

Protokoll: Versuch

Alexander Jankowski, Philipp Hacker

20. Dezember 2015

Betreuer: Dirk Weidermann

Versuchsdatum: 25.11.2015

Note:

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Motivation | 2 |
| 2 | Physikalische Grundlagen | 3 |
| 2.1 | Speicherung, Stabilität und Dynamik | 3 |
| 2.2 | Arten von Ionenfallen | 6 |
| 3 | Durchführung | 8 |
| 4 | Auswertung | 9 |
| 4.1 | Variation der Speicherzeit | 9 |
| 4.2 | Frequenzvariation der primären Anregung | 9 |
| 4.3 | Untersuchung der Eigenfrequenzen von ionisiertem Stickstoff | 10 |
| 5 | Anhang | 16 |

1 Motivation

Ionenfallen werden in der modernen Physik in sehr vielen Bereichen verwendet. Man nutzt sie als Hilfen in der Massenspektrometrie, für die Analyse von Eigenschaften geladener Nanoteilchen oder zur Erzeugung und Manipulation von komplexeren Molekülen. Insbesondere in der Cluster-Physik sind Fallen der wichtigste Bestandteil in der Methodik. Dabei greift man auf Kombinationen von elektrostatischen, magnetischen oder Wechselfeldern in einem endlichen, meist sehr kleinen Raumbereich, welcher verschiedenste, dem Problem angepasste Geometrien vorweist, zurück. Im Rahmen dieses Versuches sollen die Speichereigenschaften von Stickstoff-Ionen in einer hyperbolischen Paul-Falle untersucht werden.

2 Physikalische Grundlagen

Bei einer sogenannten *Paul-Falle* handelt es sich um eine zylindersymmetrische Ionenfalle, welche über komplexe elektrische Wechselfelder in ihrem Inneren den Einfang und die Speicherung von geladenen Partikeln, e.g. Ionen ermöglicht. Die physikalischen Grundlagen und Beispiele folgen in diesem Abschnitt.

2.1 Speicherung, Stabilität und Dynamik

Ein Teilchen ist in einem elektrostatischen Potential genau dann gefangen, wenn eine rücktreibende Kraft $\vec{F} \propto -\vec{r}$ auf diese aus allen Richtungen wirkt. Mit der *Laplace-Gleichung* für ein radial-symmetrisches Problem entlang einer 'Zylinderachse' \vec{e}_z folgt das harmonische Speicherpotential $\Phi(x, y, z)$ in Gleichung 1, welches der Form in Abbildung 1 im Allgemeinen entspricht. Man gestaltet den Aufbau günstiger Weise so, dass Oberflächen innerhalb der Falle den Äquipotentialflächen von $\Phi(x, y, z)$ entsprechen, weswegen für die Endkappen (**links**) und die Ringelektrode selbst (**rechts**) die Geometriegleichungen in Gleichung 2 gelten. Einen schematischen, verallgemeinerten Aufbau zeigt Abbildung 2.

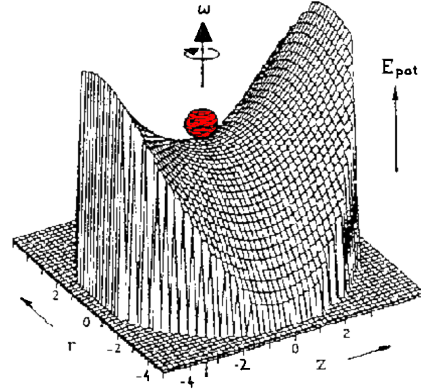


Abb. 1: Mit der Frequenz ω durch ein harmonisches, elektrostatisches Einfangpotential gyrierendes, geladenes Teilchen. [1]

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\Phi_0}{\gamma}(x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (1)$$

$$x^2 + y^2 - 2z^2 = -2z_0^2 \quad \text{und} \quad x^2 + y^2 - 2z^2 = r_0^2 \quad (2)$$

Hierbei wird der charakteristische *Fallendimensionsparameter* $d_0 = \sqrt{\gamma/2} = \sqrt{r_0^2/2 + z_0^2}$ definiert. Um in $\Phi(x, y, z)$ ein ideales Quadrupolfeld zu erreichen, wählt man $r_0 = \sqrt{2}z_0$. Als Konsequenz des Earnshaw-Theorems benötigt es eine Überlagerung von elektrostatischen und wechselnden Feldern in der Paul-Falle, um eine Speicherung im Zentrum zu erreichen [3] [4]. Nimmt man die Gleichspannung U_0 und überlagert sie mit einer Wechselspannung der Amplitude V_0 und Frequenz $\Omega/2\pi$, so erhält man das neue Speicherpotential Gleichung 3. Man spricht bei $V(t)$ auch vom sogenannten Führungsfeld, da dieses maßgeblich die Teilchenbewegungen in der Falle beeinflusst.

$$\Phi(x, y, z) = \frac{U_0 + V_0 \cos(\Omega t)}{2d_0^2}(x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (3)$$

Über die *newtonsche Bewegungsgleichung* $m\ddot{\vec{x}} = -q\vec{\nabla}\Phi$ und den dimensionslosen Variablen τ , a_i und q_i aus Gleichung 4 ergeben sich die *Mathieuschen Differentialgleichungen* für die Bewegung eines mit q geladenen Teilchens in kanonischer Form in Gleichung 5.

