

Kristalline Ionenstrahlen

Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

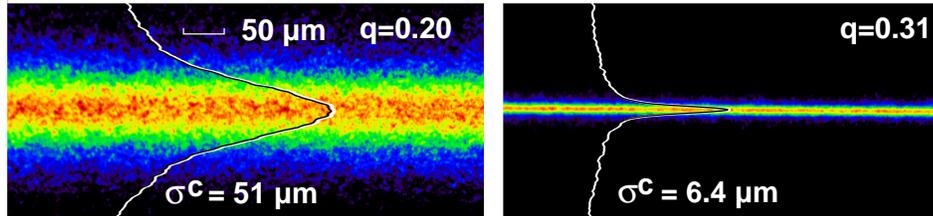
vorgelegt von
Tobias Schätz
aus München

München, den 06. November 2001

1. Gutachter: Prof. Dr. D. Habs
 2. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther
- Tag der mündlichen Prüfung: 19.12.2001

Zusammenfassung:

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Experiment PALLAS¹ mit der Zielsetzung aufgebaut, erstmals kristalline Ionenstrahlen zu erzeugen. Dabei sollten die Erfahrungen aus mehr als 16 Jahren intensiven Strebens in einem kleinen Speicherring kondensieren, um diese neue Materieform der Beschleunigerphysik zu realisieren und detaillierte Untersuchungen deren Eigenschaften, wie z.B. ihrer Stabilität zu ermöglichen.



In enger Anlehnung an das bestehende Konzept einer Paul-Ringfalle am MPQ-Garching werden durch Elektronenstoßionisation im Speicherpotential des Rings aus einem thermischen Atomstrahl $^{24}\text{Mg}^+$ -Ion erzeugt. Durch 16 segmentierte Driftrohren kann ein Potentialgradient entlang der Sollbahn erzeugt werden, wodurch die Ionen longitudinal eingeschlossen, in diskreten Schritten transportiert bzw. beschleunigt und im Strahlbetrieb gepulst werden können. Entlang einer Tangente des Speicherrings wechselwirken zwei antiparallele Kühl- bzw. Beschleunigungslaserstrahlen mit den Ionen, deren emittiertes Fluoreszenzlicht mit einer ortsauflösenden Kamera detektiert wird. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, den Strahl in einem separaten Wechselwirkungsbereich z.B. in der Geschwindigkeit zu manipulieren und zu diagnostizieren. In einem ersten experimentellen Schritt wurde die bereits in Fallen etablierte Coulomb-Kristallisation statischer Ionenensembles reproduziert bzw. Heizeffekte über die Auflösung einzelner Ionen aufgespürt und minimiert. Statische dreidimensionale kristalline Strukturen werden ohne Kühlung für einen Zeitraum von mehr als 90 s aufrechterhalten. Verglichen mit der natürlichen Zeitskala der Falle überleben die statischen Kristalle somit ca. $6 \cdot 10^8$ HF-Zyklen, in gutem Einklang mit den Ergebnissen aus MD-Simulationen für verschwindende externe Störeinflüsse. Die Überlebensdauer ungekühlter kristalliner Strukturen ist ein hochsensibler Meßfühler für die reduzierte integrale Heizleistung aller Störungen (zumindest im beobachteten Bereich).

Erst nach Realisierung dieser Rahmenbedingung kann daran gegangen werden, bei auf 1% reduzierter (Laserüberlapp/Umfang) Kühlleistung die zusätzlich auftretenden strahl- und kristallstrahlspezifischen Heizeffekte zu überwinden und zu untersuchen.

Ausgehend von einem gekühlten gasförmigen Ionenensemble lassen sich in PALLAS zwei Beschleunigungsmechanismen zur Anwendung bringen. Einerseits durch eine an die Driftrohren angelegte Potentialrampe, deren Umlauffrequenz der zunehmenden Geschwindigkeit der Ionen angepaßt wird. Andererseits durch den Lichtdruck eines parallelen Laserstrahls, der die mit steigender Geschwindigkeit der Ionen zunehmende Doppler-Verschiebung berücksichtigt. Vorerst wurden Strahlgeschwindigkeiten $v_z \in [800; 3600]$ m/s für Ionenanzahlen $\leq 3 \cdot 10^5$ untersucht.

¹PALLAS: PAUL Lasercooling Acceleration System. Für "Pallas" siehe [Hesiod700vC]

Für eine Kristallisation des beschleunigten Ensembles bedarf es nicht nur der akribischen Minimierung der Heizeffekte, sondern auch einer der linearen Ionendichte angepaßten transversalen Fokussierung. Sie stellt einerseits eine ausreichende Kopplung der transversalen Freiheitsgrade mit dem direkt kühlbaren longitudinalen Freiheitsgrad über Coulomb-Stöße sicher und definiert zudem die jeweilig stabile Kristallstruktur.

Daß es sich bei dem beschriebenen Phasenübergang eines Ionenstrahls eindeutig um die Strahlkristallisation handelt, wird durch eine vollständige Vermessung des Phasenraums einer eindimensionalen Struktur bewiesen und eine Vergrößerung der Phasenraumdicke des Strahls um sechs Größenordnungen bestimmt. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ebenfalls die Ausbildung höherdimensionaler Strukturen realisiert, wobei der direkte Vergleich zwischen statischen Ensembles und Ionenstrahlen in der selben Apparatur von essentieller Bedeutung für die Charakterisierung ist.

Für kristalline Strahlen kleiner linearer Dichte ergeben sich ungekühlt Überlebensdauern von mehr als 40 s, die auf die stark unterdrückte Ankopplung an jedwede Heizmechanismen zurückgeführt werden. Für höhere lineare Dichte entspricht die gemessene Überlebensdauer ohne Kühlung mehr als 400 ms; sie ist relativ unabhängig von der Dimensionalität der Struktur und entspricht (für $v_z \approx 2800$ m/s) mehr als 3000 Umläufen im Speicherring.

Nach dem Aufschmelzen ist die Zeitspanne bis zur Rekristallisation bei konstanten Laserfrequenzen für höherdimensionale Strukturen deutlich länger, aber ebenfalls empfindlich von der jeweiligen Ausgangslage im Stabilitätsdiagramm abhängig.

Die stark verkürzte Überlebensdauer kristalliner Strahlen gegenüber statischer kristalliner Strukturen und der damit verkleinerte Stabilitätsbereich wird detailliert untersucht. Während zu schwache Fokussierung keine ausreichende Dichte und damit effektive Ankopplung der rein longitudinalen Laserkühlung an die transversalen Freiheitsgrade erlaubt, führt zu starke Fokussierung zur Schmelze über HF-Heizung. Die verstärkte Ankopplung der Heizeffekte an das Ionenensemble erhärtet den Verdacht, daß sie durch die Bewegung des Ensembles verstärkt wird.

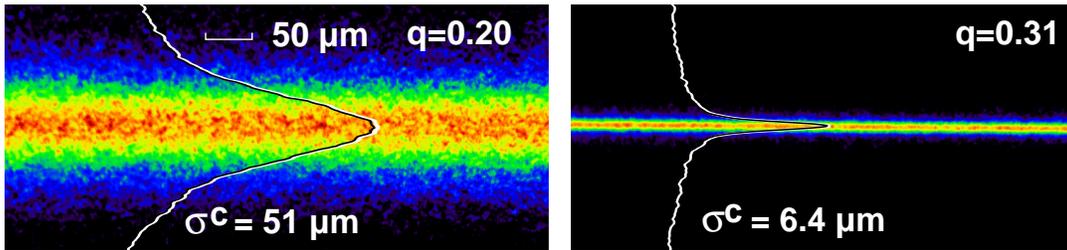
PALLAS wird (wahlweise) analog zu Hochenergiespeicherringen im Synchrotronmodus betrieben. Dabei wird der Strahl longitudinal gepulst, wobei die einzelnen Pulse kristallin bleiben bzw. wieder kristallisiert werden können. Es zirkulieren somit z.B. sechs Kristallpulse im Speicherring, deren Struktur durch die Wahl der Pulsamplitude zwischen eindimensional und bis auf Randeffekte zweidimensional variiert werden kann, ohne den Kristall aufzuschmelzen. Das Verhalten von gepulsten und kontinuierlichen Strahlen bezüglich der Stabilität unterscheidet sich nicht und eröffnet die Perspektive für Hochenergiespeicherringe, niederenergetische kristalline Strahlen zerstörungsfrei auf höchste Energien nachbeschleunigen zu können.

Im Ausblick werden die faszinierenden Perspektiven diskutiert, die sich aus der Realisierung kristalliner Ionen- und Elektronenstrahlen bei hoher Strahlenergie ergeben würden: von der Unterdrückung der spontanen Synchrotronstrahlung, über die kohärente Mößbauerartige Emission mit großen Verstärkungsfaktoren bis hin zur Verbesserung der Emittanz der Strahlen selbst.

Abstract:

Within the framework of this thesis the experiment PALLAS¹ was carried out in order to produce crystalline ion beams for the first time. The experience of more than 16 years of intense efforts had to be condensed in a small ion storage ring to create this new state of matter in accelerator physics and to explore its qualities - such as stability - in detail.

Following the concept of a Paul ring trap at the MPQ-Garching, ²⁴Mg⁺-ions are produced by electron bombardment of a thermal atomic beam in the storage potential. A potential gradient can be generated along the orbit by 16 segmented drift tubes so that the ions can be positioned, transported, respectively accelerated and pulsed round the ring. Along a tangent of the storage ring two anti parallel cooling respectively accelerating laser beams can be merged with the ion beam, the emitted fluorescence light of which is detected by a camera. In addition it is possible to manipulate and to diagnose the beam in a separate area of interaction.



In a first experimental step the Coulomb crystallization of static ion ensembles already established in traps is reproduced and heating effects are detected and minimized. Static three-dimensional crystalline structures are maintained without any cooling for a period of more than 90 s. Compared to the natural time scale of the trap, the static crystals last about $6 \cdot 10^8$ RF-cycles, quite in harmony with the result of MD-simulations concerning minimal external heating effects. The life expectancy of uncooled crystalline structures is a highly sensitive indicator for the reduced integral heating power of all disturbances (at least in the area of observation).

Once the prerequisites are secured, one can set about overcoming and examining the additionally occurring heating effects specific to beams and crystal beams (with a reduced cooling power caused by the ratio of the length of the cooling area and the ring circumference).

A cooled gaseous ensemble of ions given, two different modes of acceleration can be applied in PALLAS. On the one hand by means of a stair-like potential applied at the drift tubes, taking into account the increasing velocity of the ions by its revolving frequency. On the other hand by the pressure of light of a parallel laser beam matched to the accelerated ions by an increase of the frequency of light. First beam velocities $v_z \in [800; 3600]$ m/s for ion quantities up to $\leq 3 \cdot 10^5$ ions are investigated. To attain the crystallization of the accelerated ensembles does not only require a

¹PALLAS: PAuL Lasercooling Acceleration System. For “Pallas“ see [Hesiod700BC]

meticulous minimizing of the heating effects, but also a transversal focusing adapted to the given linear density of the ions. It secures a sufficient coupling of the transversal degrees of freedom with the longitudinal one, which can be cooled directly by the lasers by means of Coulomb scattering, and in addition defines the respective stable structure of the crystals.

A complete measurement of the phase space of a one-dimensional structure proves that the described phase transition stands for the crystallization of the ion beam with an increase of the phase space density of six orders of magnitude. Based on these results the formation of higher dimensional structures is realized; the direct comparison of static ensembles and ion beams in the same apparatus being of essential significance for their characterization.

Uncooled crystalline ion beams of lesser linear density show life times of more than 40 s, which can be explained by the strong suppression of the coupling to heating mechanisms. For higher linear densities, the life span without cooling lasts for more than 400 ms, corresponding to more than 3 000 revolutions in the storage ring, and is comparatively independent of the dimensionality of the structure.

After melting, the period of time before recrystallization for higher dimensional structures is definitely longer, but as well very sensitive to the respective initial position in the stability diagram. The considerably shortened life span of crystalline beams compared to that of static crystalline structures and the thus diminished stability are examined. While too low focusing doesn't allow sufficient density, and therefore no effective coupling of the purely longitudinal laser cooling to the transversal degrees of freedom occurs, too strong focusing leads to melting by RF-heating. The enhanced coupling to heating effects in the beam is suspected to be related to the motion of the ensemble.

PALLAS is (alternatively) operated in the synchrotron mode like high energy storage rings are. The beam is pulsed longitudinally, while it stays or becomes crystalline again. So in PALLAS e.g. six crystalline pulses circulate whose structure can be varied with the pulsing amplitude between being one-dimensional and - apart from peripheral effects - two-dimensional without melting. The behaviour of pulsed and continuous beams doesn't differ with regard to their stability and opens new perspectives for high energy storage rings, where crystalline beams might be post accelerated.

In the end there is a discussion of the prospects that might result from the realization of crystalline ion and electron beams of high energy, from the suppression of spontaneous synchrotron radiation to coherent Mößbauer-like emission with high amplification up to the improvement of the emittance of the beam itself.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| Einleitung | 1 |
| 1 Paul-Fallen und Speicherringe- Kühlung und Phasenübergänge | 5 |
| 1.1 Theorie der Paul-Falle | 5 |
| 1.2 Theorie des Speicherrings | 11 |
| 1.2.1 Transversale Fokussierung | 11 |
| 1.2.2 Longitudinale Fokussierung – Pulsen des Ionenstrahls . . | 16 |
| 1.3 Strahlheizung | 19 |
| 1.4 Laserkühlung- (Laserbeschleunigung) | 20 |
| 1.4.1 Laserkühlung - kontinuierlicher Strahl | 24 |
| 1.4.2 Laserkühlung - gepulster Strahl | 25 |
| 1.4.2.1 Kühlung in drei Dimensionen - Kopplung der Freiheitsgrade | 28 |
| 1.5 Phasenübergang- kristalline Ordnung | 30 |
| 2 Aufbau des Versuches | 38 |
| 2.1 Der Quadrupol-Speicherring PALLAS | 38 |
| 2.2 Vakuum | 46 |
| 2.3 Lasersystem | 47 |
| 2.4 Atomofen - Elektronenkanone | 50 |
| 2.4.1 Atomofen | 51 |
| 2.4.2 Elektronenkanone | 52 |
| 2.5 Ionendetektion | 55 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2.6 | Systemsteuerung - Datenaufnahme | 57 |
| 3 | Experimentelle Ergebnisse | 59 |
| 3.1 | Statische Kristalle: | |
| | PALLAS als lineare Falle | 59 |
| 3.1.1 | Ein- bis dreidimensionale $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionenkristalle | 59 |
| 3.1.2 | Heterogene Ionenkristalle - „Dunkelionen“ | 64 |
| 3.1.3 | Stabilität statischer Kristallstrukturen | 71 |
| 3.2 | Kristalliner Strahl: | |
| | PALLAS als Speicherring | 75 |
| 3.2.1 | Kontinuierliche kristalline Ionenstrahlen | 78 |
| | 3.2.1.1 Eindimensionaler Ionenstrahl | 78 |
| | 3.2.1.2 Höherdimensionale Ionenstrahlen | 83 |
| | 3.2.1.3 Stabilität kristalliner Strahlen | 88 |
| | 3.2.1.4 Nichtkristalline Strahlen | 94 |
| 3.2.2 | Gepulste Ionenstrahlen | 97 |
| | 3.2.2.1 Gepulste eindimensionale kristalline Strahlen . | 100 |
| | 3.2.2.2 Gepulste zweidimensionale kristalline Strahlen . | 102 |
| | Ausblick | 105 |
| A | Weiterführende Experimente | 110 |
| A.1 | PALLAS mit vorhandener Technologie | 110 |
| A.1.1 | Räumliche stroboskopische Diagnose | 113 |
| | A.1.1.1 Technische Voraussetzungen | 113 |
| | A.1.1.2 Stroboskopische Untersuchungen | 114 |
| A.1.2 | Zeitliche Schottky-Diagnose kalter Ionenstrahlen | 115 |
| A.1.3 | Untersuchungen an heterogenen Ionenstrahlen | 116 |
| A.2 | Entwicklung zu Hochenergiespeicherringen: | 117 |
| | A.2.1 ELISA | 117 |
| | A.2.2 TSR | 117 |
| A.3 | Kristalline Elektronenstrahlen: | 120 |

| | | |
|----------|--|------------|
| B | Aufbau des Speicherrings | 122 |
| B.1 | Speicherring | 122 |
| B.1.0.1 | Fertigung des Speicherrings | 122 |
| B.1.0.2 | Driftröhren | 122 |
| B.1.0.3 | Erzeugung des Speicherpotentials | 124 |
| B.2 | Vakuum | 129 |
| B.3 | Atomofen und Elektronenkanone | 130 |
| B.3.0.4 | Atomofen | 130 |
| B.3.0.5 | Elektronenkanone | 131 |
| C | Ionentransport - Driftröhren | 134 |
| | Literaturverzeichnis | 136 |

Einleitung

Komplexe Systeme zeigen nicht nur kompliziertes oder chaotisches Verhalten, sie können sich bei niedrigen Temperaturen in neue kooperative Formen mit kohärenten Strukturen organisieren [Hak80].

