597107.9473	0.0028
9	597107.9529	0.0040
10	597107.9429	0.0054
11	597107.9581	0.0048
12	597107.9457	0.0067
1/3 (interpoliert)	597107.9588	0.0014

11. Erklärung des Verfassers

Hiermit erkläre ich, Josua Vieten, geb. am 14.10.1991 in Freising, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst habe.

Josua Vieten

München, den _____

Kontakt:

Josua Vieten

vieten@mytum.de

Tel.: (089) 809 906 74

Beteiligte Institute:

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Institut für Kernchemie

Fritz-Strassmann-Weg 2

D-55128 Mainz

Technische Universität München

Lehrstuhl für Pharmazeutische Radiochemie

Walther-Meißner-Straße 3

D-85748 Garching b. München