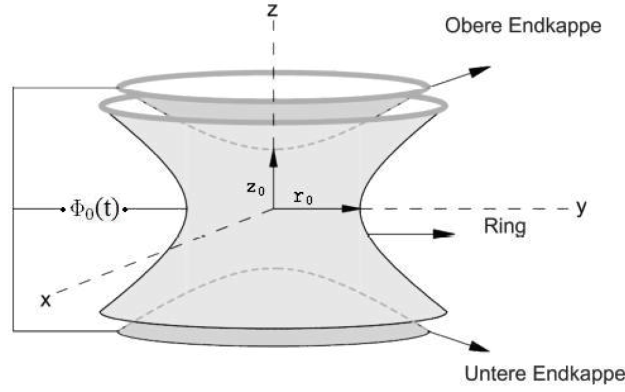


Abb. 2: Schematischer Aufbau einer Paul-Falle mit radialsymmetrischer Geometrie. Hyperbolische Formen als Äquipotentialflächen. [2]

$$\tau = \frac{\Omega t}{2} \quad \text{und} \quad q_z = \frac{4qV_0}{md_0^2\Omega^2} = -2q_x = -2q_y \quad (4)$$

$$a_z = -\frac{8qU_0}{md_0^2\Omega^2} = -2a_x = -2a_y$$

$$0 = \frac{d^2 x_i}{d\tau^2} + (a_i - 2q_i \cos(2\tau)) x_i \quad (5)$$

Diese nichtlinearen Differentialgleichung 2. Ordnung haben die Lösungen $x_i(\tau)$, welche sich über die Parameter der Anfangsbedingungen $\gamma_{1,2}$, eine komplexe Konstante μ_i und eine π -periodische Funktion ϕ als Linearkombinationen zweier anderer Lösungen schreiben lassen (Gleichung 6).

Schreibt man $\mu_i = i\beta_i$ um, so kann man einen Kettenbruch nach [5] und [6] wie in Gleichung 7 annähern.

$$x_i(\tau) = \gamma_1 \exp(\mu_i \tau) \phi(\tau) + \gamma_2 \exp(-\mu_i \tau) \phi(-\tau) \quad (6)$$

$$\beta_i = a_i - \frac{(a_i - 1)q_i^2}{2(a_i - 1)^2 - q_i^2} - \frac{(5a_i + 7)q_i^4}{32(a_i - 1)^3(a_i - 4)} - \frac{(9a_i^2 + 58a_i + 29)q_i^6}{64(a_i - 1)^5(a_i - 4)(a_i - 9)} \quad (7)$$

Kombinationen von a_i und q_i sind genau dann eine stabile Speicherung eines Teilchens, wenn sie die DGL's Gleichung 5 und die Näherung Gleichung 7 erfüllen. Zu beachten ist dabei, dass in die benutzten Parameter Masse, Ladung sowie die verschiedenen Größen und Dimensionen der Paul-Falle eingehen. Daher ist es von besonderer Bedeutung, die Stabilitätsbereiche, wie sie in Abbildung 3 für a_z, q_z gezeigt werden, für die Probesubstanz zu kennen.

Bewegungresonanzen Mit der Fourier-Reihenentwicklung in Gleichung 8 der ursprünglichen Gleichung 6 erhält man das Eigenfrequenzspektrum der Teilchenbewegungen in einer Paul-Falle. Die Koeffizienten $A = \gamma_1 + \gamma_2$, $B = i(\gamma_1 - \gamma_2)$ und die

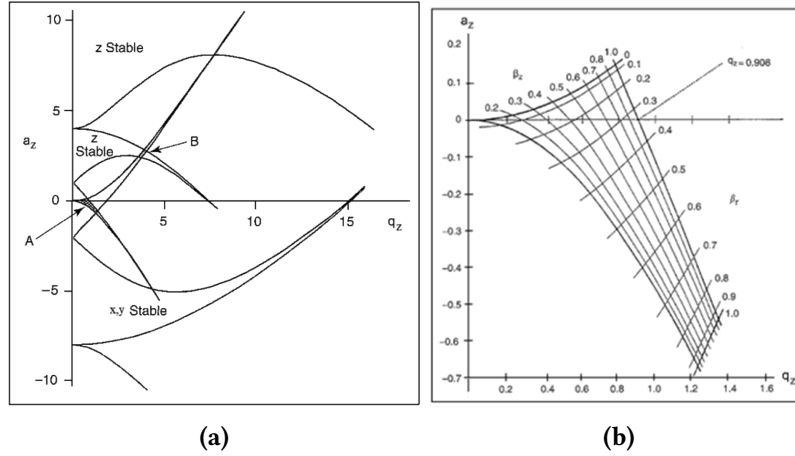


Abb. 3: (a): a_z gegen q_z . Überlappungen der Graphen sind Gebiete dreidimensionaler Speicherung. (b): Vergrößerung des Bereiches A aus (a). Eingezeichnet sind die Linien gleichen β_z und β_r .

der Reihen für Sinus und Cosinus $C_{2n,i}$ hängen von unseren Parametern (a_i, q_i) ab und konvergieren für große n schnell gegen 0, weswegen argumentiert werden kann, dass höhere Eigenfrequenzen weniger stark in das Spektrum einfließen. Beachtet man nur $n = 0, \pm 1$ so erhält man die Bewegung eines geladenen Partikels in der Paul-Falle in Gleichung 9.

$$x_i(\tau) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n,i} \cos[(2n \pm \beta_i)\tau] + B \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n,i} \sin[(2n \pm \beta_i)\tau] \quad (8)$$

$$x_i(\tau) = \sqrt{A^2 + B^2} C_{0,i} \left[1 - \frac{q_i}{2} \cos(\Omega t) \right] \cos \left[\frac{\beta_i}{2} \Omega t - \arctan \left(\frac{B}{A} \right) \right] \quad (9)$$

Die erste [...] entspricht der sogenannten *Makrobewegung* mit der Frequenz $\omega_i = 1/2\beta_i\Omega$, die zweite [...] der *Mikrobewegung* mit $\omega = \Omega$. Die Amplitude letzterer wird dabei maßgeblich durch die der Makrobewegung, also des Führungsfeldes beeinflusst.