Die Physik der Phasenübergänge, bei der häufig in stark nichtlinearen Prozessen Ordnung aus Chaos entsteht, stellt eine der wesentlichen neuen Entwicklungsrichtungen der Physik dar, wobei man oftmals erst durch den Einsatz moderner Computer Einsichten in die neuen einfachen Strukturen gewinnt. Es treten faszinierende Ordnungsphänomene auf, die auch erhebliche Bedeutung in der Anwendung gewinnen können oder Ausgangspunkt für neue Arbeitsfelder sind. Erfolgreiche Beispiele sind der Laser oder das Bose-Einstein-Kondensat. Vor mehr als 15 Jahren wurde der Phasenübergang zum kristallinen Ionenstrahl, der eine neue Materieform in der Beschleunigerphysik darstellt, vorhergesagt. Kristalline Strahlen sind nicht nur die brilliantesten Ionenstrahlen, sie zeichnen sich auch durch fundamental neue Eigenschaften aus. Sie zeigen eine hohe Resistenz gegen Heizprozesse, da die Oszillationen der Ionen um Gitterpositionen, anders als die sonst in der Gasphase auftretenden strahlinternen dissipativen Stöße, kaum mehr zu einem Energieübertrag in das Ionenensemble führen, kleine Energie- bzw. Impulsüberträge werden „Mößbauerartig“ durch den Kristall als Ganzen aufgenommen, Prozesse können kohärent interferieren. Die latente Wärme des Phasenübergangs erster Ordnung führt zudem zu einer Stabilisierung des kristallinen Systems. In diesem ist nicht die Temperatur allein, sondern die auf die Coulomb-Energie normierte Temperatur entscheidend für die Beschreibung seines Zustands. Bei einem typischen Abstand der Gitterpunkte in Ionenkristallen von ca. $10\mu\text{m}$ entspricht dies aber, verglichen mit kristallinen Festkörpern ($d \approx 1\text{Å}$), einer um 15 Größenordnungen reduzierten Dichte. Dementsprechend müssen diese Plasmen zur Kristallisation auf niedrige Temperaturen in der Größenordnung mK gekühlt werden.

Erstmals wurde der Phasenübergang von einem chaotischen Ensemble geladener Teilchen zu einer geordneten Struktur 1959 von Wuerker et al. [Wuer59] beobachtet, der hochgeladene Aluminiumpartikel mit einem leichten Puffergas in einer Paul-Falle kühlte. Die Idee eines kristallinen Strahls wurde 1984

von Parkhomchuk [Par80] aufgebracht, um die im Speicherring NAP-M in Novosibirsk beobachtete Unterdrückung von Heizeffekten in einem elektronengekühlten 65 MeV Protonenstrahl zu erklären. Leider brannte der Ring ab, das Experiment konnte nicht wiederholt, die somit etwas mystifizierten Resultate konnten über Jahre hinweg nicht weiter überprüft werden.

Die ersten Beobachtungen von statischen Ionenkristallen in Fallen erfolgten 1987 durch Dietrich et al. [Died87] an lasergekühlten Mg^+ -Ionen und kurze Zeit später durch Wineland et al. [Wine87] an Hg^+ -Ionen.

Rahman und Schiffer [Schif88] sowie Hasse [Has90] untersuchten mit Simulationsrechnungen in einem statischen, harmonischen Potential Ionenkristalle in Fallen und Speicherringen. Birkl et al. [Bir92, Bir94] gelang es 1992, die MD-Simulationen für statische Kristalle detailliert zu bestätigen.

Das neue Arbeitsfeld der Ionenfallen und Laserkühlung eröffnete einen fruchtbaren Boden für hochauflösende Spektroskopie, Zeitstandards oder Realisierungsmöglichkeiten für einen Quantencomputer. Das große Interesse an kalten Ionenstrahlen zeigte sich in einer steigenden Anzahl an Schwerionenspeicherringen wie TSR, Astrid, ESR, Cryring und LEAR (LEIR), das Streben nach höherer Strahlqualität in der Weiterentwicklung der Kühlmethoden. An Hochenergiespeicherringen wurde Laserkühlung erstmals 1989 von Schröder et al. [Schro90] und Hangst et al. [Han91] realisiert, im mitbewegten Bezugssystem wurden damit longitudinale Temperaturen von einigen Milli-Kelvin erreicht. Starke indirekte transversale Kühlung wurde erstmals 1994 von Miesner et al. [Mies94] beobachtet. 1998 wurde unter Ausnutzung spezieller Speicherringeigenschaften durch einen in einer Dimension eingestrahlten Laserstrahl direkte dreidimensionale Laserkühlung erreicht [Lau98] mit interessanten, aber mehrdeutigen Resultaten bezüglich Strahlordnungseffekten [Eis00]. Trotzdem gelang es auch mit Hilfe immer ausgefeilterer Laserkühlmethoden nicht, kristalline Strahlen zu erzeugen.

Mit Elektronenkühlung wurde 1996 von Steck et al. [Ste96] am Speicherring ESR eine flüssigkeitsähnliche Nahordnung für verschiedene Strahlen kleiner Dichte, aber hochgeladener Ionen beobachtet, eine Strahlkristallisation wurde ebenfalls nicht erreicht [Has99]. In MD-Simulationen wurde gezeigt, daß auch die Resultate am NAP-M Ring bestenfalls auf solch eine Nahordnung zurückzuführen sind [Wei96].

Wie unterscheidet sich nun ein kristalliner Ionenstrahl von einer statischen kristallinen Struktur in einer Falle? Warum kann man nicht einfach eine Transformation ins mitbewegte Bezugssystem durchführen? Natürlich sind alle an statischen kristallinen Strukturen beobachteten Phänomene auf kristalline Strahlen übertragbar, in einem Speicherring treten aber zusätzliche Schwierigkeiten auf.

Die spezifischer auf Speicherringe abzielenden Fragen der Stabilität kristalliner Strahlen gegenüber Strahlattung aufgrund der Fokussierung und Defokus-

sierung durch die Quadrupolmagnete, des Schmelzens der Struktur aufgrund von Scherkräften in den Dipol-Magneten (Ionen weiter außen müßten schneller sein) und Anregungen der Eigenschwingungen der Kristalle wurden ausführlich diskutiert [Schif88, Schif96]. Einerseits steht mit der kinetischen Energie des Strahls im Laborsystem ein zusätzliches Energiereservoir zur Verfügung, aus dem der Strahl aufgeheizt werden kann. Zudem führt die beim Strahl neu auftretende Umlauffrequenz mit ihren Harmonischen bei resonanter Anregung zu neuen Aufheizmechanismen. Beim Übergang vom gasförmigen zum kristallinen Strahl nimmt die Frequenz der Schwingungen der Ionen um ihre Sollbahn bis auf Null ab, da die Teilchen im Kristall nur noch um ihre Gitterpositionen schwingen. Somit durchläuft beim Kristallisationsprozeß die Anzahl der Schwingungen der Ionen (um ihre Sollbahn) während eines Umlaufs ganze Zahlen. Auch kleine Störungen können dort den Kristall resonant aufheizen. Diese Schwierigkeiten haben den Übergang von einem gasförmigen Ionenensemble zum Strahlkristall bisher unmöglich gemacht.

Ein Ansatz für ein tieferes Verständnis der höheren Schwierigkeiten in Speicherringen führt auf eine fundamentale Frage zurück: Wie kann man überhaupt die Stabilität eines kristallinen Ionenstrahls verstehen, obwohl sich alle Ionen wechselseitig abstoßen und nicht wie beim klassischen Kristall eine Bindung zwischen den Konstituenten auftritt? Das äußere fokussierende Potential wirkt wie ein neutralisierender Hintergrund. Das Ionenensemble und das Speicherpotential bilden ein Quasi-Molekül, woraus unmittelbar verständlich wird, daß die Periodizität und Symmetrie der das Speicherpotential erzeugenden Elemente entscheidend für die Stabilität potentieller kristalliner Strukturen verantwortlich sind. Die Schwierigkeit besteht folglich darin, das Speicherpotential eines Speicherrings ähnlich symmetrisch, periodisch und störungsfrei zu gestalten, wie dies in Fallen möglich ist.

Die Idee, den Paulschen Quadrupol-Massenfilter [Paul53] zu einem Ring zu schließen, geht auf Paul selbst zurück. Er nutzte solch einen elektrischen Radiofrequenz-Quadrupol-Ring 1964 unter Zuhilfenahme eines zusätzlichen Magnetfeldes zur Beschleunigung von Elektronen nach dem Betatronprinzip [Paul64].

Interessanterweise läßt sich die Speicherung geladener Teilchen in der Paul-Falle durch ein Wechselfeld äquivalent zu der Speicherung durch die statischen Felder der Quadrupol-Magnete eines stark fokussierenden Hochenergiespeicherrings beschreiben. Alle Parameter aus der Ringfalle finden sich identisch in Hochenergiespeicherringen wieder.

Der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Quadrupol-Speicherring PALLAS ermöglicht (den MD-Simulationen zufolge [Schif96, Wei96]) aufgrund seiner hohen Symmetrie und der großen Anzahl von Fokussierungssektionen trotz star-

ker Fokussierung nur kleine Auslenkungen der Ionen von der Sollbahn und daher äußerst kleine Heizeffekte. Er eröffnet zum ersten Mal [Schat01] die Möglichkeit, kristalline Ionenstrahlen zu erzeugen und stabil zu speichern. Die Beobachtung der Strahlkristalle widerlegt die grundlegenden Zweifel an ihrer Realisierbarkeit.

Jetzt sind die detaillierte experimentelle Untersuchung der Stabilität der Strahlkristalle, der Vergleich mit MD-Simulationsrechnungen und damit die Extrapolation auf Hochenergiespeicherringe möglich.

Wenn es längerfristig gelänge, Hochenergiespeicherringe mit kristallinen Strahlen zu betreiben, dann eröffneten sich faszinierende neue Herausforderungen. Kristalline Elektronenstrahlen würden keine spontane Synchrotronstrahlung mehr emittieren (siehe [Jack75], Aufgabe 14.12), induzierte Strahlungsübergänge im Kristall häufig kohärent auftreten. Man könnte Strahlen mit um Größenordnungen höherer Dichte im Phasenraum zur Verfügung stellen und damit z. B. die Luminosität bisheriger Experimente drastisch steigern. Die Feinfokussierung und Energieschärfe eröffneten neue Anwendungsmöglichkeiten.

Führungslinie: Die Arbeit gliedert sich in drei Kapitel. Im ersten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die Speicherung geladener Teilchen in Paul-Fallen und Speicherringen dargestellt und die Gemeinsamkeiten in der Beschreibung hervorgehoben. Neben Heizmechanismen werden die Möglichkeiten der Doppler-Laserkühlung für statische und Strahlensembles sowie deren Phasenübergang bzw. die Kristallisation diskutiert. Im zweiten Kapitel wird die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Apparatur beschrieben. Im dritten Kapitel erfolgt die Darstellung der experimentellen Ergebnisse. Im Anschluß an die erzielten Resultate an statischen kristallinen Ensembles in PALLAS im Fallenmodus wird ihre Relevanz für den Strahlbetrieb diskutiert. Es wird gezeigt, daß die Kristallisation kontinuierlicher und gepulster Strahlen erreicht werden kann. Hier wird insbesondere auf den Stabilitätsbereich eingegangen, innerhalb dessen stabile kristalline Strahlen möglich sind und die Unterschiede der Heizeffekte im statischen und Strahlbetrieb verglichen.

Ein Ausblick beschreibt weitergehende Untersuchungen kristalliner Strahlen in PALLAS und diskutiert Möglichkeiten, bei Hochenergiebeschleunigern kristalline Ionen- und Elektronenstrahlen zu erzeugen.

In einem eher mit technischen Fragestellungen befaßten Anhang werden zusätzliche Details zu den jeweils in den drei Kapiteln behandelten Themen angefügt. Im Anhang „Publikationen“ sind die im Rahmen dieser Arbeit erschienenen Veröffentlichungen zum Speicherring PALLAS und kristallinen Ionenstrahlen abgedruckt.

Kapitel 1

Paul-Fallen und Speicherringe- Kühlung und Phasenübergänge

In diesem Kapitel werden die Speicherbedingungen für Ionen in einer Quadrupol-Ringfalle und in einem stark fokussierenden Speicherring diskutiert. Daraus ergibt sich der Brückenschlag in der Beschreibung von Paulfallen (dem Einschluß stationärer Ionenensembles) zu Speicherringen (dem Einschluß von Ionenstrahlen).

Im Anschluß an die Beschreibung der Speicherprinzipien werden die zu überwindenden Heizmechanismen in gasförmigen Ensembles dargestellt und die Laserkühlung stationärer Ionenensembles auf kontinuierliche und gepulste Strahlen übersetzt. Ordnungseffekte in einer flüssigkeitsähnlichen (anisotropen) und kristallinen Phase werden behandelt sowie kristall- und strahlspezifische Heizmechanismen und die resultierenden Forderungen an die charakteristischen Parameter eines Speicherrings für kristalline Strahlen erörtert.

Technische Details der in dieser Arbeit verwendeten Falle bzw. des Speicherrings und des experimentellen Aufbaus werden im anschließenden Kapitel beschrieben.

1.1 Theorie der Paul-Falle

Die Bewegung von geladenen Teilchen kann durch ihre Wechselwirkung mit elektromagnetischen Feldern beeinflusst werden.

Eine stabile Speicherung von Ionen in einem statischen Feld ist allgemein nicht möglich, da das Minimum des elektrostatischen Potentials stets in einer Elektrode liegt (Earnshaw Theorem). Eine stabile dynamische Speicherung kann z. B. durch den Einsatz oszillierender inhomogener Felder erreicht werden [Paul55]. Im folgenden wird der zweidimensionale Einschluß in einer

(ringförmigen) linearen Paulfalle beschrieben.

Wie in Abb. 1.1 b dargestellt, werden für den Einschluß eines Ions in zwei Dimensionen vier Elektroden verwendet. Dabei sind die Elektroden auf der x - bzw. y -Achse jeweils gemeinsam kontaktiert und paarweise mit einem Phasenunterschied von 180° und identischer Spannung $\Phi(t)$ beschaltet. Das Ion wird

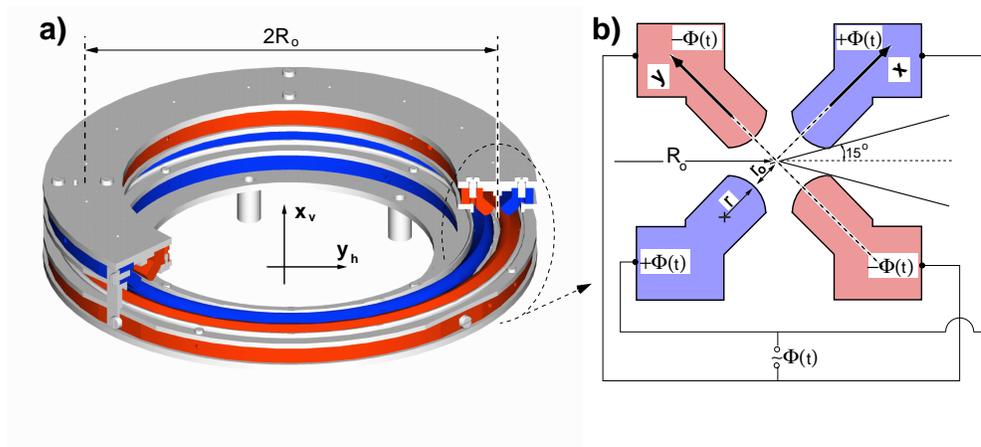


Abbildung 1.1: a) Einblick in den Radio-Frequenz-Quadrupol (RFQ), dessen feldfreie Speicherachse zu einem Kreis mit Krümmungsradius $R_0 = 57.5$ mm geformt ist. b) zeigt einen Schnitt durch die vier Quadrupol-Elektroden, die in guter Näherung ein Quadrupolfeld in der Umgebung der Speicherachse erzeugen, wenn die Speicherspannung $\Phi(t)$ jeweils an zwei paarweise gegenüberliegende Elektroden angelegt wird und die beiden Paare mit einem Phasenunterschied von 180° betrieben werden. Der minimale Abstand zwischen zwei auf der gleichen Achse x bzw. y gelegenen Elektroden mit einem Krümmungsradius der Oberfläche von $r = 2.865$ mm ergibt eine Apertur von $2r_0 = 5$ mm. Die x - und y -Achse definieren die transversalen Achsen der Falle, x_v - und y_h -Achse den vertikalen und horizontalen transversalen Freiheitsgrad, die z -Achse definiert die feldfreie Speicherachse, die dem durch die Elektroden vorgegebenen Kreis folgt.

zeitlich wechselnd in x -Richtung Fokussierung (bzw. Defokussierung), in y -Richtung Defokussierung (bzw. Fokussierung) erfahren. Durch die Inhomogenität des sich ergebenden Feldes wird das Ion durch die defokussierende Kraft schwächer nach außen als durch die weiter außen stärkere fokussierende Kraft nach innen geführt, es ergibt sich eine Netto-Fokussierung.

Da man an einer harmonischen Bewegung des Ions interessiert ist, sollte das Speicherpotential Φ harmonisch sein. In zwei Dimensionen lautet die Lösung der Laplace-Gleichung

$$\Phi(x, y, z, t) = \Phi(t) \cdot \frac{x^2 - y^2}{2r_0^2}. \quad (1.1)$$

Dabei stellt $\Phi(t)$ das Potential an den Elektroden dar, das Äquipotentialflächen mit (nahezu) hyperbolischer Oberfläche hervorruft. $2r_0$ entspricht dem minimalen Abstand zwischen zwei auf der gleichen Achse x bzw. y gelegenen Speicherelektroden (vgl. Abb. 1.1 b). Wenn zusätzlich zur Wechselspannung der Frequenz Ω eine Gleichspannung an ein Elektrodenpaar angelegt wird

$$\Phi(t) = U_{DC} - U_{HF} \cdot \cos(\Omega t), \quad (1.2)$$

dann lauten die Bewegungsgleichungen eines Ions der Masse m und der Ladung e :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{e(U_{DC} - U_{HF} \cdot \cos(\Omega t))}{r_0^2} x &= 0; \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} - \frac{e(U_{DC} - U_{HF} \cdot \cos(\Omega t))}{r_0^2} y &= 0; \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= 0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Entlang der transversalen Achsen x und y kann das Ion eine oszillatorische Bewegung vollführen, während die Bewegung in longitudinaler z -Richtung frei ist.