Geht man wieder auf die ursprüngliche, vollständige Fourier-Reihe der Bewegung mit dieser Kenntnis ein, so kann man das vollständige Eigenfrequenz-Spektrum der Makroschwingungen eines Teilchens in einer Paul-Falle mit Gleichung 10 beschreiben. Aus dieser Herleitung ergeben sich wichtige experimentelle Möglichkeiten: die resonante Anregung von gespeicherten Teilchen durch Energieaufnahme aus einem, in geeigneter Weise gerichteten, frequenzierten zusätzlichen Feldes. Auf diese Weise erhöht sich der Bahnradius der Gyration und ein Teilchen kann austreten bzw. auf die Fallen-Elektroden treffen.

$$\omega_{n,i} = \frac{(2n \pm \beta_i)\Omega}{2} \quad (10)$$

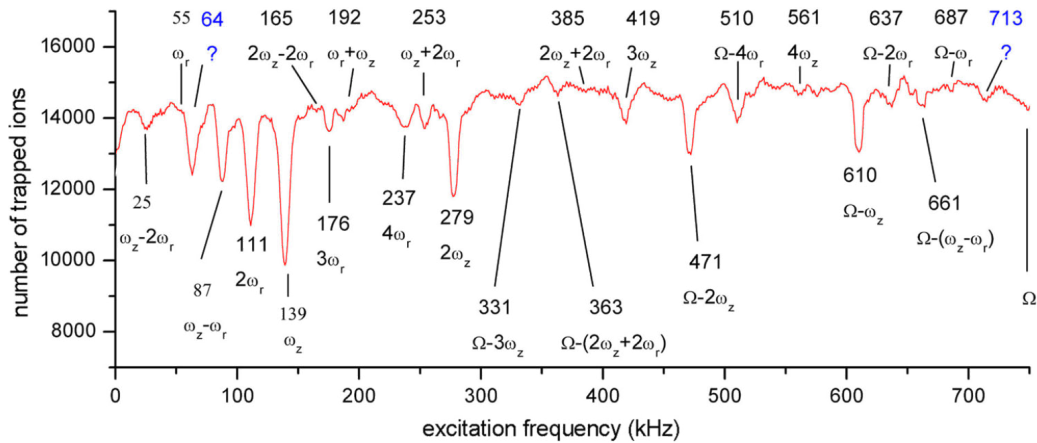


Abb. 4: Literatur-Spektrum aus [7] für N_2 -Ionen. Angetragen sind die jeweiligen Resonanzfrequenzen für die Differenz aus Signalen einer Referenz ohne und mit Anregung.

2.2 Arten von Ionenfallen

Ionenfallen werden im Allgemeinen nach ihrer Methodik und dem Ziel der Untersuchungen, welche damit durchgeführt werden, kategorisiert. Im folgenden sollen kurz einige (wichtige) Typen vorgestellt werden.

Quadrupol-Ionenfallen Bei Quadrupol-Fallen handelt es sich im allgemeinen um Paul-Fallen: die Überlagerung des Potentials von Gleich- und Wechselfeldanteilen von 4 unterschiedlich angeordneten Elektroden ermöglicht den Einschluss einer ausgewählten m/q -Spezies innerhalb des Aufbaus. Zusätzlich benutzt man Endkappen, welche der Abstoßung dienen und einen axialen Einschluss sichern.

Eine **planare** 2D-Quadrupol-Falle hat ein zusätzliches Randfeld, um die Ionen einzufangen. Die ebene Anordnung hat eine erhöhte Speicherkapazität im Vergleich zu dem Aufbau dieses Versuch.

Die **lineare** Falle erweitert den vorherigen Fall um eine Dimension entlang der Symmetrie-Achse. Wiederum sorgen Endkappen wieder für den axialen Einfang. Sie wird oft als selektiver Massenfilter benutzt.

Eine **hyperbolische** Paul-Falle liegt in diesem Experiment vor. Den Aufbau sieht man in Abbildung 5. Unter anderem werden solche Geräte als Miniatur-Massenspektrometer und in medizinischen Anwendungen benutzt.

Generell sind die Vorteile dieser Methode die hohe Empfindlichkeit, die kompakte Form und vergleichsweise hohe speicherbare Massen. Nachteilig sind die auftretenden Raum-Ladungs-Effekte bei hohen Strömen in und aus der Falle heraus sowie die nichtlinearen Resonanzen

Penning-Falle In der Penning-Falle werden die geladenen Teilchen in einem homogenen Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen. Das zusätzliche elektrische Quadrupol-Feld verhindert, dass sich die Teilchen entlang der Magnetfeldlinien aus der Falle bewe-

gen. Auf der Fallen-Achse verhindern statisch geladenen Endkappen durch Abstoßung das Austreten der Probesubstanz.

Im Allgemeinen besteht eine Penning-Falle aus einer Ringelektrode und zwei Endkappen, wobei diese das gleiche Potential tragen. Sie ähnelt stark der Paul-Falle.

Ein Vorteil gegenüber dieser ist, dass die Penning-Falle nur statische elektrische und magnetische Felder. Daher gibt es keine Mikrobewegung und damit verbundene Aufheizung durch die dynamischen Felder. Des Weiteren sie bei gleicher Stärke des Einfangs größer gebaut werden. Die damit abnehmende Aufheizung durch Wechselwirkung mit Bildströmen in den Elektroden macht Messungen einfacher.

Orbitraps In einer Orbitrap werden Ionen durch die Balancierung von Zentrifugal- und elektrischen Kräften auf Bahnen um eine innere Elektrode gefangen. Diese Trajektorien sind i.A. elliptisch. Zusätzlich pendeln die Teilchen auf der Elektroden-Achse hin und her, weswegen letztendlich ein Helix von einem Partikel beschrieben wird. Die Bewegung in dieser Richtung ist harmonisch und demnach invariant unter der Gyration um die Elektrode. Insbesondere wird diese nur von dem Masse-zu-Ladungsverhältnis und den Anfangsbedingungen beeinflusst .

Die Signal besteht letztendlich aus dem Bildladungsstrom der eingefangenen Ionen, welcher aufgenommen und in ein Massenspektrum durch die Fourier-Transformation überführt wird.

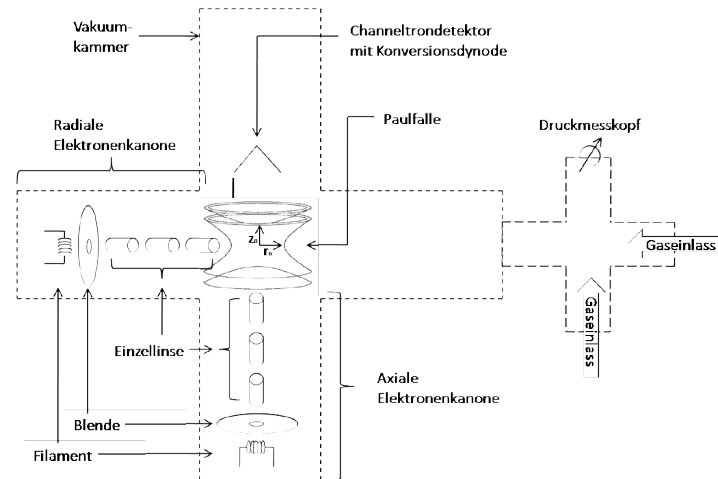


Abb. 5: Schematischer Aufbau des Versuchs. [2]

3 Durchführung

Den verwendeten Versuchsaufbau zeigt Abbildung 5. Druckmessköpfe und Nadelventile ermöglichen die Justierung des internen Fallen-Drucks im Bereich von 10^{-7} mbar. Eine Elektronenkanone ionisiert das einströmende N_2 -Molekül, welches in der Falle gespeichert wird. Dafür sind geeignete Parameter gewählt worden. Der Channeltron-Detektor liefert ein signifikantes Signal selbst bei kleinen Ionenintensitäten.

Das Hauptelement dieses Versuches ist jedoch die Paul-Falle selbst. Sie besteht üblicher Weise aus einer hyperbolischen Falle aus zwei Endkappen und einer Ringelektrode. Hierbei ist die Geometrie dahingehend abgeändert, als dass sich die Ringelektrode aus vier symmetrischen Segmenten zusammensetzt. Die Segmentierung ermöglicht eine Anregung nach dem, in den Grundlagen besprochenen Vorbild der Resonanz mit Dipol- bzw. Quadrupol-Moden. Jedoch sorgt diese Abweichung von der angenommenen totalen Symmetrie für Störungen.

Alle 6 Kupferelektroden sind nach innen gerichtet hyperbolisch geformt und die Abstände zwischen den Segmenten betragen $\lesssim 1$ mm. Der kleinste Abstand vom Fallenzentrum bis zu den Ringsegmenten beträgt 7 mm, der kleinste Abstand vom Fallenzentrum bis zu den Endkappen 4,8 mm. Die Ringsegmente besitzen zentrale Bohrungen mit einem Durchmesser von 3,3 mm durch welche Manipulationssignale und/oder Strahlen eingelassen werden können.

Die Elektronenkanone wurde mit 0,474 A, einer Blendenspannung von $-111,6$ V und einem *floating*-Potential von -95 V betrieben. Die Spannung der Ionenoptik betrug 86 V. Der Detektor lag auf $-2,4$ kV und das Führungsfeld hat bei einer Frequenz von 1,29 MHz ein Peak-to-Peak-Spannung von 203 mV (nach dem Verstärker 240 V). Die Endkappen der Falle liegen den gesamten Versuch über auf Massepotential. Die Manipulation ist auf 350 kHz voreingestellt.

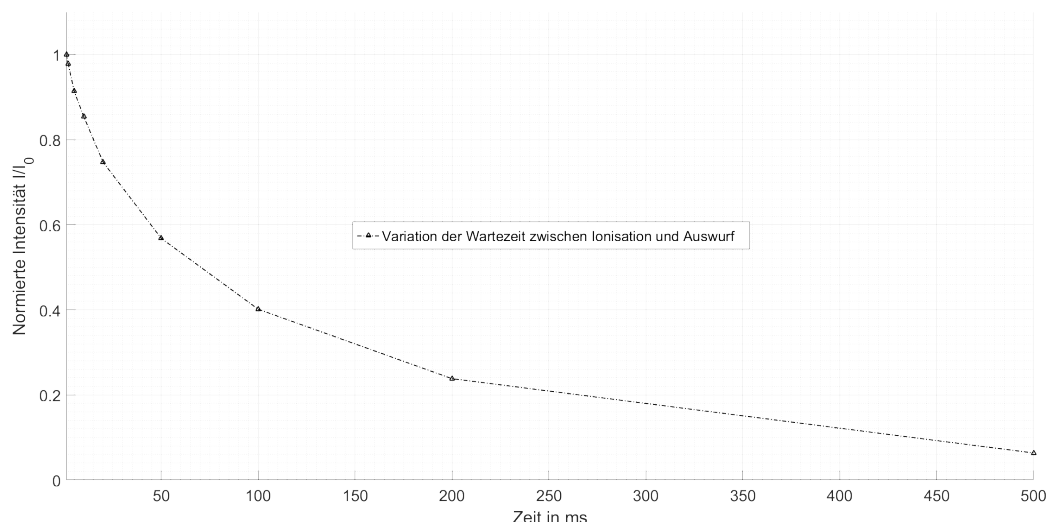


Abb. 6: Norm. Signalintensität über Variation der Wartezeit zwischen Ionisation und Auswurf auf den Detektor.

4 Auswertung

4.1 Variation der Speicherzeit

Nachdem man sich mit dem Aufbau und der dazugehörigen Steuerung vertraut gemacht hatte, wurde ein Scan für die Speicherzeit in der Falle durchgeführt. Das heißt, dass die Zeit zwischen Ionisation (Elektronenkanone an) und Auswurf-Anregung durch den ersten Manipulationsgenerator variiert wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6 zu sehen. Zu erwarten ist ein exponentieller Zusammenhang nach *Lambert-Beer*, da die kollektive Ionenbewegung und die Lebensdauerverteilung statistisch sind. Eine logarithmische Auftragung liefert die Bestätigung mit Abbildung 7. Die 'Lebensdauer' bzw. die mittlere Verweildauer in der Falle bestimmte sich zu 5,1408 ms.

Eine Einzelmessung bestand jeweils aus 10 'inneren' Iterationen, d.h. Messzyklen, welche in ihrer Intensität aufsummiert wurden. 50 äußere Iteration wiederholen den gesamten Vorgang von einer Wartezeit 0 bis 500 μ s in chronologischer Reihenfolge, um eventuelle Zeitabhängige Fehler in der Messung zu eliminieren.