Man führt die dimensionslosen Stabilitätsparameter a und q und eine normierte Zeit ξ ein, mit:

$$a_x = -a_y = a := \frac{4eU_{DC}}{m\Omega^2 r_0^2}, \quad q_x = -q_y = q := \frac{2eU_{HF}}{m\Omega^2 r_0^2}, \quad \xi := \frac{1}{2}\Omega t. \quad (1.4)$$

Für eine spätere Diskussion ist es hilfreich, a (bis auf einen Vorfaktor 2) und q als das Verhältnis der maximalen potentiellen Energie eU_{DC} bzw. eU_{HF} eines Ions zur maximalen kinetischen Energie einer Oszillation ($\frac{1}{2}m\Omega^2 r_0^2$) anzusehen. Die Bewegungsgleichungen in x - und y -Richtung, hier durch ρ repräsentiert, können mit Hilfe von a , q und ξ aus Gl. 1.4 geschrieben werden als

$$\frac{d^2 \rho}{d\xi^2} + (a - 2q \cos(2\xi)) \rho = 0. \quad (1.5)$$

Dies ist die Mathieusche Differentialgleichung, deren allgemeine Lösung mit Hilfe des Satzes von Floquet gefunden werden kann:

$$\rho(\xi) = A e^{\mu \xi} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} C_n e^{2in\xi} + B e^{-\mu \xi} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} C_n e^{-2in\xi}. \quad (1.6)$$

Dabei werden die Koeffizienten A und B ausschließlich durch die Anfangsbedingungen festgelegt, während C_n und der charakteristische Exponent μ

nur durch die Stabilitätsparameter a und q bestimmt werden. Eine stabile Lösung ergibt sich für den Fall, daß μ rein imaginär ist, da sonst ein Teil der Bewegungsamplituden mit der Zeit exponentiell zunimmt. In dem von den Parametern a und q aufgespannten Raum ergeben sich mehrere von den Anfangsbedingungen unabhängige Bereiche stabiler bzw. instabiler Lösungen [Paul55, Abr84].

Abb. 1.2 zeigt den experimentell einfach zugänglichen Teil des Stabilitäts-

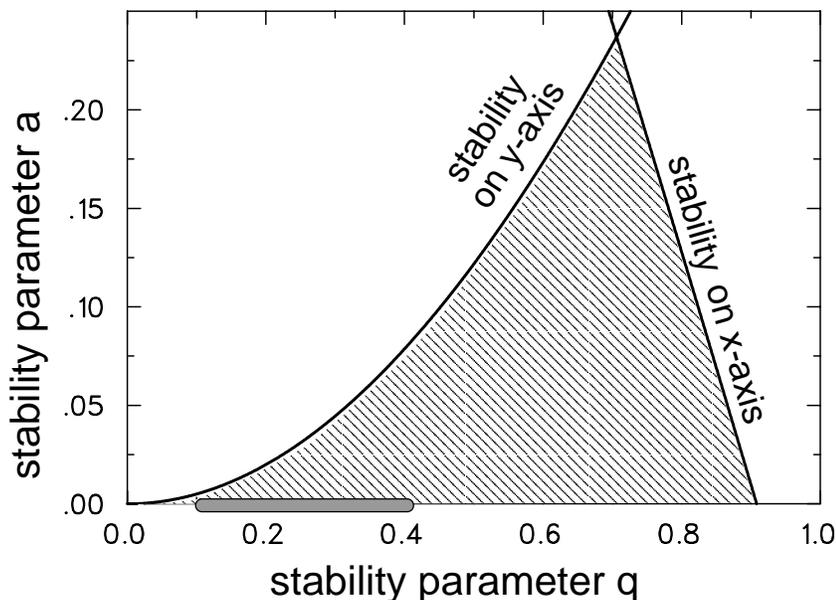


Abbildung 1.2: Ausschnitt aus dem Stabilitätsbereich in der Ebene, die durch die Stabilitätsparameter a und q aufgespannt wird. Innerhalb des schraffierten Bereichs vollführt ein Ion in beiden transversalen Dimensionen eine stabile Bewegung. Gezeigt wird lediglich der experimentell leicht zugängliche Bereich, der für $a < 0$ symmetrisch bezüglich der q -Achse verläuft. Der graue Balken markiert den Bereich, in dem im Rahmen dieser Arbeit experimentiert wurde.

diagramms, den man durch die Forderung erhält, daß die Bewegung des Ions in beiden transversalen Dimensionen stabil ist.

Bei gegebenem Verhältnis e/m eines Ions erlaubt die richtige Wahl von Speicherspannungen und Frequenz den Arbeitspunkt in dem Diagramm festzulegen.

Eine näherungsweise Lösung der Bewegungsgleichungen [Dehm67] kann gegeben werden, wenn die Stabilitätsparameter $q \ll 1$ und $a \ll q$ gewählt werden. In diesem Fall kann die Lösung der Bewegungsgleichungen aus Gl. 1.6 geschrieben werden als

$$\rho(t) = \rho_{max} \left(1 + \frac{q}{2} \cdot \cos(\Omega t) \right) \cos(\omega_{sect}). \quad (1.7)$$

Dies entspricht der Vernachlässigung aller Terme mit $|n| \geq 2$ aus der Reihenentwicklung (mit $A = B = \rho_{max}, \omega_{sec} = 1/2(-i\mu)\Omega$).

Anschaulich kann die Bewegung eines Ions in eine langsame harmonische Schwingung in einem zeitlich konstanten Pseudopotential mit der Säkularfrequenz ω_{sec} angesehen werden, der eine Mikrooszillation überlagert ist, die mit der Speicherfrequenz Ω getrieben wird und deren Amplitude ungefähr $\sqrt{2}\omega_{sec}/\Omega$ mal den Abstand des Ions von der feldfreien Speicherachse beträgt [Dehm67].

Die Ursache der Mikrobewegung ist folglich als ein Effekt zu verstehen, der Ionen betrifft, die örtlich von der feldfreien Speicherachse abweichen und damit dem Wechselfeld der Speicherelektroden unterschiedlich stark ausgesetzt sind. Im Idealfall tritt auf der Speicherachse selbst keine Mikrobewegung auf.

Das zeitlich konstante harmonische Säkular- oder Pseudopotential erhält man, wenn man das zeitlich oszillierende Speicherpotential $\Phi(t)$ aus Gl. 1.1 über eine Periode der Speicherfrequenz $(\Omega/2\pi)^{-1}$ mitteln kann. Damit wird die Mikrooszillation zunächst nicht mehr berücksichtigt. Bei verschwindendem Gleichspannungsanteil ($U_{DC}=0 \Leftrightarrow a=0$) kann das Pseudopotential $\Psi(\bar{\rho})$ wie folgt beschrieben werden:

$$\Psi(\bar{\rho}) = \frac{eU_{HF}^2}{4m\Omega^2 r_0^2} \cdot \frac{\bar{\rho}^2}{r_0^2} = \Psi_0 \cdot \frac{\bar{\rho}^2}{r_0^2}, \quad (1.8)$$

Dabei wird durch $\bar{\rho}$ der über eine Mikrooszillationsperiode gemittelte Abstand ρ von der feldfreien Achse beschrieben. Die Speicherpotentialtiefe Ψ_0 ergibt sich zu:

$$\Psi_0 = \frac{eU_{HF}^2}{4m\Omega^2 r_0^2} = \frac{1}{8}qU_{HF}. \quad (1.9)$$

In diesem Pseudopotential $\Psi(\rho)$ schwingt das Ion mit der Säkularfrequenz

$$\omega_{sec} = \sqrt{\frac{e^2 U_{HF}^2}{2m^2 \Omega^2 r_0^4}} = \frac{1}{\sqrt{8}}q\Omega. \quad (1.10)$$

Die oben genannte Voraussetzung für die Gültigkeit der Näherung ist der Forderung äquivalent, daß sich das Speicherpotential innerhalb einer Periode der Speicherspannung Ω^{-1} nur unwesentlich ändert. Unter Berücksichtigung der Gleichungen 1.10 ergibt dies

$$q \ll 1 \quad (a \ll q) \Leftrightarrow \omega_{sec} \ll \Omega. \quad (1.11)$$

Damit wird die zeitliche Mittelung des Speicherpotentials zu einem konstanten Pseudopotential gerechtfertigt.

Im Falle einer nicht verschwindenden Gleichspannung U_{DC} ($a \neq 0$) an einem Speicherelektrodenpaar wird die Entartung der transversalen Freiheitsgrade aufgehoben. Die Steilheit des Pseudopotentials wird abhängig von der Raumrichtung erhöht bzw. erniedrigt, und richtungsabhängige Säkularfrequenzen ω_{sec_x} bzw. ω_{sec_y} sind die Folge

$$\omega_{sec_{x/y}} = \sqrt{\frac{e^2 U_{HF}^2}{2m^2 \Omega^2 r_0^4} \pm \frac{e U_{DC}}{m r_0^2}} = \sqrt{\omega_{sec}^2 \pm \frac{e U_{DC}}{m r_0^2}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} \pm a} \cdot \Omega . \quad (1.12)$$

Die Näherung führt für $q < 0.4$ zu einer Abweichung $< 5\%$ [Abr84] und ist damit für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Stabilitätsparameter stets ausreichend.

Der fehlende Einschluß entlang der z -Achse führt zu keinem Verlust des Ions, da die Speicherelektroden der Falle einen geschlossenen Ring bilden. Die damit verbundene Störung des hier beschriebenen Speicherpotentials einer linearen Quadrupol-Falle ist von der Größenordnung r_0/R_0 (R_0 ist dabei der Radius der feldfreien Speicherachse, d.h. der Sollbahn des Speicherrings, wie in Abb. 1.1 gezeigt), in unserem Falle folglich kleiner als 5%.

Eine weitere Abweichung des experimentellen Aufbaus von der theoretischen Beschreibung findet ihren Ursprung in der Abweichung der Speicherelektrodenoberfläche von der theoretisch geforderten hyperbolischen Form. Aus fertigungstechnischen Gründen haben sie Zylinderform mit einem Krümmungsradius r . Die dadurch entstehenden Multipole im Speicherpotential wurden durch die Wahl des Verhältnisses $r/r_0 = 1.146$ ausreichend minimiert [Day54, Den71].

Für kleine Abstände von der feldfreien Achse ist die Näherung eines rein harmonischen Speicherpotentials damit gerechtfertigt.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden typische Werte von $\mathbf{U}_{HF} \in [50;490] \text{ V}$ entsprechend $\mathbf{q} \in [0.04; 0.4]$ und $\mathbf{a} = \mathbf{0}$ verwendet. Bei einer Speicherfrequenz $\Omega = 2 \pi \cdot 6.3 \text{ MHz}$ ergibt dies Säkularfrequenzen $\omega_{sec} \in 2\pi \cdot [90;900] \text{ kHz}$ bei Speicherpotentialtiefen von $\Psi_0 \in [0.2;25] \text{ eV}$.

Die bisher geschilderte Theorie zur Speicherung in Fallen bezog sich lediglich auf ein Ion bzw. auf Ionen, die nicht oder vernachlässigbar miteinander wechselwirken. Für dichte bzw. kalte Ensembles von Ionen müssen die Coulomb-Wechselwirkung der Ionen untereinander bzw. Raumladungseffekte berücksichtigt werden [Drew00, Hor01].

Da die transversalen Freiheitsgrade in PALLAS entartet sind und im weiteren Verlauf der Arbeit die Verwendung des horizontalen und des vertikalen Freiheitsgrades am suggestivsten erscheint, wird von nun an das in Abb. 1.1 a gezeigte, um 45° gedrehte Koordinatensystem ($x_v = x$; $y_h = y$) verwendet.

1.2 Theorie des Speicherrings

Es wird eine kurze Darstellung der Ionenbewegung in Speicherringen gegeben, um die Gemeinsamkeiten in der Beschreibung von gespeicherten Ionenstrahlen in Hochenergie-Ringen und dem im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Speichern von stationären Ionenensembles in Paul-Fallen aufzuzeigen.

1.2.1 Transversale Fokussierung

Bewegte geladene Teilchen können entweder durch magnetische oder elektrische Felder gespeichert werden. Magnetische Kräfte bieten durch ihre Zunahme mit steigender Ionengeschwindigkeit die Möglichkeit, Ionen relativistischer Energie zu speichern, und werden daher in Hochenergie-Ringen eingesetzt. Für Ionen mit kleiner Geschwindigkeit ($v_z \ll c$) ist die Fokussierung und Strahlführung durch elektrische Kräfte effizienter.

Große Speicherringe sind aus vielen FODO-Zellen, wie in Abb. 1.3 b schematisch

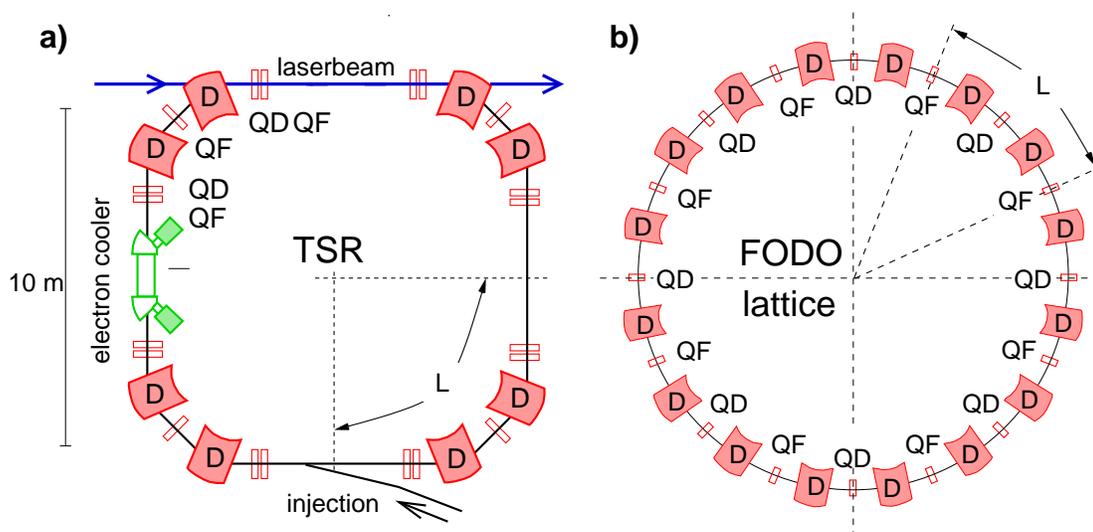


Abbildung 1.3: Schematische Skizze einer Aufsicht auf den Test-Speicher-Ring (TSR) in Heidelberg bzw. eines Speicherrings mit FODO-Struktur. In a) schließen acht Dipolmagnete D den polygonen Ionenorbit zu einem Gesamtumfang $C \approx 55.4$ m. Quadrupol-Magnete QD und QF erlauben starke Fokussierung im Synchrotron mit Periodenlänge $L = C/4$ bzw. einer Periodizität von 4. b) Die Hochenergiespeicherringen und PALLAS strukturell ähnliche Ringstruktur („lattice“) besteht aus beispielsweise acht gleichwertigen Zellen der Länge $L = C/8$ und weist damit eine Periodizität von 8 auf. Jede Zelle beginnt und endet in der Mitte eines fokussierenden Quadrupols QF . Dazwischen befinden sich ein defokussierender Quadrupol QD und zwei Ablenkmagnete D entlang von „Driftstrecken“ ohne Fokussierung O .

tisch gezeigt, aufgebaut. Dabei steht F für einen horizontal fokussierenden, D für einen horizontal defokussierenden Quadrupol, während O die Strecken ohne Fokussierung, die Driftstrecken, darstellt, die ablenkende Dipole enthalten. Hier bezeichnen wir mit der Periodizität

$$P = \frac{C}{L} \quad (1.13)$$

die Anzahl der FODO-Zellen der Länge L entlang des Ringumfangs C .

Die in der Beschleunigerphysik betrachtete Hillsche Differentialgleichung für die transversale Bewegung lautet

$$y''(z) + K(z)y(z) = 0 \quad \text{mit} \quad K(z+L) = K(z). \quad (1.14)$$

Sie stellt eine Verallgemeinerung der Mathieuschen Differentialgleichung für beliebige mit L periodische transversale Kräfte dar.

Setzt man eine oszillierende Funktion $K(z)$ der Form

$$K(z) \propto \cos\left(2\pi\frac{P}{C}z\right) \quad (1.15)$$

an, die die transversal rüctreibende Kraft parametrisiert, erhält man eine zu der in Gl. 1.3 analoge Bewegungsgleichung.

Nach Einführung des auf L normierten Orts ξ_z

$$\xi_z := \frac{1}{2} \frac{2\pi}{L} z; \quad \text{und damit} \quad K(\xi_z) = \pm (g_0 - 2g_1 \cos(2\xi_z)) = K(\xi_z + \pi); \quad (1.16)$$

kann die Hillsche Differentialgleichung aus Gl. 1.14 als eine der Gl. 1.5 gleichende Mathieusche Differentialgleichung (mit $g_0 = a$; $g_1 = q$) geschrieben werden. Setzt man Gl. 1.16 in der Gl. 1.14 ein, erhält man als stabile Lösung über den Ansatz aus Gl. 1.6 näherungsweise (für $g_1 \ll 1$ und $g_0 = 0$)

$$y(z) = y_{max} \left(1 + \frac{g_1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{L} \cdot z\right)\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_\beta} \cdot z\right). \quad (1.17)$$

Man findet als Lösung eine langwellige Betatronschwingung mit der Betatronwellenlänge λ_β und eine kleine kurzwellige Oszillation, deren Wellenlänge L sich aus der Zellenzahl P ergibt. Aus der Äquivalenz der Lösungen der Bewegungsgleichungen für Fallen (vgl. Gl. 1.7) und Speicherringe (vgl. Gl. 1.17) folgt, daß die Säkularfrequenz ω_{sec} der Betatronfrequenz ω_β

$$\frac{\omega_\beta}{2\pi} = \frac{v_z}{\lambda_\beta} \quad (1.18)$$

im Speicherring entspricht ($\omega_\beta \Leftrightarrow \omega_{sec} = \omega_{sec}/\beta$). Die Periodenlänge L der Fokussierungszelle in Speicherringen findet über die Ionengeschwindigkeit v_z ihr Analogon in der Speicherfrequenz Ω der Paulfalle,

$$\frac{v_z}{L} = \frac{\Omega}{2\pi}. \quad (1.19)$$

Läßt man anders als durch Gl. 1.15 eine globale Variation der rücktreibenden Kraft längs der Sollbahn zu, dann wird die Hillsche Differentialgleichung aus Gl. 1.14 durch eine „pseudo-harmonische“ Oszillation

$$y(z) = b\sqrt{\beta(z)} \cos\left(\int_0^z \frac{ds}{\beta(s)}\right) \quad (1.20)$$

gelöst, bei der die Amplitude b der harmonischen \cos -Funktion mit $\sqrt{\beta(z)}$ und damit mit der Betafunktion $\beta(z)$ moduliert ist und bei der die Phase $\Theta = \int_0^z \frac{ds}{\beta(s)}$ durch das Integral verzerrt wird. Die Lösung der Hillschen Differentialgleichung wird so in eine Berechnung der Beta-Funktion transformiert.

Die Darstellung der β -Funktion hat deshalb so große Bedeutung, weil $\sqrt{\beta(z)}$ der Einhüllenden, der Enveloppe des Ionenstrahls proportional ist. Man ermöglicht somit den Schritt von der Beschreibung der Einteilchentrajektorie zum Vielteilchenionenstrahl. Zusammen mit der Emittanz ϵ , die für einen Strahl gegebener Geschwindigkeit v_z unter Vernachlässigung von Kühl- und Heizeffekten eine Konstante darstellt, läßt sich mit

$$\sqrt{\epsilon \cdot \beta(z)} = R(z) \quad (1.21)$$

bei Kenntnis der Betafunktion $\beta(z)$ der lokale Strahlradius entlang der gesamten Sollbahn berechnen.

Sie kann für Spezialfälle wie das FODO-lattice analytisch angegeben werden, wird aber für reale Speicherringe numerisch bestimmt. Während bei großen Speicherringen die Eigenschaften folglich durch die genaue Angabe der ortsabhängigen Beta-Funktion $\beta(z)$ und in Bezug auf die Impulsänderung durch die ortsabhängige Dispersionsfunktion $D(z)$ beschrieben werden müssen, sind in PALLAS durch die hohe Symmetrie und Periodizität alle Punkte des Ringumfangs gleichwertig, d.h. für PALLAS gilt

$$\beta(z) = \beta_0 = \text{const.} \quad \text{und} \quad D(z) = D_0 = \text{const.} \quad (1.22)$$

Damit ergibt sich eine besonders einfache Beschreibung, PALLAS stellt das am einfachsten zu behandelnde Modellsystem dar.

In der Beschleunigerphysik [Wil92, Bry93] werden nun viele komplizierte integrale Darstellungen von Größen als Funktion von $\beta(z)$ und $D(z)$ benutzt, die sich bei PALLAS in besonders einfache Gleichungen übersetzen.

Der Tune entspricht der Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf

$$Q = \frac{C}{\lambda_{sec/\beta}} = \frac{\omega_{sec/\beta}}{\omega_z}, \quad (1.23)$$

wobei ω_z die Umlauffrequenz eines Ions im Ring ($\omega_z = 2\pi v_z/C$) darstellt. In der Beschreibung über die Beta-Funktion [Wil92] gilt mit Gl. 1.22 für PALLAS:

$$Q = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)} \Rightarrow Q = \frac{C}{2\pi\beta_0} \quad (1.24)$$

Die Phase $\Theta(z)$ aus Gl. 1.20 ergibt sich zu [Wil92]

$$\Theta(z) = \int_0^z \frac{ds}{\beta(s)} \Rightarrow \Theta(z) = \frac{z}{\beta_0} = \frac{2\pi z}{C} Q. \quad (1.25)$$

Die Dispersion $D(z)$ beschreibt die horizontale Ablage $y_D(z)$ bei einer relativen longitudinalen Impulsabweichung $\Delta p_z/p_z$ [Bry93]:

$$D(z) = \frac{y_D(z)}{\Delta p_z/p_z} = \frac{\sqrt{\beta(z)}}{2 \sin(\pi Q)} \cdot \int_0^C \frac{\sqrt{\beta(s)} \cos(\Theta(s) - \Theta(z) - \pi Q) ds}{R(s)} \quad (1.26)$$

Sie wird unter Berücksichtigung der Gl. 1.24, 1.25 und der Tatsache, daß sich der lokale Krümmungsradius $R(z)$ in den Radius des Speicherrings PALLAS $R_0 = C/2\pi$ übersetzt zu:

$$D(z) \Rightarrow D_0 = \frac{C}{2\pi} \cdot \frac{1}{Q^2}. \quad (1.27)$$

Die durch die Impulsabweichung Δp_z bedingte horizontale Ablage y_D kann man ebenfalls aus dem Gleichgewicht zwischen der zusätzlichen Zentrifugalkraft $\Delta F_z = 2mv_z\Delta v_z/R_0$ und der rücktreibenden Kraft des fokussierenden Pseudopotentials $\Delta F_\beta = 2m\omega_\beta^2 y_D$ erklären.

Für den Momentum-Compaction-Faktor α , der das Verhältnis von relativer Bahnänderung bei relativer Impulsänderung angibt, gilt [Wil92]:

$$\alpha = \frac{\frac{\Delta C}{C}}{\frac{\Delta p_z}{p_z}} = \frac{1}{C} \int_0^C \frac{D(s)}{R(s)} ds \Rightarrow \alpha = \frac{D_0}{R_0} = \frac{1}{Q^2}. \quad (1.28)$$

Die Beziehung zwischen α und Q^2 , die sonst nur näherungsweise [Bruck86] gilt, trifft hier exakt zu. Für die Übergangsenergie $E_{trans} = \gamma_{trans} \cdot m_0 c^2$ eines Speicherrings gilt:

$$\gamma_{trans} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \Rightarrow \gamma_{trans} = Q. \quad (1.29)$$

Dabei führt eine Erhöhung der Strahlenergie unterhalb der Übergangsenergie zu einer Erhöhung der Umlauffrequenz ω_z , oberhalb zu deren Erniedrigung. Bei der Übergangsenergie E_{trans} halten sich die beiden Effekte, die Vergrößerung des Bahnradius aufgrund der Zentrifugalkraft und die Verkürzung der Umlaufzeit durch die Erhöhung der Geschwindigkeit v_z , die Waage. Ionen haben dann, wie bei einem Zyklotron, unabhängig von ihrer Geschwindigkeit die gleiche

Umlaufszeit. Wegen seines großen Tunes Q ist die Übergangsenergie in PALLAS erstaunlich groß ($E_{trans} \approx \text{TeV}$).

Da die meisten großen Synchrotrone aus FODO-Zellen mit magnetischen Quadrupolen aufgebaut sind, ist es für die richtige Einordnung von PALLAS essentiell, die relevanten Speicherringparameter miteinander vergleichen zu können. In Tabelle 1.1 werden typische Werte für einige Speicherringe aufgelistet. Der

| Ring | C [m] | Q | P | $\langle D \rangle$ [m] | E_z |
|-----------|------------|----------|-----|----------------------------|-----------|
| TSR | 54 | 2.8 | 4 | 1 m | 7.3 MeV |
| LEIR | 78 | 2.7 | 4 | 3 m | 4.2 MeV/u |
| (SIS 200) | 1083 | 15 | 57 | 2 m | 21 GeV/u |
| RHIC | 3 834 | 28.8 | 90 | 0.7 m | 100 GeV/u |
| LHC | 27 000 | 60 | 184 | 1.2 m | 7 TeV |
| PALLAS | 0.361 | [12;120] | 800 | [4;400] μm | 1 eV |

Tabelle 1.1: *Typische speicherringspezifische Werte für den TSR (Heidelberg) und LEIR (CERN), stellvertretend für Schwerionenspeicherringe, sowie der geplante SIS 200 (GSI), RHIC (Brookhaven) und LHC (CERN) für Hochenergiespeicherringe im Vergleich zu PALLAS (bei $v_z = 2800 \text{ m/s}$). Für P wurde jeweils die maximal erreichbare Periodizität angegeben.*

in großen Ringen minimal erreichbare Phasenvorschub der Betatronoszillation pro FODO-Zelle ergibt sich zu:

$$\mu = 2\pi \cdot L / \lambda_\beta, \quad \mu \in [75^\circ; 90^\circ]. \quad (1.30)$$

Da die Anzahl der FODO-Zellen ungefähr proportional zum Ringumfang C anwächst, erwartet man für die unterschiedlichen Speicherringe vergleichbare Werte von $C/(2\pi Q)$. Bei PALLAS wird die stärkere Fokussierung Q durch die Verwendung elektrischer Felder erreicht. Entsprechend ist der Tune Q von PALLAS trotz seines kleinen Umfangs $C = 0.361 \text{ m}$ vergleichbar mit dem der größten Speicherringe. Dies führt jedoch bei der Dispersion zu ca. 10^5 mal kleineren Werten als bei magnetischen Speicherringen.

Bei ihnen wachsen die Kräfte der magnetischen Fokussierung mit zunehmender Ionengeschwindigkeit v_z und damit ω_z an, der Tune $Q = \omega_\beta / \omega_z$ aus Gl. 1.23 bleibt damit geschwindigkeitsunabhängig. In PALLAS ist der Tune Q aufgrund der geschwindigkeitsunabhängigen elektrischen Fokussierung (vgl. Gl. 1.10) daher geschwindigkeitsabhängig ($Q \propto U_{HF}/v_z$).

PALLAS erfüllt nach Gl. 1.23 und 1.19 mit dem wiederum geschwindigkeits-

unabhängigen Verhältnis

$$\frac{\lambda_{sec/\beta}}{L} = \frac{P}{Q} \Rightarrow \frac{P}{Q} \in [7; 66] \quad (1.31)$$

stets die für die Näherung in Gl. 1.17 notwendige Voraussetzung. $P \gg Q$ entspricht der Forderung $\Omega \gg \omega_{sec/\beta}$ im Fallenmodus (siehe Gl. 1.11).

1.2.2 Longitudinale Fokussierung – Pulsen des Ionenstrahls

Das Pulsen gespeicherter Ionenstrahlen ist eine Standardmethode der Beschleunigerphysik [Wil92]. Die zirkulierenden Ionen passieren einen Bereich im Speicherring, indem sie durch ein Wechselfeld in Strahlrichtung beschleunigt oder abgebremst und folglich longitudinal fokussiert werden können.

Das Pulsen des Strahls bringt Vorteile mit sich. Einerseits kann man die Pulse durch Erhöhen bzw. Erniedrigen der Pulsfrequenz ω_b beschleunigen bzw. abbremsen. Andererseits kann man mit der Pulsamplitude U_{bo} die Pulslänge und damit bei konstanter Ionenanzahl N die Ionendichte im Bucket variieren. Die Vorteile bei der Kühlung gepulster Strahlen werden in Abschnitt 1.4.2 angesprochen.

Der rechte Teil von Abb. 1.4 zeigt einen Speicherring des Umfangs C mit einer Driftröhre der effektiven Länge L_{eff} , durch die lokal die Pulsspannung $\mathbf{U}_b(\mathbf{t}) = \mathbf{U}_{bo} \cdot \cos \omega_b \mathbf{t}$ der Amplitude U_{bo} auf die Sollbahn durchgreift. Ist die Pulsfrequenz ω_b gerade ein ganzzahliges Vielfaches h der Sollumlaufsfrequenz ω_s ,

$$\omega_b = h \cdot \omega_s = 2\pi \cdot \frac{v_s}{C} \cdot h, \quad (1.32)$$

so besteht nur für ein Ion mit der Sollgeschwindigkeit $v_z = v_s$ die Möglichkeit (bei richtiger Phasenlage), das Feld stets im Nulldurchgang zu durchlaufen und keine Beschleunigung zu erfahren. Ionen, die in Ort oder Geschwindigkeit von der Lage des Sollions abweichen, erfahren die im oberen linken Teil von Abb. 1.4 dargestellte, über den Ringumfang gemittelte Kraft

$$\langle F_b(t) \rangle = -\frac{eU_{b_{eff}}}{C} \cdot \sin(\omega_b t); \quad U_{b_{eff}} = 2U_{bo} \sin\left(2\pi \frac{h L_{eff}}{C} \frac{z}{2}\right). \quad (1.33)$$

Dabei wird durch die Einführung einer effektiven Pulsspannung $U_{b_{eff}}$ der Tatsache Rechnung getragen, daß für ein Ion im Flug durch die Driftröhre lediglich die Potentialänderung zwischen Ein- und Wiederaustritt berücksichtigt werden darf.

In erster Näherung kann das longitudinal einschließende Potential (Bucket) als harmonisches Potential $U_b(z)$ angesehen werden, das mit der Sollumlaufsfrequenz ω_s mit dem Ion der mittleren kinetischen Energie $E_s \approx \frac{1}{2}mv_s^2$ zirkuliert. Da ein zu schnelles Ion abgebremst und ein zu langsames Ion beschleunigt

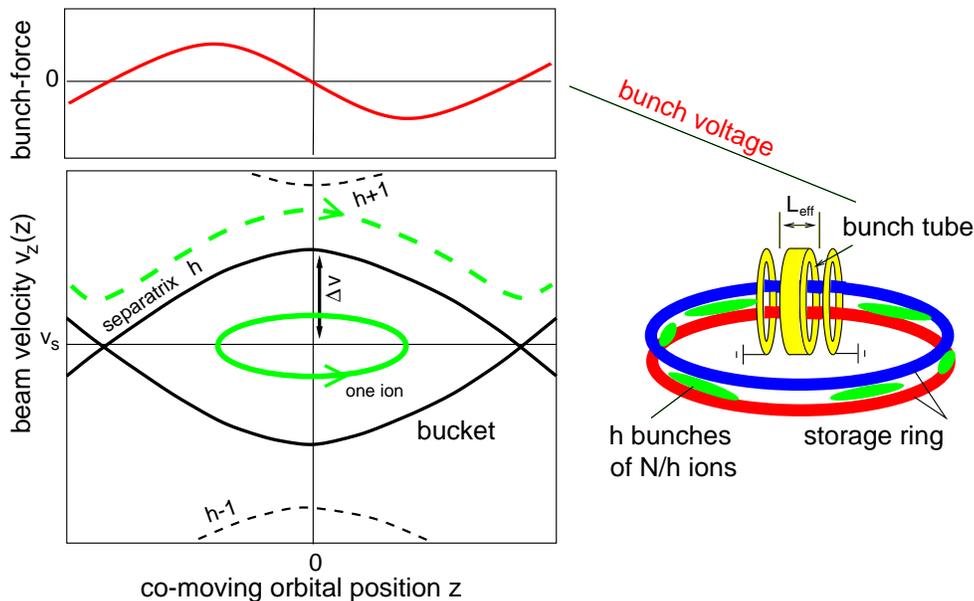


Abbildung 1.4: *Prinzip des Strahlpulsens.* Auf der rechten Seite ist ein Speicherring skizziert, an den lokal ein longitudinal wirkendes Wechselfeld angelegt wird. Ist die Frequenz dieses Feldes gerade ein ganzzahliges Vielfaches h der Umlauffrequenz, wird der vorerst kontinuierliche Strahl in h Ionenpulse moduliert. Auf der linken unteren Seite ist die Trajektorie eines einzelnen Ions im Phasenraum des mitbewegten Bezugssystems gezeigt, das der im oberen Bildabschnitt gezeigten, aus dem Wechselfeld resultierenden Puls kraft unterworfen ist. Die Separatrix definiert den Bereich (Bucket), in dem diejenigen Ionen geschlossene Synchrotronschwingungen ausführen, deren maximale Geschwindigkeit $v_z(0)$ sich um weniger als Δv von der Sollgeschwindigkeit v_s unterscheidet.

wird (Prinzip der Phasenfokussierung), oszilliert das Ion im Bucketpotential $U_b(z)$ mit der Synchrotronfrequenz ω_{syn} um die Sollposition z_0 ,

$$U_b(z) = \frac{1}{2e} m \omega_{syn}^2 (z - z_0)^2 ; \quad \omega_{syn} = \omega_s \sqrt{\frac{e U_{b_{eff}} h}{4\pi E_s}}. \quad (1.34)$$

Für die weitere Beschreibung des Verhaltens eines Ions im Bucket ist eine Betrachtung der Trajektorie im Phasenraum hilfreich. Wie im unteren linken Teil von Abb. 1.4 gezeigt, trägt man die Geschwindigkeit $v_z(z)$ eines Ions gegen seinen Abstand vom Minimum des mit der Sollgeschwindigkeit v_s mitbewegten Buckets auf (gleichbedeutend mit einer Auftragung gegen eine zeitliche Ablage von der Sollphase der Pulsspannung). Die „Trajektorie“ eines Sollions entspricht hier einem Punkt, dem Kreuzungspunkt der Achsen. Die Trajektorie eines Ions mit Ablage in Ort bzw. Geschwindigkeit wird durch die exemplarisch dargestellte Ellipse beschrieben.