4.2 Frequenzvariation der primären Anregung

In dieser Messung wurde die Frequenz der primären Anregung zum Auswurf aus der Falle auf den Detektor verändert. Es wurde das gleiche Mess- und Datenaufnahmeprinzip wie zuvor verwendet. Die Messparameter sind insbesondere die selben. In 10 kHz-Schritten wurde ein Bereich von 10^5 Hz bis $5 \cdot 10^5$ Hz abgerastert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 8. Damit sind des weiteren die bereits verwendeten Einstellungen der Manipulation bestätigt, da sich ein deutliches, unter anderem auch globales Maximum der Intensität des Ionenstromes auf den Detektor bei 350 kHz findet. Außerdem sind Neben-

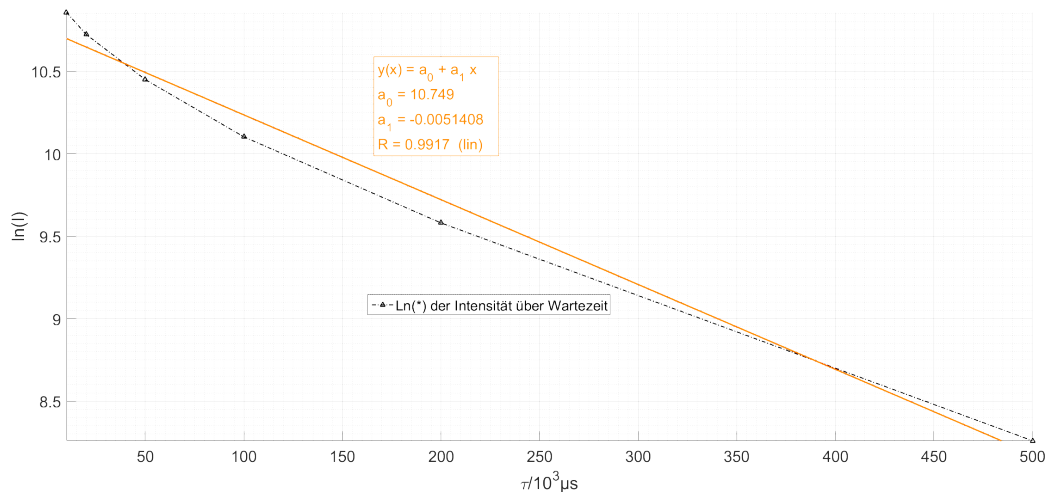


Abb. 7: Fit eines Polynoms erster Ordnung an den Logarithmus der Intensität. Die erhaltene Funktion ist eingezeichnet. Der Koeffizient a_1 gibt die Lebens- oder Speicherdauer in Fall wieder.

maxima - bei ca. 110 kHz, 140 kHz und 210 kHz - zu sehen, wie sie von den Vorbetrachtungen vorhergesagt wurden. Auf die Untersuchung dieser zielt die nächste Messung ab (siehe Unterabschnitt 4.3).

4.3 Untersuchung der Eigenfrequenzen von ionisiertem Stickstoff

Bei dieser Messung ist es wichtig, das vollständige Spektrum der Anregung zu betrachten, da viele Frequenzen und deren lineare Kombinationen darin eingehen. Deswegen wurde ein Intervall von 0 bis 1,5 MHz gewählt, da bei der Führungsfeldfrequenz und in dessen Umgebung eine verstärkte Dynamik zu erwarten ist.

Ein einzelner Zyklus startet mit der Elektronenka none für 10000 μs , worauf eine sekundäre Manipulation mit dem Frequenzschritt f_n für 1000 μs folgt. Danach 'ruht' die Messung für weitere 10000 μs , wobei die Ionen einfach in der Falle verweilen. Schließlich läuft für 2000 μs die Datenaufnahme des Detektors zusammen mit der primären Anregung mit 350 kHz. Für jeweils einen solchen Zyklus gibt es einen Referenzverlauf, welcher im Anschluss dazu jedoch ohne die sekundäre Anregung erfolgt. Dieser dient der Eichung und Fehlerminderung. Das Ergebnis für 10 innere und 50 äußere Iterationen bei einer Schrittweite von 1 kHz zeigt Abbildung 9.

Ziel dieser Messung ist es, die Ionenintensität in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz aufzunehmen, um daraus ein Spektrum für die Eigenfrequenzen der Ionen zu erhalten. Man erwartet einen Verlauf nach dem Vorbild von Abbildung 4, wobei jedoch andere Parameter verwendet wurden [7]. Das Signal als Differenz von Referenz und sekundärer Anregung erhält demnach ein lokales Minimum, wenn mit einer Resonanzfrequenz der Probesubstanz angeregt wurde. Für den primären Auswurf auf den Detektor stehen dann weniger Ionen zur Verfügung.

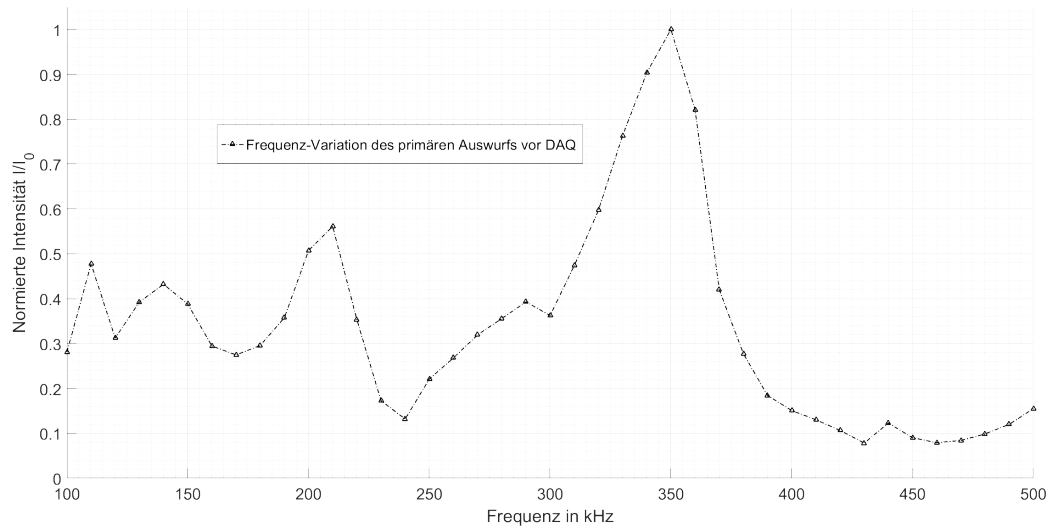


Abb. 8: Signalintensität als Funktion der Frequenz des primären Auswurfs vor der Datenaufnahme. Strukturen sind deutlich, welche die Überlegungen der Grundlagen bestätigen und die Wahl einer Auswurf-Frequenz von 350 kHz nahe legen.

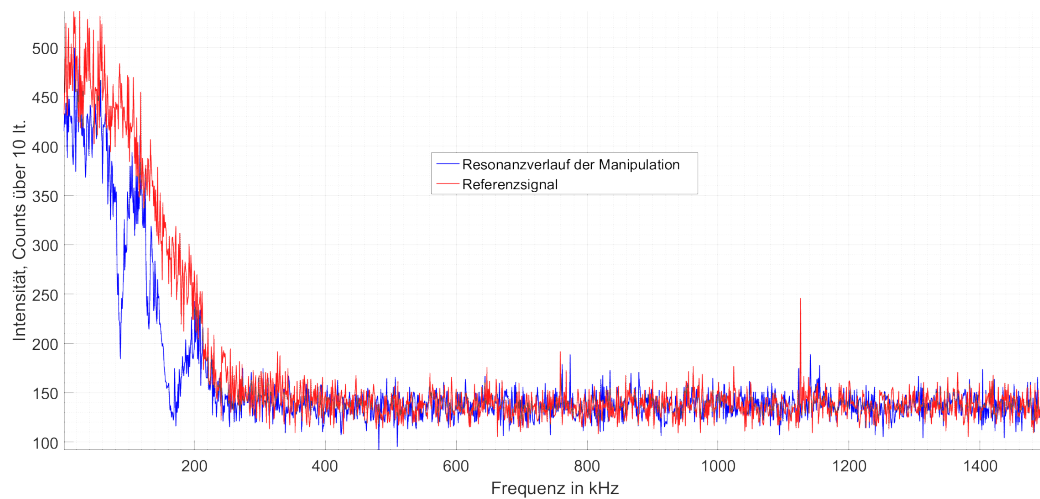


Abb. 9: Frequenziteration einer sekundären Anregung in 1 kHz-Schritten bis 1,5 MHz. Volles Spektrum der 50 äußeren und 10 inneren Iterationen.

Die Abbildung 10 - und außerdem Abbildung 11 für die erste äußere Iteration bis 270 kHz - zeigt das letztendlich gesuchte Spektrum der Resonanzfrequenzen von N_2 -Ionen als die Differenz von Referenz- und Manipulationssignal.

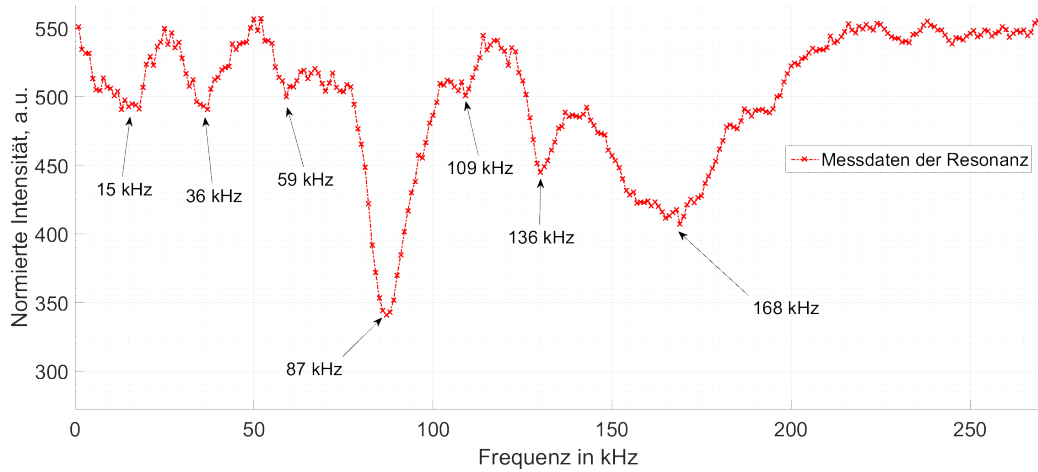


Abb. 10: Differenz von Referenz und Manipulation. Eingetragen sind die primären Resonanzen mit den jeweiligen, abgelesenen Frequenzen.

Für eine genauere Betrachtung der Resonanzen, berechnet man aus den gegebenen Fallengrößen und bekannten Potentialen die Eigenfrequenzen der Anregung ω_r und ω_z . Dafür benötigt es noch die Definition der notwendigen Parameter $a_r = -a_z/2$ und $q_r = -q_z/2$ (nach [7]). Letztendlich kann man demnach, in Benutzung der Gleichung 7 und Gleichung 10 die Frequenzen bestimmen. Tabelle 1 zeigt Ordnung 0 und 1.

| $(n \pm \beta_i/2)\Omega$ | ω_r/kHz | ω_z/kHz |
|---------------------------|-----------------------|-----------------------|
| +, n=0 | -22 | -97 |
| -, n=0 | 22 | 97 |
| +, n=1 | 1260 | 1190 |
| -, n=1 | 1310 | 1380 |

Tab. 1: Errechnete Frequenzen nach Gleichung 7, Gleichung 10 mit den gegebenen Größen der Falle.