Charakteristisch für die Tiefe des Buckets wird eine Breite in der Geschwindig-

keit Δv definiert. Sie beschreibt den maximalen Abstand der Separatrizen auf der Geschwindigkeitsachse, die den Bereich im Phasenraum eingrenzen, in dem Ionen im Bucket stabil schwingen können. Diese Breite ergibt sich zu:

$$\Delta v = \sqrt{\frac{2eU_{b_{eff}}}{\pi m h}}. \quad (1.35)$$

Für eine Geschwindigkeit $v_z(z)$ außerhalb des Bucketfangbereichs ($|v_z(0) - v_s| > \Delta v$) läuft das Ion geschwindigkeitsmoduliert über das Bucket hinweg. Die modellhafte Näherung eines mitbewegten Buckets (das ja lediglich lokal erzeugt wird) ist gültig, solange die kinetische Energie des Ions groß ist gegen die Energieänderung bei einem Umlauf bzw. solange die Synchrotronfrequenz deutlich kleiner als die Umlauffrequenz ist ($\omega_{syn} \ll \omega_s$) [Wil92].

Für einen typischen gebunchten Strahl in PALLAS ($v_s = 2550$ m/s bzw. $E_s \approx 1$ eV, $C = 361$ mm) erhält man eine Sollumlauf Frequenz ω_s der Größenordnung $2\pi \cdot 7$ kHz. Für eine Pulsfrequenz, die dem sechsfachen ($h=6$) der Umlauffrequenz ($\omega_b = 6 \cdot \omega_s \approx 2\pi \cdot 42$ kHz) bzw. sechs Ionenpulsen im Speicherring entspricht, erhält man bei einer typischen Pulsamplitude $U_{bo} \approx 14$ mV am Ort der Sollbahn, bei einer effektiven Länge der Driftröhre von 22 mm, eine Synchrotronfrequenz von

$$\omega_{syn} \approx \omega_s \cdot 0.1. \quad (1.36)$$

Im Vergleich dazu beträgt in großen Synchrotronen das Verhältnis $\omega_{syn}/\omega_s \approx 10^{-3}$. Die Pulsspannung ist damit in PALLAS sehr hoch; dementsprechend erfolgt eine starke Kompression des Strahls in den Buckets.

Ionen mit einer Abweichung $\Delta v < 100$ m/s von der Sollgeschwindigkeit v_s (vgl. Gleichung 1.35) werden eine Synchrotronoszillation in ca. 10 Umläufen im Ring vollführen, wodurch die durch die Ungleichung ($\omega_{syn} \ll \omega_s$) beschränkte Näherung des mitbewegten Buckets noch gerechtfertigt ist.

Bei dichten oder kalten Strahlen muß zusätzlich zu dem geschilderten Einzelteilchenmodell die Wechselwirkung der Ionen im Puls berücksichtigt werden. Ähnlich wie in statischen Potentialmulden führt dies dazu, daß die Raumladung der Ionen das Bucketpotential gerade ausgleicht und sich im mitbewegten Bezugssystem ruhende Ionenensembles ausbilden können.

1.3 Strahlheizung

Die Energie der Mikrooszillation entspricht weder in Fallen noch in Speicherringen einer zufälligen Ionenbewegung. Es handelt sich um eine erzwungene Bewegung der Ionen, deren mittlere kinetische Energie folglich keiner Temperatur zugeordnet werden kann [Schif00].

Die kinetische Energie der Oszillationen stellt jedoch, genauso wie die kinetische Energie des Strahls, ein Energiereservoir dar, aus dem Energie in das Ionenensemble eingekoppelt werden kann, die von den Speicher- bzw. Fokussierungsfeldern oder der Nachbeschleunigung auf die ursprüngliche Strahlenergie nachgeführt wird. Die Heizung erfolgt durch die Ankopplung der inneren Freiheitsgrade des Ensembles an diese Energiereservoirs.

Der bedeutendste Kopplungsmechanismus gasförmiger Ensembles wird durch dissipative Stöße der Ionen untereinander verursacht. Nach dem Aufeinandertreffen der beiden Einzeltrajektorien und dem damit verbundenen Stoß befinden sich die Ionen außer Phase zu der getriebenen Oszillation, z. B. der Phase des Fokussierungsfeldes. Dieses zwingt sie anschließend wieder in Phase und führt dem Ensemble die zur Wiederherstellung der erzwungenen Schwingung notwendige Energie zu. In Paulfallen wird der Transfer von Oszillationsenergie in Temperatur als HF-Heizung bezeichnet. In Speicherringen erfolgt die Bezeichnung analog (HF- oder Enveloppenheizung); hinzu kommt die Möglichkeit, daß Ionen nach einem Stoß ihren Abstand zu der durch ihren Impuls p_z definierten Sollbahn geändert haben und folglich mit größerer Betatronamplitude oszillieren, d.h. die sog. dispersive Heizung auftritt. Die Kopplungsmechanismen werden zusammenfassend als Intra Beam Scattering (IBS) bezeichnet [Mies96, Wei96]. Nach dezidierten MD-Simulationen und experimenteller Bestätigung der IBS-Theorie skalieren die Heizraten in Speicherringen für kontinuierliche gasförmige Ionenstrahlen proportional zur Strahlenergie E_z , für gepulste Strahlen proportional zu $E_z^{3/2}$ [Wei94]. PALLAS bietet mit seiner vergleichsweise kleinen Strahlenergie besonders günstige Verhältnisse.

Die Ankopplung über IBS und mit ihr die Heizung werden durch eine Erhöhung der dissipativen Stoßrate verstärkt. Daher führt die Kühlung, d.h. die Vergrößerung der Phasenraumdicke des gasförmigen Ensembles, solange zu einer verstärkten Heizung, bis sie sich mit der Kühlrate im Gleichgewicht befinden. Erst wenn Ordnungseffekte im Ensemble eine Rolle spielen und sich Ionentrajektorien daher weniger kreuzen, wird die Ankopplung über IBS stark unterdrückt und neue Heizeffekte gewinnen an Bedeutung. Diese werden im Anschluß an die Ordnungseffekte in Abschnitt 1.5 beschrieben.

Neben dem unerwünschten Heizeffekt über IBS ist dieser Kopplungsmechanismus, wie am Ende des Abschnitts 1.4.2.1 näher erläutert, ebenfalls für den zur Kristallisation essentiellen Energieaustausch zwischen den Freiheitsgraden, d.h. für die Ankopplung der rein longitudinal wirkenden Laserkühlkraft

an die beiden nicht direkt kühlbaren transversalen Freiheitsgrade verantwortlich [Mies96].

1.4 Laserkühlung- (Laserbeschleunigung)

Um der Heizrate im Ensemble entgegenwirken, bzw. sie überwinden zu können, stehen in Fallen und Speicherringen zahlreiche Kühlmethoden zur Verfügung [Wei96].

Die direkte Laserkühlung ist nur bei einer beschränkten Anzahl von Schwer-

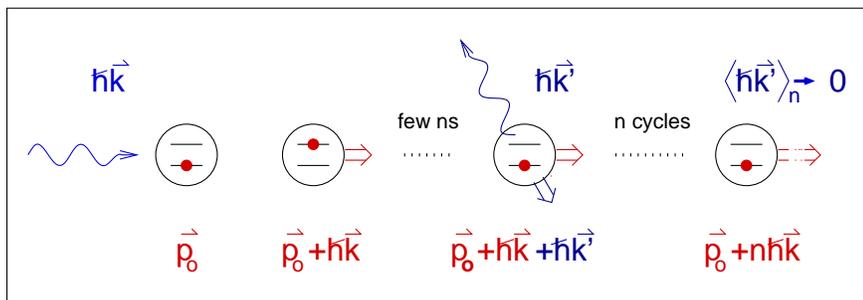


Abbildung 1.5: Veranschaulichung der Laserkraft bzw. des Lichtdrucks. Bei der Absorption eines Photons wird der Impuls gerichtet auf das Ion übertragen, während die Emission symmetrisch in alle Raumrichtungen erfolgt, sich im Zeitmittel folglich nahezu (\rightarrow Doppler-Kühlgrenze) aufhebt.

ionen [Hab95] einsetzbar, ist aber die longitudinal bei weitem effizienteste. Sie erlaubt zudem eine Vermessung des gesamten Phasenraums über die Detektion des von den Ionen gestreuten Fluoreszenzlichts. Von den zahlreichen verschiedenen Laserkühlmethoden soll hier die für diese Arbeit relevante Doppler-Laserkühlung sowie ihre Ankopplung an die transversalen Freiheitsgrade behandelt werden. Für eine ausführlichere Darstellung wird auf die Referenz [Met99] verwiesen.

Laserbeschleunigung beruht auf dem Impulsübertrag der Laserphotonen auf die Ionen in einem resonanten Wechselwirkungsprozeß. Reicht die Energie der Photonen aus, den atomaren Übergang des Ions anzuregen, werden sie absorbiert und übertragen ihren Impuls auf das Ion, wie in Abb. 1.5 dargestellt. Die in der Folge symmetrisch emittierten Photonen liefern im Zeitmittel (nahezu) keinen Nettoimpuls, das Ion wird parallel zum Laserstrahl beschleunigt.

Haben die Photonen wegen einer gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmte Laserfrequenz zu wenig Energie, können diese nur Ionen, die sich den Photonen entgegenbewegen absorbieren (aufgrund der Energieverschiebung

durch den Doppler-Effekt). Setzt man entlang der gleichen Achse eine vergleichbare Gegenkraft gegen die Lichtkraft des rotverstimmten Lasers, so ist das Ion stets einer Kraft ausgesetzt, die seiner Bewegungsrichtung entgegengesetzt ist. Für ein Ionenensemble entspricht die Reduzierung der Geschwindigkeit und damit der Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Ionen einer Kühlung. Äquivalent kann dies dadurch ausgedrückt werden, daß Photonen kleinerer Energie absorbiert, aber bei der Übergangsfrequenz emittiert werden, wobei die Energiedifferenz gerade einer Reduktion der Zufalls- und damit thermischen Energie (auf ein Ensemble bezogen) entspricht.

Auf die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Laserkraft, die nicht nur bei endlicher Temperatur, sondern auch bei Ionenensembles mit kollektiver Geschwindigkeit (im Strahl des Speicherrings) bedeutsam ist, wird im folgenden näher eingegangen.

Der Doppler-Effekt führt zu einer starken Abhängigkeit der Laserkraft $F(v_z)$ von der Ionengeschwindigkeit v_z bzw. der Laserfrequenz ω_L (siehe Abb. 1.7 a)

$$F(v_z) = \frac{1}{2} \hbar k_L S \Gamma_L \frac{(\Gamma_L/2)^2}{(\delta - v_z k_L)^2 + (\Gamma_L/2)^2 (1 + S)}, \quad (1.37)$$

wobei $\delta = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung der Laserfrequenz ω_L gegen die atomare Übergangsfrequenz ω_0 und $k_L = 2\pi/\lambda_L$ für die Wellenzahl des absorbierten Photons beschreibt. Γ_L repräsentiert die natürliche Linienbreite $\Gamma_L = 1/\tau$, wobei τ für die Lebensdauer des atomaren Übergangs steht. Der Sättigungsparameter S ist gegeben als $S = I/I_s$, wobei I die Laserintensität darstellt und die Sättigungsintensität I_s gegeben ist als:

$$I_s = \frac{2\pi^2 \hbar c \Gamma_L}{3\lambda_L^3}. \quad (1.38)$$

Die Sättigungsintensität ist erreicht, wenn die Wahrscheinlichkeit für die spontane bzw. induzierte Emission gerade gleich hoch ist. Die Experimente im Rahmen dieser Arbeit wurden mit linear polarisierten Photonen durchgeführt. Demnach tritt keine induzierte Emission zirkular polarisierter Photonen auf, während bei der spontanen Emission diese zusätzlichen Pfade möglich sind, wie in Abb. 1.6 gezeigt. Um dennoch ein Sättigungsgleichgewicht zwischen spontaner und induzierter Emission zu erreichen, muß die induzierte Emission erhöht, folglich mit höherer Laserintensität eingestrahlt werden. Dieser Notwendigkeit trägt eine Multiplikation mit dem inversen quadrierten Clebsch-Gordan Koeffizienten des linear polarisierten Übergangs Rechnung. Die Sättigungsintensität ergibt sich in diesem Fall zu $I_s = 254 \text{ mW/cm}^2 \cdot 3 = 762 \text{ mW/cm}^2$.

Wie sich aus Abb. 1.6 zudem erschließen läßt, wird das Fluoreszenzlicht nicht isotrop emittiert. Die Abstrahlcharakteristik der linear polarisierten (π) Komponente ist dipolar, während sich die der zirkular polarisierten (σ^+ bzw. σ^-) aus einem isotropen und einem Dipolanteil zusammensetzt [Weis78]. Da sich die

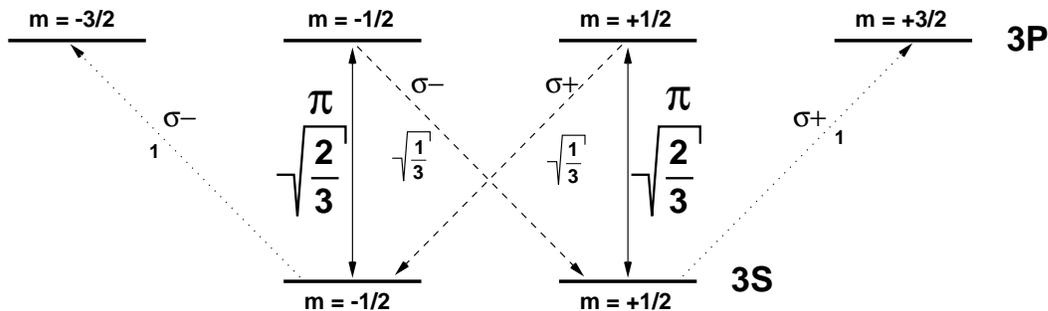


Abbildung 1.6: Vereinfachtes geschlossenes Zweiniveau-Schema des $3^2S_{1/2} \longleftrightarrow 3^2P_{3/2}$ Übergangs des $^{24}\text{Mg}^+$ -Ion vom Grund- in den ersten angeregten Zustand und zurück. Die griechischen Buchstaben geben die Polarisation der beteiligten Photonen an. Die durchgezogenen Pfeile versinnbildlichen die möglichen An- und Abregungswege, die gestrichelten zeigen die Wege, die lediglich über spontane Emission gangbar sind, da im Verlauf dieser Arbeit mit rein linear polarisiertem Licht gearbeitet wurde. Die gepunkteten Pfeile zeigen die für linear polarisiertes Licht entfallenden Möglichkeiten. Die Zahlen an den Pfeilen stehen für die jeweiligen Clebsch-Gordan Koeffizienten der Emission.

Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Emissionspfade proportional zu dem Quadrat der Clebsch-Gordan Koeffizienten verhalten, läßt sich die winkelabhängige Abstrahlcharakteristik schreiben als [Weis78, Mad98]

$$I(\theta) \propto \left(\sqrt{\frac{1}{3}}\right)^2 \cdot \frac{3}{4} \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}\right) + \left(\sqrt{\frac{2}{3}}\right)^2 \cdot \frac{3}{4} \sin^2 \theta = \frac{2}{8} + \frac{3}{8} \sin^2 \theta. \quad (1.39)$$

Dies ergibt einen maximalen Faktor von 2.5 im Unterschied der Fluoreszenzraten in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel $\theta_{min} = 0$ bzw. $\theta_{min} = \pi/2$. Die Höhe dieses Ergebnisses ist jedoch durch den nicht verschwindenden beobachteten Raumwinkel zu relativieren (Bei $\Delta\theta \approx 30^\circ$ in unserem Fall ergibt sich ein Faktor von 1.3).

Bei nichtverschwindender Laserintensität $I \ll I_s$ tritt mit $\Gamma_{Ls} = \Gamma_L \sqrt{1 + S}$ eine Verbreiterung der natürlichen Linienbreite und damit des Laserkraftprofils auf.

Eine Erhöhung der Laserintensität führt, wenn sich schon ein relevanter Anteil von Ionen im angeregten Zustand befindet, zu einer asymptotischen Annäherung der Amplitude proportional zu $S/(1 + S)$ an den Maximalwert (entsprechend 50% der Ionen im angeregten Zustand).

Die abnehmende Absorptionswahrscheinlichkeit bei zunehmender Verstimmung δ gegen die Resonanzfrequenz führt dazu, daß höhere Laserintensität bei größerer Verstimmung δ notwendig ist, um den Übergang zu sättigen. Dies führt zu der Verbreiterung proportional zu $\sqrt{1 + S}$.