Die negativen Frequenzen in Tabelle 1 gehören offensichtlich nicht zur realen Lösung des Problems. Insbesondere die Ordnung $n=1$ liegt für diesen Versuch leider weit außerhalb des sinnvoll gemessenen Frequenzbereiches. Deshalb beschränkt man sich im folgenden auf die Analyse der Resonanzen mit dem gegebenen, pos. 0-ten Ordnungen. Durch verschiedene Linearkombinationen der Frequenzen ω_r und ω_z gilt es, die beobachteten Minima zu ermitteln. Schließlich findet man:

$$\begin{aligned}
 \omega_z &= 97 \text{ kHz} & \omega_r &= 22 \text{ kHz} \\
 4\omega_r &= 88 \text{ kHz} & \omega_r + \omega_z &= 120 \text{ kHz} \\
 \omega_z - 2\omega_r &= 53 \text{ kHz} & \omega_z + 3\omega_r &= 164 \text{ kHz} \\
 2\omega_z - 3\omega_r &= 128 \text{ kHz}
 \end{aligned}$$

Diese Kombinationen sind ausgewählte Additionen/Subtraktionen der Fourier-Frequenzen zu Gleichung 8. Im Vergleich zum gemessenen Spektrum wird damit die Auswertung jedoch nicht einfacher: die axiale Anregung mit ω_z ist erwartungsgemäß eine sehr Starke, könnte demnach also dem Peak bei 87 kHz zugeordnet werden. Der errechnete Wert liegt hingegen nicht einmal in dessen Nähe. Andererseits sind einfache Zusammenstellungen der Eigenfrequenzen, wie zum Beispiel $\omega_z + 3\omega_r$ oder $\omega_z - 2\omega_r$ näherungsweise gut im Spektrum zu beobachten. Setzt man an, dass auch schon während der ersten Iteration (siehe Abbildung 11) - wobei diese Überlegung nicht unwahrscheinlich ist - das Messsignal erheblich durch, beispielsweise die Aufladung der Endkappen gestört wurde, so sind etwaige Frequenzverschiebungen von ± 10 kHz nicht unmöglich. Eine zweite Tabelle Tabelle 2 zeigt 'hypothetische' Werte für $U_0 = -1$ V statt 0.

| $(n \pm \beta_i/2)\Omega$ | ω_r/kHz | ω_z/kHz |
|---------------------------|-----------------------|-----------------------|
| +, n=0 | -25 | -91 |
| -, n=0 | 25 | 91 |
| +, n=1 | 1315 | 1381 |
| -, n=1 | 1264 | 1198 |

Tab. 2: Errechnete Frequenzen nach Gleichung 7, Gleichung 10 mit den gegebenen Größen der Falle. Hier statt $U_0 = 0$ V auf 1 V.

Eine weitere Untersuchung der Eigenfrequenzen des Ions ist nicht möglich bzw. ebenso wenig aussagekräftig, da der Vergleich von Mess- und Rechenwert bereits einen Fehler im Experiment andeutet, welche im Folgenden betrachtet werden soll.

Die Abbildung 9 vermittelt ein indiskutables Problem: das Messsignal ist nach ~ 300 kHz quasi nicht mehr existent und wird von da an nur noch von der Nullzählrate oder anderen zufälligen Ereignissen bestimmt. Es liegt der Gedanke nahe, dass bei dieser großen Messdauer das Experiment nach einer bestimmten Aufnahmedauer versagt hat. Deshalb zeigt Abbildung 11 die erste äußere Iteration im vollen Spektrum - und Abbildung 12 - , woraus durch einen Vergleich der Intensitäten ersichtlich wird, das bereits dort die vollständigen Informationen der Messung enthalten sind.

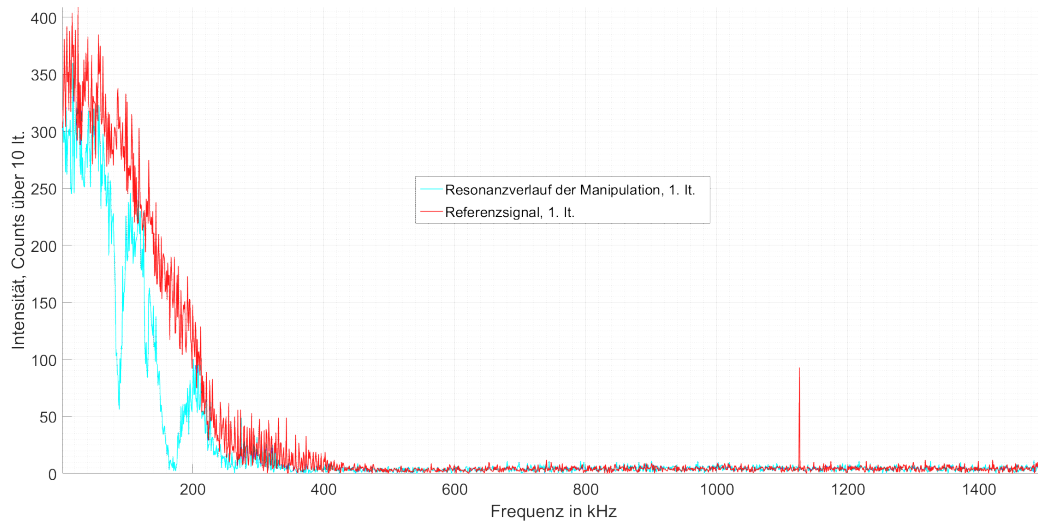


Abb. 11: Signal der ersten Iteration. Im Vergleich zum Vollen Spektrum erkennt man leicht, dass hier die vollständigen, erhaltenen Daten stecken.

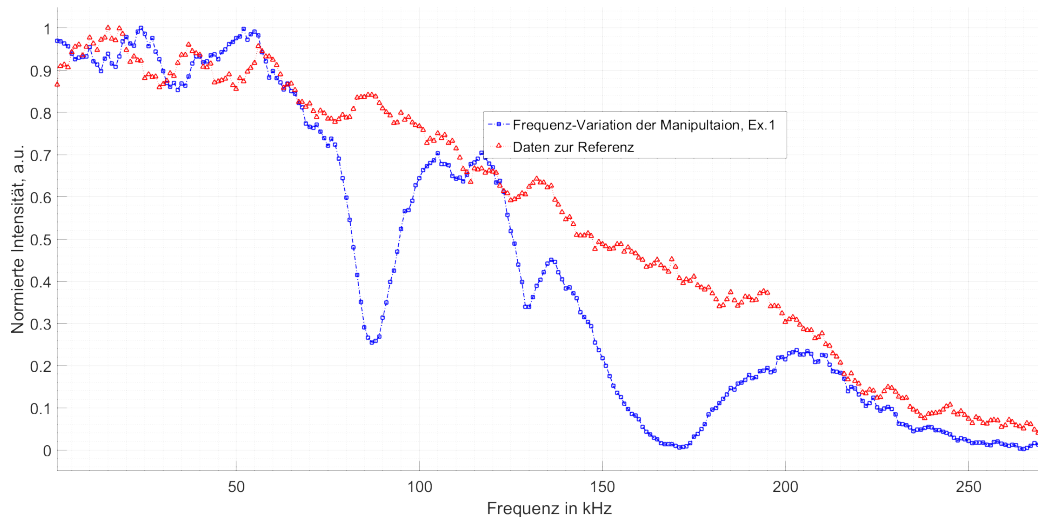


Abb. 12: Abfall der Signalstärke in Referenz und Manipulation. Unbearbeitete Daten für Abbildung 10.

Nach dieser ernüchternden Erkenntnis wurde versucht, das Problem des Signalverlusts zu erkennen und zu beheben. Dafür betrachtete man das verbliebene Signal über der Experiment-Dauer. Wieder stehen dabei ein Manipulations- und ein Referenz-Zyklus im Vergleich: 10000 μ s E-Kanone für Ionisation, 1000 μ s sekundäre Anregung bzw. Warten, 10000 μ s Warten und 20000 μ s primäre Anregung mit Auswurf und Datenaufnahme. Der signifikante Unterschied zu vorherigen Messungen ist die, bei beiden Verfahren eingeführte Verweildauer von 50000 μ s nach der Detektor-Aufnahme - sozusagen als Pause des Experimentes zwischen Messungen. Ziel dabei war es, den möglichen Einfluss von

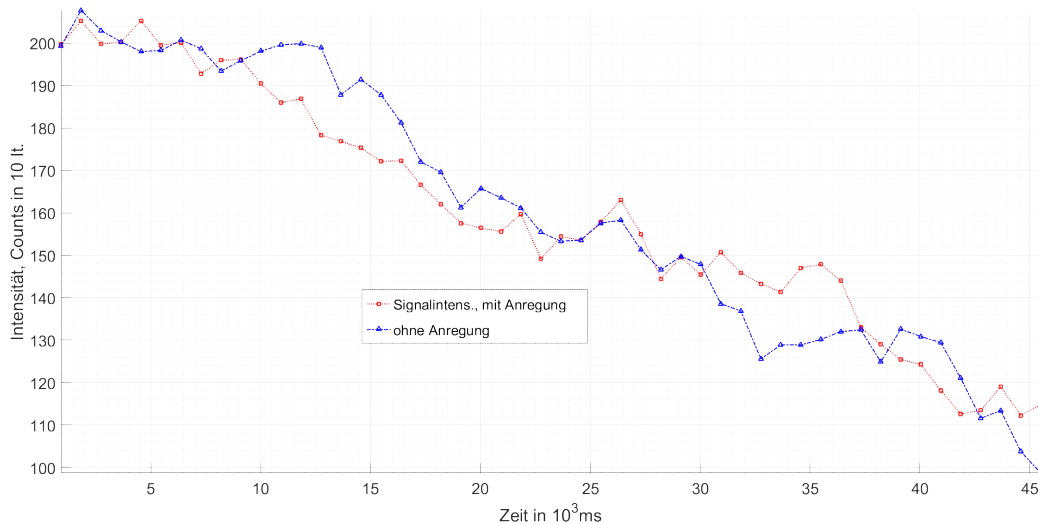


Abb. 13: Untersuchung des Intensitäts-Abfalls über der Experimentdauer. Sehr geringen Signalstärken gegenüber den Intensitäten aus Abbildung 6, welche im Bereich von 5000-10000 lagen (dort nur normiert).

Aufladungseffekten auf den Bauteilen und Raumladungen in der Falle zu minimieren. Die Abbildung 13 zeigt das Resultat von 50 äußeren und 10 inneren Iterationen.

Bei einer anfänglich, bereits außergewöhnlich niedrigen Intensität von 207 Cnts./10It. fällt das Signal mit rund 2 Cnts./1000 ms ab. Nicht aber, dass dies nur der Fall für die sekundäre Anregung wäre, sondern auch für das Signal der Referenzmessung. Dies zeigt an, dass ein konzeptionelles Problem mit dem Aufbau bzw. der Falle selbst vorliegen muss. Weitere Messungen ergaben sich als nicht aussagekräftig, da bei nachfolgenden Zyklen das Signal sogar noch schwächer wurde oder sogar in das statistische Rauschen aus Abbildung 9 über ging. Im Rahmen dieses Praktikums und eines einzelnen Versuches über 2 Tage war es uns leider nicht möglich, tiefer greifende Fehleranalysen und Problembehebungen für die vorgestellten Hindernisse durchzuführen.

5 Anhang

Literatur

- [1] Die paulfalle - eine kurze einführung. *Universität Mainz, Institut für Physik*. Zu finden unter: http://www.physik.uni-mainz.de/werth/calcium/ca_ptrap.html, 15.11.2015. 3
- [2] Praktikumsanleitung Praktikum für Fortgeschrittene. Versuch 06 : Paul-falle. *Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, Institut für Physik*. 4, 8
- [3] S. Earnshaw. On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether. *Trans. Camb. Phil. Soc*, 7:97-112, 1842. 3
- [4] W. Paul. Ein ionenkäfig, forschungsberichte des wirtschafts- und verkehrsministeriums. *Nordrhein-Westfalen*, (451), 1958. 3
- [5] J. Todd R. March. 4
- [6] F. Roßbach. 4
- [7] G. Werth H. Leuthner. Buffer-gas-cooled ion clouds in a classical paul trap: Superimposed stability diagrams and trapping capacity investigations. *Applied Physics B*. (Impact Factor: 1.86). 10/2013; 114(1-2):421-. DOI: 10.1007/s00340-013-5657-1. 6, 10, 12