Einseitig und ohne Gegenkraft wirkt die beschriebene Laserkraft lediglich

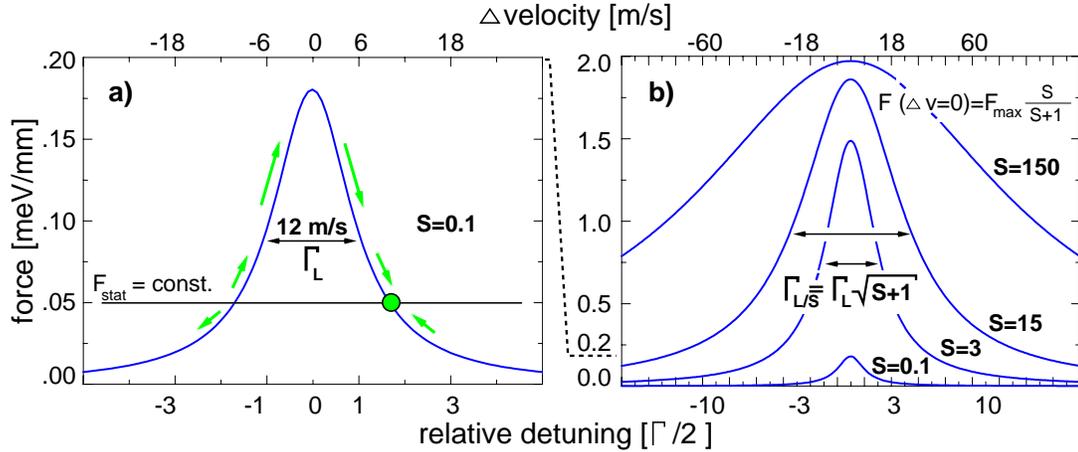


Abbildung 1.7: a) zeigt das Lorentzprofil (blau) der Laserkraft bei einem Sättigungsparameter $S = 0.1$ in Abhängigkeit von der Laserverstimmung bzw. der relativen Geschwindigkeit Δv der Ionen. Zudem ist eine geschwindigkeitsunabhängige Kraft (schwarz) eingetragen, die zusammen mit der Laserkraft einen stabilen Punkt im Geschwindigkeitsraum festlegt, auf den die Ionen gekühlt werden. b) zeigt die Abhängigkeit des Laserkraftprofils gegen die in a) genannten Achsen für unterschiedliche Laserintensitäten. Hier wird verdeutlicht, daß eine Zunahme der Laserintensität I_s für $S > 1$ in erster Linie zu einer Sättigungsverbreiterung der natürlichen Linienbreite, aber kaum mehr zu einer Erhöhung der Laserkraft führt.

in einer Dimension beschleunigend auf ein Ionenensemble. Um eine Kühlung entlang der Laserstrahlachse erreichen zu können, benötigt man eine für alle Ionen identische und stabile Endgeschwindigkeit. Dies wird erreicht, indem eine zusätzliche Kraft vergleichbarer Amplitude, aber entgegengesetzten Vorzeichens eingeführt wird. Es kann sich dabei, wie in Abb. 1.7 a dargestellt, um ein elektrisches statisches Feld, aber auch ein Wechselfeld oder einen gegenläufigen zweiten Laserstrahl handeln.

Für Experimente an stationären Ensembles in Fallen reicht es aus, eine statische Potentialmulde zu erzeugen, gegen deren Gradienten die Ionen von dem Kühlaserstrahl geschoben werden können, oder den Kühlaserstrahl nach der Passage durch das Ionenensemble in sich selbst zurückzuspiegeln und somit von beiden Seiten gleichermaßen rotverstimmt einzustrahlen.

Für Ionenstrahlen in Speicherringen muß der durch die Flugrichtung vorgegebenen und damit von zwei Seiten unterschiedlichen Doppler-Verschiebung durch unterschiedliche Laserfrequenzen Rechnung getragen werden (im mitbewegten Bezugssystem des Ions wieder gleichermaßen rotverstimmt: $\omega_1 = \omega_0 + v_z k_{L1}$, $\omega_2 = \omega_0 - v_z k_{L2}$). Dies wird im Folgenden für kontinuierliche bzw. gepulste Ionenstrahlen dargestellt. Für gepulste Ionenstrahlen wird zudem die Möglichkeit beschrieben, die den Strahl pulsende Kraft selbst als Gegenkraft zu verwenden.

1.4.1 Laserkühlung - kontinuierlicher Strahl

In dem mit dem Strahl mitbewegten Bezugssystem sehen die Ionen die Frequenz ω_{L2} eines gegenläufigen Laserstrahls zu höherer (blau) bzw. des parallelen ω_{L1} zu niedrigerer (rot) Frequenz verstimmt. Die resultierende Kraft zweier gegenläufiger Laserstrahlen kann angegeben werden als

$$F(v_z) = \hbar k_L \frac{\Gamma_L}{2} \cdot \left[\frac{(\Gamma_L/2)^2 S_1}{(\delta_1 - v_z k_{L1})^2 + (\Gamma_L/2)^2 (1 + S_1)} - \frac{(\Gamma_L/2)^2 S_2}{(\delta_2 - v_z k_{L2})^2 + (\Gamma_L/2)^2 (1 + S_2)} \right] \quad (1.40)$$

Aus Gleichung 1.40 geht hervor, daß die beiden Laserkräfte sich, für den Fall gleicher Intensität ($S_1 = S_2$), gegenseitig bei identischen Laserverstimmungen aufheben. Wählt man die für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimen-

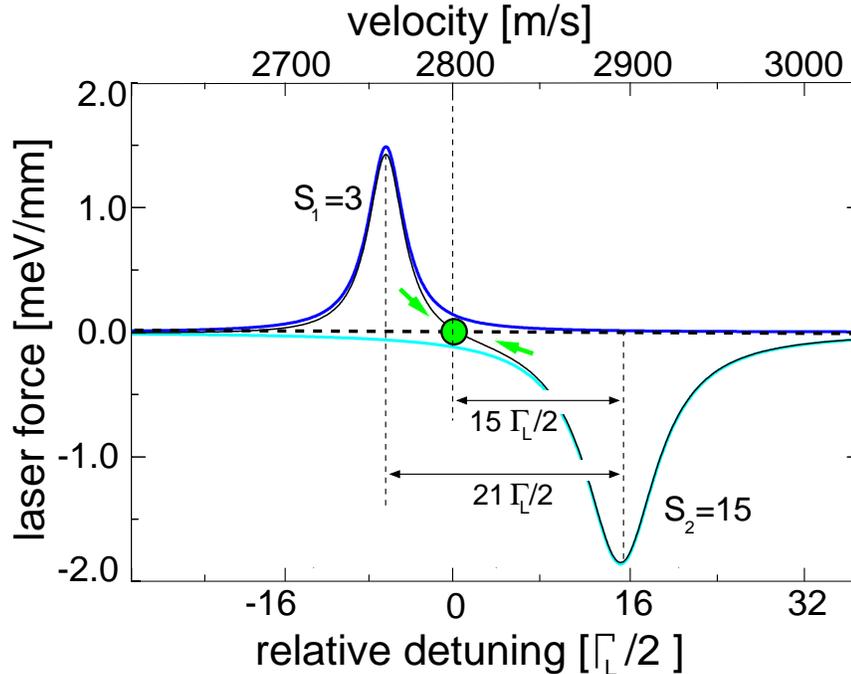


Abbildung 1.8: *Laserkraftprofile zweier gegenläufiger Laserstrahlen (blau bzw. türkis), sowie die resultierende Gesamtkraft (schwarz) in Abhängigkeit von der Laserverstimmung bzw. der Geschwindigkeit der Ionen. Die Wahl der Parameter entspricht typischen Werten der Experimente an kontinuierlichen Strahlen.*

te notwendigen Parameter, stellt sich die in Abb. 1.8 dargestellte Situation ein. Da hier die Laserstrahlen unterschiedliche Intensität besitzen, stellt sich ein Gleichgewicht der Kräfte bei unterschiedlichen Verstimmungen gegen die Resonanzfrequenz ein. Die Kräfte der beiden Laserstrahlen definieren somit

analog zu der in Abb. 1.7 dargestellten Situation einen stabilen Punkt im Geschwindigkeitsraum, die Ionen werden beschleunigt bzw. abgebremst, um ihn zu erreichen, werden folglich auf diesen stabilen Punkt gekühlt. Die Verstimmung wird dabei deutlich größer gewählt als für ein stationäres Ionenensemble. Dies ist für Ionenstrahlen notwendig, da die zur natürlichen Linienbreite Γ_L äquivalente Breite im Geschwindigkeitsraum (siehe Abb. 1.7 a) lediglich 12 m/s beträgt, also klein gegenüber Geschwindigkeitsänderungen durch z. B. strahlinterne Stöße ist. Die Vergrößerung des effizienten Kühlbereichs, in dem Ionen, nach potentieller Aufheizung, wieder rasch ins kalte Ensemble zurückgewonnen werden können, muß dabei allerdings durch eine reduzierte Fluoreszenzrate der einzelnen Ionen erkauft werden (wie auch in Abschnitt 2.5 und 3.2 erörtert).

1.4.2 Laserkühlung - gepulster Strahl

Die Laserkühlung gepulster Strahlen wurde am Speicherring ASTRID entwickelt [Han93] und u. a. am Speicherring TSR eingesetzt. Dabei wird die in Abschnitt 1.2.2 eingeführte longitudinal fokussierende Kraft als Gegenkraft für den Kühllaser genutzt.

Ein Ion gelangt im Verlauf einer Synchrotronschwingung im mit der Sollgeschwindigkeit v_s mitbewegten Bucket zweimal in Resonanz mit der Laserfrequenz. In einem Fall wird das Ion durch das Bucket im Laborsystem beschleunigt, im anderen abgebremst. Verläuft der Laser parallel mit dem Ionenstrahl, so wirkt der Lichtdruck in beiden Fällen beschleunigend.

Der Kühlprozeß kann in dem in Abb. 1.9 dargestellten Phasenraum anschaulich gemacht werden. Die Synchrotronoszillationen werden mit Hilfe der beschleunigenden Spontankraft gedämpft, wenn die Resonanzgeschwindigkeit v_{res} kleiner als die Sollgeschwindigkeit v_s , bzw. die Laserfrequenz rotverstimmt gewählt wird.

Gelangt das im Bucket zurückschwingende, im Laborsystem verlangsamte Ion mit der Laserfrequenz in Resonanz, so wirkt die Laserbeschleunigung einer Geschwindigkeitsänderung entgegen. Das Ion wird im Geschwindigkeitsraum festgehalten und kommt trotzdem dem ihm örtlich entgegenlaufende Bucketminimum näher. Nach dem Durchlauf durch den Laserstrahl folgt das Ion daher einer Trajektorie kleinerer Synchrotronamplitude. Gelangt das im Bucket zurückschwingende, im Laborsystem nun aber beschleunigte Ion zum zweitenmal in Resonanz mit der Laserfrequenz, tritt der inverse Effekt auf. Im Laborsystem wird das Ion nun durch das Bucket beschleunigt (v_z steigt in Richtung v_s an) und erfährt durch den Laserstrahl zusätzliche Beschleunigung. Durch das „Anschieben“ des Lichtdrucks anstelle des vorherigen „Haltens“ gegen die Pulskraft verkürzt sich die Wechselwirkungszeit deutlich, so daß der Effekt gegenüber dem erstbeschriebenen vernachlässigbar bleibt.

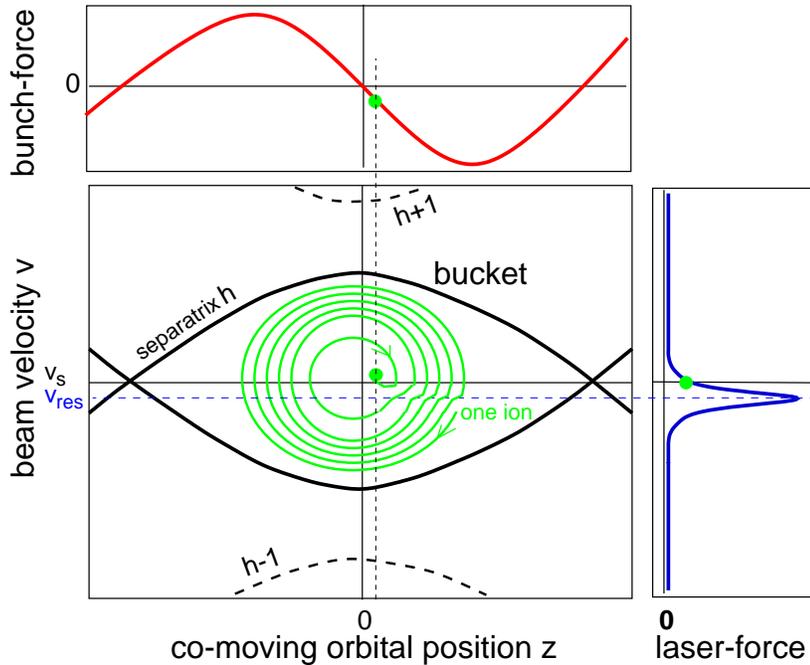


Abbildung 1.9: Trajektorie eines einzelnen gekühlten Ions im mit Sollgeschwindigkeit v_s umlaufenden Bucket, dargestellt im Phasenraum von Geschwindigkeit und Ort. Die Kräfte, die durch das Pulspotential bzw. den Kühlaser auf das Ion wirken, sind oberhalb bzw. rechts davon dargestellt. Absolute Größen wurden zu Gunsten der Anschaulichkeit unrealistisch gewählt.

Überwiegt am Ende des sich wiederholenden Kühlprozesses die Laser- die Puls- kraft, wird das Ion in einer überdämpften Schwingung auf seinen Gleichgewichtspunkt gezogen. Stabil stellt sich im Gleichgewicht der Kräfte bei der Endgeschwindigkeit v_s eine leichte örtliche Ablage des Ions vom Bucketminimum ein, die der benötigten Gegenkraft durch das Pulspotential Rechnung trägt.

Für ein Ensemble ist diese Reduzierung der unterschiedlichen Flächen der Phasenraumellipsen der Einzelionen einer Kühlung äquivalent.

Maximale Kühlung erreicht man, wenn der Gradient der Laserkraft für Ionen mit der Geschwindigkeit v_s gerade maximal ist.

Das Laserkühlen eines gepulsten Strahls bringt einige Vorteile mit sich. Z.B. entfällt die Notwendigkeit eines zweiten Kühlasers. Zudem können Ionen, die aufgrund von Stößen aus der geschwindigkeitsabhängigen Laserkühlung entfernt wurden (für $v_z(0) < \Delta v$) durch die Synchrotronzillationen wieder in Resonanz mit dem Laser gebracht werden.

Doppler-Kühlgrenze: Eine detaillierte Herleitung der Kühlgrenze für den Fall kleiner Laserintensitäten ($I \ll I_s$) wird z. B. in der Referenz [Met99, Jav80] gegeben. An dieser Stelle soll lediglich eine anschauliche Erklärung folgen.

Die in Abb. 1.5 angestrebte Näherung eines symmetrischen Emissionsprozesses ist nur auf einer langen Zeitmittelungsskala gültig. Bei jeder Emission in zufällige Richtung führt das Ion eine dem Photon entgegengerichtete Bewegung im Impulsraum aus. Diesem zufälligen Gang (random walk) von N -Schritten kann ein mittleres Impulsquadrat $\langle p^2 \rangle$ zugeordnet werden, wobei mit \hbar , dem Planckschen Wirkungsquantum, $\hbar k_L$ folglich gerade dem Impuls eines einzelnen Photons, der Schrittlänge des Ions im Impulsraum entspricht. Die Temperatur ergibt sich aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat bzw. mittleren Impulsquadrat, das sich aus dem Gleichgewicht zwischen Kühlkraft und diffuser Heizung ergibt, die Doppler-Kühlgrenze in einem rein eindimensionalen Modell beläuft sich auf

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma_L}{2k_B} \quad (1.41)$$

und gibt damit eine Obergrenze für die dreidimensionale Beschreibung an. Für Mg^+ Ionen liegt sie bei ca. 1.0 mK.

Die Erhöhung der Laserintensität auf die in Abb. 1.8 gezeigten Werte bei den typischen Verstimmungen für den Strahlbetrieb führen zu keiner wesentlichen Erhöhung dieses Grenzwertes (ca. 3-4 mK) [Phil92].

Die theoretisch maximal erreichbare Laserkühlkraft liegt bei 2 meV/mm, entsprechend einer maximalen Beschleunigung von $6 \cdot 10^6$ m/s. Im Falle von Laserstrahl L1 ($S_1 = 3$) wirkt eine maximale Kraft von ca. 1.6 meV/mm bzw. L2 ($S_2 = 15$) von ca. 2 meV/mm. Bei einer typischen Ionengeschwindigkeit $v_z = 2800$ m/s entspricht eine Länge der Überlappstrecke zwischen Sollbahn und Laserstrahlen von ca. 4 mm (entsprechend ca. 1% des Ringumfangs) einer Wechselwirkungszeit mit den Laserstrahlen von ca. $1.4 \mu\text{s}$. Daraus ergibt sich eine bei maximaler Resonanz mit dem Laserstrahl L2 maximale Anzahl von 180 gestreuten Photonen pro Umlauf. Bei einer Geschwindigkeitsänderung des $^{24}\text{Mg}^+$ von $\delta v_z = 0.06$ m/s pro absorbiertem Photon entspricht dies einer Verschiebung des $^{24}\text{Mg}^+$ im Geschwindigkeitsraum von ca. 10 m/s. Bei einer Linienebreite $\Gamma_{L2s} = \sqrt{15 + 1} \cdot \Gamma_L$ bedeutet dies eine sättigungsverbreiterte Breite im Geschwindigkeitsraum von ca. 46 m/s, wodurch die Annahme permanenter Resonanz für ein Ion, das nahe der Resonanz mit einem Laserstrahl startet, gerechtfertigt erscheint. Ionen mit der Sollgeschwindigkeit von 2800 m/s befinden sich bei einem typischen Abstand der Laserfrequenzen von $21 \Gamma_L/2$ (ca. $2\pi \cdot 450$ MHz) bei einer Anzahl gestreuter Photonen von zwei mal 12 pro Umlauf.

1.4.2.1 Kühlung in drei Dimensionen - Kopplung der Freiheitsgrade

Wie bereits in Abschnitt 1.3 dargestellt, führen strahlinterne Coulomb-Stöße (IBS) zu einer Kopplung der Freiheitsgrade.

Neben der zu vermeidenden Heizung kommt ihnen eine entscheidende Bedeutung zu, wenn es darum geht, die fast ausschließlich longitudinal wirkende Laserkühlung und die damit aufgeprägte Temperaturdifferenz zwischen longitudinalen und transversalen Freiheitsgraden auszugleichen, d.h. überhaupt eine indirekte (sympathetische) transversale Kühlung zu ermöglichen.

Die Größenordnung der longitudinal transversalen Relaxationzeit wird durch die inverse Plasmafrequenz ω_p^{-1} beschrieben [Isi89],

$$\omega_{p-3D} = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m a_{ws}^3}}, \quad \omega_{p-2D} = \sqrt{\frac{e^2 k}{4\pi\epsilon_0 m a_{ws}^2}}, \quad (1.42)$$

wobei die Plasmadichte durch den Wigner-Seitz Radius a_{ws} ausgedrückt wird, der in erster Näherung dem Ionenabstand entspricht und in Gl. 1.44 eingeführt wird. ω_{p-2D} stellt die zweidimensionale Plasmafrequenz dar, die im Gegensatz zu ω_{p-3D} eine Abhängigkeit vom Wellenvektor k aufweist.

Eine direkte transversale Kühlung durch auf den Ionenstrahl lotrecht einwirkende Laserstrahlen steht neben der zusätzlichen Notwendigkeit eines weiteren Lasersystems aus zwei Gründen nicht zur Verfügung. Erstens ist der Überlapp mit dem zu kühlenden Ionenstrahl selbst bei einem aufgeweiteten Laserprofil für maximal 10% der longitudinalen Wechselwirkungsstrecken gegeben. Zweitens bewirken minimale räumliche Verkipfung des „lotrechten“ Strahls von 1° über den Doppler-Effekt eine Verschiebung der Resonanzfrequenz, die bereits eine Ablage von der Sollgeschwindigkeit von ca. 50 m/s beträgt.

Am Heidelberger Testspeicherring (TSR) wurde in einer Kollaboration der Gruppe von D. Schwalm des MPI und unserer Gruppe eine Methode entwickelt, einen Ionenstrahl durch einen parallelen Laserstrahl unter Ausnutzung der Dispersion des Speicherrings (siehe Gleichung 1.26) direkt transversal zu kühlen [Lau98].

Die Dispersion des Speicherrings beschreibt die Tatsache, daß Ionen mit höherem longitudinalen Impuls eine Sollbahn mit größerem mittleren Radius besitzen, um die sie ihre transversalen Betatronoszillationen ausführen. Verschiebt man das Laserstrahlprofil nach außen und erzeugt somit einen horizontalen Intensitätsgradienten über den Ionenstrahl, erhöht man die Wahrscheinlichkeit für äußere gegenüber inneren Ionen mit dem Laserstrahl wechselzuwir-

ken. Schwingt ein Ion gegebener transversaler Oszillationsenergie um seine Sollbahn und wird es durch den Laserstrahl auf der Außenbahn beschleunigt, ändert sich sein transversaler Impuls nicht. Die Sollbahn des nun schnelleren Ions verschiebt sich aber aufgrund der Dispersion des Rings dem Ion entgegen d.h. nach außen. Da das Ion weiterhin transversal um seine Sollbahn schwingt, hat sich seine Oszillationsamplitude verringert. Für ein Ionenensemble entspricht dies einer direkten transversalen Kühlung.

Da die zu erreichende Kühlleistung aber proportional zu dem Verhältnis der Dispersion D zum Krümmungsradius (hier Radius des Ringes R_0) skaliert und damit in PALLAS um mehr als zwei Größenordnungen kleiner ist als am TSR ist (TSR: $D = 2$ m; $R_0 \approx 8$ m), bietet auch diese Methode keine ausreichende transversale Kühlung.

Es besteht die Möglichkeit, durch eine Verkippung des Kühllaserstrahls gegen die Sollbahn genauso wie durch die Krümmung des Ionenorbits entlang des Rings im Überlappbereich eine transversale Komponente der Kühlung zu gewährleisten, die aber immer klein ist verglichen zur starken longitudinalen Kühlung.

1.5 Phasenübergang-kristalline Ordnung

Um der Coulomb-Abstoßung in einem Ensemble gleichgeladener Ionen entgegenzuwirken, muß es durch externe Kräfte zusammengehalten werden. Eine Ionenwolke bzw. ein Ionenstrahl kann als Einkomponenten Plasma (One Component Plasma: OCP) beschrieben werden, wobei die externe harmonische Fokussierung der Falle bzw. des Speicherrings den ladungsneutralisierenden Hintergrund eines Plasmas bzw. die unendliche Ausdehnung eines OCP ersetzt.

Wird das Ionenensemble zudem auf niedrige Temperatur gekühlt, so daß die Coulomb-Energie zwischen den Ionen die der thermischen Energie ausreichend übersteigt, treten Ordnungseffekte auf. Bei zylindersymmetrischer Fokussierung kommt es zur Ausbildung der in Abb. 1.10 a skizzierten Ionenstrukturen. Der Parameter, der die jeweilige Struktur bestimmt, ist die dimensionslose lineare Dichte λ [Has90]. Für einen Speicherring bzw. eine Ringfalle ohne longitudinale Fokussierung ergibt sich

$$\lambda = \frac{N}{C} \cdot a_{ws} . \quad (1.43)$$

Dabei steht N für die Anzahl der gespeicherten Ionen und C für den Umfang der Sollbahn. Der Wigner-Seitz Radius a_{ws} entspricht dem Radius des Kugelvolumens, das von einem Ion der Ladung e und Masse m bei theoretischer Temperatur $T = 0$ in einer homogenen dreidimensionalen Verteilung eingenommen wird [Has90],

$$a_{ws} = \left(\frac{3e^2}{4\pi\epsilon_0 2m\omega_{sec/\beta}^2} \right)^{1/3} , \quad (1.44)$$

wobei seine Abhängigkeit von der Fokussierungsstärke durch die Säkular- bzw. Betatronfrequenz $\omega_{sec/\beta}^{-2/3}$ eingeht. Hier müssen in Hochenergiespeicherringen relativistische Effekte berücksichtigt werden.

Die Eigenschaften eines Plasmas werden nicht über dessen Temperatur, sondern über das Verhältnis der Coulomb-Energie E_{Coul} zur thermischen Energie $k_B T$, den dimensionslosen Plasmaparameter Γ beschrieben [Bau80],

$$\Gamma = \frac{E_{Coul}}{k_B T} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{a_{ws} \cdot k_B T} . \quad (1.45)$$

Dabei entspricht es allgemeiner Konvention, die thermische Energie in drei Dimensionen mit $k_B T$ zu beschreiben (nicht $3/2 \cdot k_B T$). Der Plasmaparameter Γ entspricht einer renormierten inversen Temperatur.

Von dem Moment an, in dem sich Coulomb- und thermische Energie gleichen,

spricht man von einem stark gekoppelten Plasma ($\Gamma \geq 1$) [Isi89].

Für OCPs ergibt sich ein Phasenübergang zum Kristall bei einem Plasma-
parameter $\Gamma_{3D} = 178 \pm 1$ [Str90]. Für ein- und zweidimensionale Strukturen
erfolgt der Phasenübergang bereits für $\Gamma_{1D} \approx 2$ bzw. $\Gamma_{2D} = 125 \pm 15$ [Isi89].

MD Simulationen zeigen, daß es sich bei der Kristallisation des OCP um einen
Phasenübergang erster Ordnung handelt [Sla80]. Dementsprechend tritt, wie
in Abb. 1.10 b gezeigt, bei $\Gamma_{3D} \approx 178$ ein Sprung im Verlauf der normierten
inneren Energie auf, der der latenten Wärme des Phasenübergangs entspricht.
Diese Energie muß pro Ion aufgebracht werden, um die kristalline Ordnung zu
zerstören, nachdem die Temperatur des Kristalls bereits auf die Schmelztempe-
ratur $T_{3D_{melt}}$ ($\leftarrow \Gamma_{3D} < 178$) erhöht wurde. Für einen typischen dreidimensiona-
len $^{24}\text{Mg}^+$ Kristall ergibt sie sich zu $0.8 \cdot k_B T_{3D_{melt}}$, bei einer Schmelztemperatur
 $T_{3D_{melt}} \approx 8 \text{ mK}$.

Die Ordnung der kristallinen Struktur führt zu der Entkopplung von Heiz-

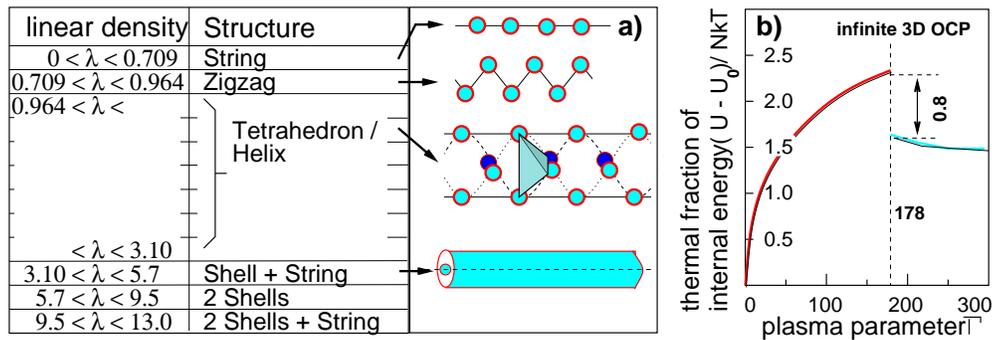


Abbildung 1.10: a) Ergebnisse aus MD Simulationen aus Referenz [Has90]. Auf-
geführt sind die Strahlstrukturen und ihr Stabilitätsbereich in der linearen Dichte
 λ für zylindersymmetrische Fokussierung sowie eine Skizze der im Rahmen die-
ser Arbeit beobachteten Strahlstrukturen. b) Phasenübergang des OCP gezeigt
an der Funktion der auf die thermische Energie normierten inneren Energie in
Abhängigkeit des Plasmaparameters Γ aus Referenz [Sla80]. Aus der Sprunghöhe
beim Phasenübergang ($\Gamma \approx 178$) ergibt sich die latente Wärme des Ionenkristalls.

quellen (vgl. Abschnitt 1.3), die für die Stabilität der Kristalle mindestens
ebenso wichtig ist, wie die für die Schmelze zusätzlich aufzubringende latente
Wärme.

Die in Abb. 1.11 a gezeigten MD-Simulationsergebnisse zeigen den Verlauf der
Heizungseinkopplung in das Strahlensemble durch IBS als Funktion des Plas-
maparameters. Durch Kühlung, bzw. Erhöhung des Plasmaparameters im gas-
förmigen Ensemble erhöht man die Phasenraumdicke und darüber die Rate
dissipativer Coulomb-Stöße. Der zunehmende Energietransfer in das Ensemble
entspricht einer erhöhten Heizung.

Ist die zur Verfügung stehende Kühlrate ausreichend, erreicht man den Be-

reich starker Kopplung ($\Gamma \geq 1$). Die Heizrate fällt abrupt. Bei gleichbleibender Kühlrate bedeutet dies einen Kollaps des Ensembles zu seinem maximalen Plasmamaparameter entsprechend der minimal erreichbaren Temperatur (T_D aus Abschnitt 1.4). Für Ensembles kleinerer linearer Dichte wird dieser Kollaps schon früher, bei kleinerem Plasmamaparameter erreicht.

Nehmen die Ionen die oben beschriebene geordnete Struktur ein, steigt zwar die Bedeutung der Coulomb-Wechselwirkung, gleichzeitig wird aber die Wahrscheinlichkeit dissipativer Stöße und damit die Heizung stark unterdrückt.

Bezüglich der experimentellen Relevanz muß allerdings berücksichtigt wer-

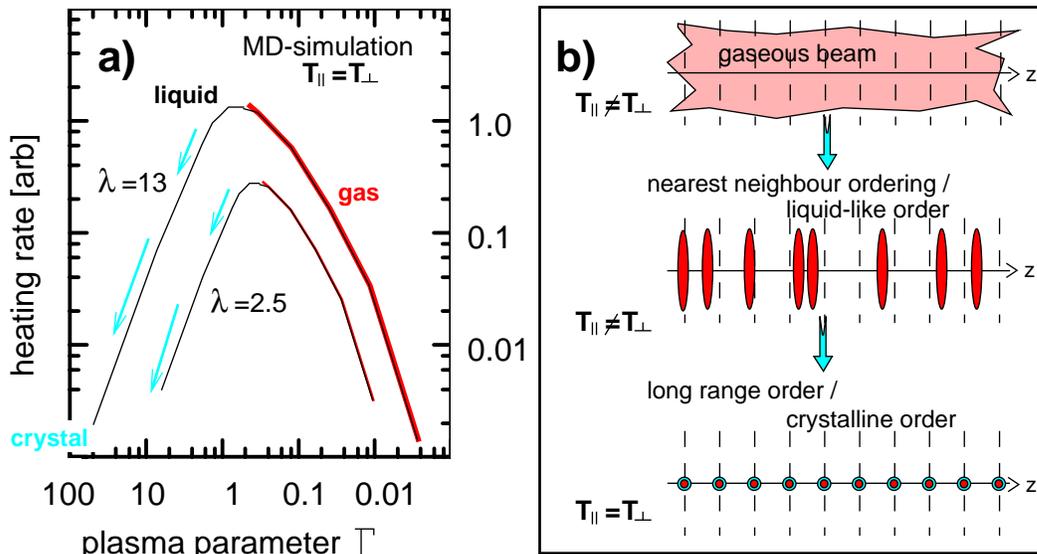


Abbildung 1.11: a) Zeigt MD Simulationsergebnisse aus Referenz [Seu96]. Aufgetragen ist die Heizrate (durch IBS) in Abhängigkeit vom Plasmamaparameter Γ für zwei verschiedene lineare Dichten $\lambda = 2.5$ bzw. 13 in doppeltlogarithmischer Darstellung. Dabei wurde von einer unrealistischen isotropen Kühlung (stets $T_{||} = T_{\perp}$) in drei Dimensionen ausgegangen. b) Zeigt schematisch das transversale Profil eines Ionenstrahls, der nur longitudinal direkt gekühlt wird. Entsprechend stellt sich eine anisotrope Temperatur ein, die von einem gasförmigen Strahl in eine flüssige Phase überführt, in der sich benachbarte Ionen nicht mehr gegenseitig überholen können obwohl sie transversal heiß sind. Erst wenn es gelingt, die Freiheitsgrade zu koppeln und die transversale Temperatur zu reduzieren, erreicht man eine langreichweitige kristalline Ordnung.

den, daß zum Erhalt der MD-Resultate die Temperatur kontinuierlich in allen drei Raumrichtungen reduziert wurde ($T_{||} = T_{\perp}$). Anders also, als im Verlauf eines Experimentes in Ionenfallen oder Speicherringen, in denen die stark anisotrope Elektronen- oder Laserkühlung zur Verfügung steht.

In Abb. 1.11 b ist das transversale Strahlprofil eines Ionenensembles kleinerer linearer Dichte λ skizziert. Kühlt man die Gasphase rein longitudinal und ist kei-

ne ausreichende Kopplung der transversalen Freiheitsgrade gegeben ($T_{\parallel} \neq T_{\perp}$), so wird sie in die mittlere Phase übergehen. Dem Zustand anisotroper Temperatur wird durch die Darstellung der Ionen als Ladungsscheiben Rechnung getragen. Diese propagieren entlang der Achse (Sollbahn), bis sie an ihrem nächsten Nachbarn totalreflektiert werden. Dieser Zustand entspricht einer Ordnung durch nächste Nachbarn bzw. einer flüssigkeitsähnlichen Phase.

Selbst bei einer weiteren Erhöhung der longitudinalen Kühlung wird kein Übergang zur langreichweitigen bzw. kristallinen Ordnung stattfinden. Erst ausreichende longitudinal transversale Kopplung kann zu einem Ausfrieren der Bewegung aus dem transversalen Freiheitsgrad führen.

Dies erklärt, warum an den Hochenergiespeicherring NAP-M in Novosibirsk [Par80, Wei96] bzw. dem ESR der GSI zwar die flüssige Phase für Ensembles kleinster linearer Dichte ($\lambda \approx 10^{-3}$) erreicht werden kann [Has99], danach aber nicht der aus den MD Simulationen zu erwartende Kollaps in die kristalline Phase stattfinden kann. Ähnliche Ergebnisse werden aus der Gruppe Danared von Cryring berichtet [Dan01]. Für die flüssige Phase im ESR ergibt sich eine maximale lineare Dichte $\lambda < 0.0046$ bei einem Plasmamparameter $\Gamma \approx 1$ [Has99]. Für eine größere lineare Dichte koppelt über erhöhte IBS mehr Energie in das System als ihm in den genannten Speicherringen durch Kühlung entzogen werden könnte.

Zusätzlich ist hervorzuheben, daß die Kühlung in Speicherringen nicht nur anisotrop erfolgt, sondern ebenfalls lediglich in diskreten Überlappstrecken. Es ist daher durchaus möglich, daß ein schmelzender Kristall nicht instantan den vollständigen Phasenübergang von kristallin zu flüssig vollzieht, sondern zwischenzeitlich in ein Zweiphasengemisch übergeht. Auch stabile amorphe Strukturen sind vorhergesagt [Ich82].

Kristall-(Strahl)-heizung

Im Idealfall eines kontinuierlich geführten Strahls entlang einer geraden Sollbahn würden auch in einem dreidimensionalen kristallinen Ensemble keine Heizeffekte mehr auftreten.

Jedoch beeinflussen selbst bei idealem Speicherpotential externe Störpotentiale die Ionentrajektorien entlang der Sollbahn. Dies kann dazu führen, daß der gasförmige Ionenstrahl bei der Kristallisation an mit der Umlauffrequenz resonante Störungen (sog. „Stopbänder“) koppelt und daher stark geheizt wird bzw. verloren geht.

Zudem erfolgt die Fokussierung nicht kontinuierlich, sondern durch diskrete Elemente bzw. zeitabhängige Felder. Dies kann einerseits zu einer Zerstörung der Struktur führen, wenn es zu einer (strahl- und kristallspezifischen) reso-

nanten transversalen Anregung von Eigenschwingungsmoden kommt. Zum anderen führt es zu HF-Heizung, auch wenn diese im kristallinen Ensemble stark unterdrückt sein sollte.

Zusätzlich ist die Sollbahn durch diskrete Dipolmagnete bzw. den kontinuierlichen RFQ Ring gekrümmt, wodurch Scherkräfte zu einer strahl- und kristallspezifischen Heizung führen. Diese Effekte werden im folgenden kurz beschrieben, ausführlicher wird auf sie in Abschnitt 3.2.1.3 eingegangen.

- **Stopbänder**

Bereits zur Beschleunigung und stabilen Speicherung nicht-kristalliner Strahlen muß darauf geachtet werden, daß der periodische Umlauf im Ring nicht in Resonanz mit einer etwaigen externen Störung erfolgen kann. Es wird ein nicht ganzzahliger Tune Q gewählt, da dann nach Gl. 1.23 mit der Umlauffrequenz ω_z auftretende Störungen keine resonante Anregung der Betatronoszillation $\omega_{sec/\beta}$ verursachen können [Wil92] (höhere Harmonische bleiben in erster Ordnung vernachlässigbar).

Bei beginnender Kristallisation eines gasförmigen zum kristallinen Strahl nimmt die Betatronfrequenz $\omega_{sec/\beta}$ der Ionen um die Sollbahn bei konstanter Umlauffrequenz ω_z bis auf Null ab, da die Ionen im Kristall nur noch um ihre Gitterpositionen schwingen. Der Tune kreuzt somit alle Stopbänder bis $Q = 0$, und Störungen können den Kristall resonant aufheizen.

Auswege aus dieser grundsätzlichen Problematik ergeben zwei Ansatzmöglichkeiten. Einerseits ist die absolute Amplitude externer, aber auch der durch das „lattice“ inhärenten Störungen so klein wie möglich zu halten. Erreicht wird dies durch die Minimierung von Störpotentialen und durch hohe Periodizität und Symmetrie eines Rings. Andererseits muß ein Kühlmechanismus zur Verfügung stehen, der es ermöglicht, den Strahl innerhalb weniger Umläufe in die kristalline Phase überzuführen, um die absolute Anzahl der resonanten Anregungen pro gekreuztem Stopband zu minimieren.

- **Eigenmoden**

Zunächst werden lediglich die Einflüsse der zeitlich variierenden Fokussierung diskutiert.

Die mögliche Anregung von Eigenmoden des Ensembles geht mit der Ausbildung der geordneten Struktur einher. Existiert eine entsprechende Anregung, so wird der Kristall „in statu nascendi“ durch die Resonanzkatastrophe seiner ungedämpften Eigenschwingung aufplatzen.

Die maximale Eigenfrequenz eines kristallinen Ensembles ω_{cry} , ist gleich der Plasmafrequenz (vgl. Gl. 1.42) und entspricht gerade $\sqrt{2}$ der Säkular- bzw. Betatronfrequenz $\omega_{sec/\beta}$ [Dub90, Han92]. Da aufgrund der Amplitudenmodulation der Struktur Seitenbänder einer externen treibenden Fre-

quenz ω_{ex} mit $\omega_{ex} \pm \omega_{cry}$ auftreten, muß auch das untere Seitenband der externen anregende Frequenz $\omega_{ex} - \omega_{cry}$ höher liegen als die maximale Eigenfrequenz ω_{cry} der Struktur. ω_{ex} muß also mindestens doppelt so groß sein wie ω_{cry} , damit der Kristall der Anregung nicht folgen kann.

$$2 \cdot \omega_{cry} = 2 \cdot \sqrt{2} \omega_{sec/\beta} \leq \omega_{ex}. \quad (1.46)$$

In Fallen entspricht ω_{ex} gerade der Speicherfrequenz Ω , die Anregung gerade der Mikrooszillation. Die Forderung für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente in der Falle sind damit ($\omega_{sec/\beta} \ll \Omega = \omega_{ex}$) erfüllt.

Mit Gl. 1.19 läßt sich für PALLAS die Speicherfrequenz zusammen mit der Strahlgeschwindigkeit v_z in eine periodische Zellenlänge L übersetzen, die im Speicherring gerade der Länge eines FODO-Elements entspricht. Damit übersetzt sich Gl. 1.46 für Speicherringe in

$$2 \cdot \sqrt{2} \left[\frac{2\pi v_z}{\lambda_\beta} \right] \leq \left[\frac{2\pi v_z}{L} \right] \longrightarrow 2 \cdot \sqrt{2} Q \leq P. \quad (1.47)$$

Eine stärkere Fokussierung führt hier zu einer Erhöhung der Dichte und damit der Plasmafrequenz (vgl. Gl. 1.42). Um zu verhindern, daß dadurch die maximale Eigenfrequenz des Kristalls solange ansteigt, bis sie von der treibenden Frequenz angeregt werden kann, müßte in gleicher Weise die treibende Frequenz bzw. die Periodizität des Rings erhöht werden.

Dies entspricht der Forderung einer möglichst hohen Periodizität P gegenüber dem Tune Q [Wei96, Schif96]. In PALLAS ist die Bedingung mit $P/Q \in [7;70]$ stets (geschwindigkeitsunabhängig) erfüllt (vgl. 1.31).

- **HF-Heizung**

Die Ankopplung der Energiereservoirs durch IBS ist in der geordneten Phase stark unterdrückt, weder die transversalen Betatron- bzw. Säkularoszillationen noch Synchrotronoszillationen treten mehr auf, da das fokussierende Potential gerade durch die Raumladung des Ensembles aufgehoben wird. Doch selbst bei schwacher Ankopplung muß berücksichtigt werden, daß in der harmonischen Mikrobewegung der Ionen in dreidimensionalen Strukturen ca. vier Größenordnungen mehr an Energie gespeichert ist als in der zufälligen Ionenbewegung (bei $T = T_D = 1$ mK). Die HF-Heizung ist (in Abhängigkeit von der Ankopplung) für eine nicht zu unterschreitende Temperatur T_{HF} des Strahls verantwortlich, die wie folgt skaliert [Schif96]:

$$T_{HF} \propto \frac{N}{C} \cdot \left(\frac{Q}{P} \right)^2. \quad (1.48)$$

Grundlegend besteht die Forderung zur Minimierung der HF-Heizung darin, das Energiereservoir, die Energie der Mikrooszillation so klein wie möglich zu halten. Da die Amplitude der Mikrooszillation und mit ihr die Energie für raumladungsdominierte Strahlen quadratisch mit dem Abstand von der Sollbahn ansteigt [Schif96], müssen die Ionen möglichst kontinuierlich fokussiert werden (hohe Periodizität P). Eine zu starke Erhöhung der die Mikrooszillation treibenden Fokussierungskraft Q wird den Kristall schmelzen.

- **Scherkräfte**

Um einen weiteren kristall- und strahlspezifischen Heizeffekt isoliert betrachten zu können, nimmt man nun unrealistische zeitlich konstante Fokussierung an.

Solange die lineare Dichte klein ist ($\lambda < 0.96$, siehe Abb. 1.10 a), sich lediglich Ketten oder vertikale orientierte Zick-Zack Strukturen ausbilden, treten keine Scherkräfte auf. Bei höher dimensionalen Strukturen müssen Ionen auf gekrümmten Strecken auf der Außenseite schneller propagieren als auf der Innenseite, d.h. die Ionen einer kristallinen Struktur müssen dort mit konstanter Winkelgeschwindigkeit zirkulieren.

Durch Elektronenkühlung oder „herkömmliche“ Laserkühlung werden die Ionen aber auf konstante Bahngeschwindigkeit gezwungen. Obwohl es sich abermals um keine zufällige Relativbewegung der Ionen untereinander handelt, kann man dem Energieunterschied der Ionen unterschiedlicher Bahnradien eine Temperatur zuordnen [Schif96]:

$$T_{scher} \approx \frac{1}{3k_B} \left(\frac{r_{strahl}}{R_0} \right)^2 E_z \approx \frac{(2\pi)^2}{27k_B} \lambda \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 a_{sw}} \cdot \frac{v_z^2}{R_0^2 \omega_{sec/\beta}^2} \propto \frac{N}{C} \cdot \frac{1}{Q^2}. \quad (1.49)$$

Zusammenfassend läßt sich ein Katalog von Forderungen an Speicherringe aufstellen, um die Entstehung und das Überleben eines kristallinen Strahls zu ermöglichen.

Der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Speicherring PALLAS erfüllt alle bekannten Voraussetzungen für die Strahlkristallisation.

1. Symmetrie:

In PALLAS wurden die Störfelder minimiert. Der gesamte Ring ist hochsymmetrisch rund gefertigt. Anders als bisher in großen Speicherringen variiert damit die Impedanz des „Strahlrohrs“ entlang des Umlaufs kaum, externe Störungen mit der Umlauffrequenz oder deren Harmonischen wurden folglich reduziert. Daraus ergibt sich allerdings auch die mit 1% bezüglich des Ringumfangs kurze Laserkühlstrecke.

2. Heizung in der Gasphase:

Bei den vergleichsweise kleinen Strahlenergien E_z in PALLAS ist unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die IBS-Heizungskopplung in der Gasphase mit E_z für kontinuierliche bzw. $E_z^{3/2}$ für gepulste Strahlen skaliert, auch die zu erwartende Heizung als gering einzuschätzen.

3. Fokussierung:

Durch die vergleichsweise starke Fokussierung ($Q \gg 1$) in PALLAS kann eine hohe Strahldichte, somit hohe Plasmafrequenz und daher gute transversal-longitudinal Kopplung der Freiheitsgrade erreicht werden, essentiell bei rein longitudinaler Laserkühlung.

4. Periodizität:

Über die verglichen mit dem Tune Q deutlich höhere Periodizität P wird sichergestellt, daß der Strahl äußerst kontinuierlich fokussiert wird, wodurch eine lediglich kleine Strahlatmung erfolgt.

Im anschließenden Kapitel wird der technische Aufbau des Speicherrings PALLAS dargestellt.

Kapitel 2

Aufbau des Versuches

Das zentrale Element des hier beschriebenen Versuchsaufbaus zur Untersuchung kristalliner Ionenstrahlen stellt der in Abb. 2.1 gezeigte RFQ Speicherring PALLAS dar. Er befindet sich in einem Hochvakuum"-rezipienten, zwei Lasersysteme stehen zur Anregung bzw. Kühlung von ruhenden oder zirkulierenden $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen zur Verfügung sowie ein Diagnosesystem, mit dem das Fluoreszenzlicht der Ionen integral mit zwei Photonenvervielfachern (PM), bzw. orts aufgelöst mit einer bildverstärkten Kamera (Charged Coupled Device: CCD) detektiert werden kann. In Abb. 2.1 wird ein Überblick über den Gesamtaufbau des Experiments gegeben.

Mit einem Personal Computer (PC) erfolgt die Steuerung des Experiments sowie die Datenaufnahme der PM, über einen weiteren PC die Kontrolle sowie die Bildverarbeitung der CCD-Kamera.

Auf den ersten Blick ähnelt der Aufbau der Ringfalle, die von G. Birkl in der Gruppe von H. Walther realisiert wurde [Bir94]. Um den Übergang von der Ringfalle zum Speicherring vollziehen zu können, galt es, eine Optimierung der Symmetrie des Ringes zu gewährleisten. Daher wurden, ausgehend von dem ursprünglichen Konzept der Falle, Veränderungen bezüglich der mechanischen Präzision, elektronischer sowie konzeptioneller Art vorgenommen. Die einzelnen Baugruppen und deren Funktionen werden in den folgenden Abschnitten eingehend beschrieben. Für technische Details wird auf den ausführlichen Anhang B verwiesen.

2.1 Der Quadrupol-Speicherring PALLAS

Der Speicherring PALLAS, dessen Speicherprinzip bereits in Abschnitt 1.1 vorgestellt wurde, wird in seinem mechanischen Aufbau, seiner über die bisherige Beschreibung hinausgehenden Ausstattung an Driftröhren und der Erzeugung seines Speicherpotentials dargestellt.

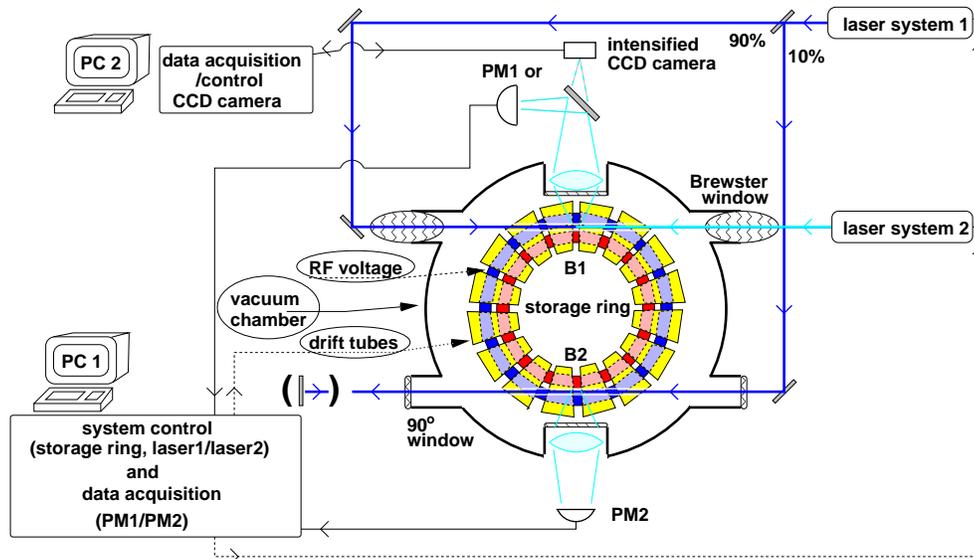


Abbildung 2.1: Aufbau des Experiments: Der Speicherring PALLAS befindet sich in einem Ultrahochvakuum (UHV)-Rezipienten mit zwei unmittelbar herangeführten Beobachtungsfenstern sowie zwei tangentialen Laserkühlstrecken. Die Laserstrahlen von Lasersystem 1 und Lasersystem 2 gelangen gegenläufig durch Brewsterfenster in den Beobachtungsbereich 1 (B1), bzw. 10% von der Ausgangsleistung von Lasersystem 1 werden durch einen Strahlteiler ausgekoppelt, durch senkrecht im Strahl stehende Fenster in den Beobachtungsbereich 2 (B2). Dieser Strahl kann in sich selbst reflektiert werden. Das Fluoreszenzlicht der Ionen kann in B1 entweder mit einem Photonenvervielfacher (PM1) oder einer CCD-Kamera, in B2 mit einem Photonenvervielfacher (PM2) detektiert werden. Die Systemsteuerung für den Speicherring, so z. B. die Ansteuerung und Versorgungsspannungen sowie die Datenaufnahme der mit PM1 und PM2 gewonnenen Fluoreszenzraten werden von PC1, die Kontrolle der CCD-Kamera sowie deren Datennahme durch PC2 ermöglicht. Die Erzeugung der Speicherspannung erfolgt durch einen resonanten Hochfrequenz (HF)-Kreis.

Fertigung des Speicherrings

Der Speicherring ist auf größtmögliche Präzision gefertigt, um mechanisch bedingte Potential-Variationen entlang der Sollbahn der umlaufenden Teilchen so klein wie möglich zu halten. Die Speicherelektroden wurden aus Titan¹ gefertigt, das vor der Bearbeitung unter Stickstoffschutzgasatmosphäre bei 500°C spannungsfrei gegläht wurde, um einen nachträglichen Verzug der Elektroden beim Ausheizen des Rezipienten (siehe Abschnitt 2.2) zu verhindern. Nach der Bearbeitung² wurden die Elektroden in kohlenwasserstofffreiem Vakuum auf 300°C erhitzt und nach Abkühlung auf etwaige Toleranzabweichungen vermessen. Dabei ergab sich eine Präzision im Rundlauf von besser als 2/100 mm.

¹Fa. TISTO, Düsseldorf: Titan 3,7035

²Fa. Rettinger, München

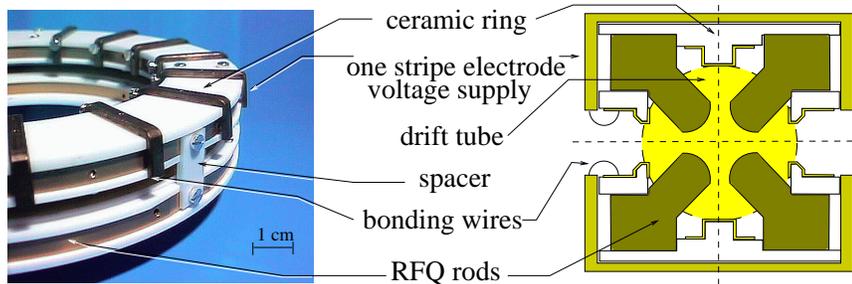


Abbildung 2.2: Seitenansicht und Schnittzeichnung des Speicherrings. Die RFQ-Elektroden liefern das Speicherfeld, während die sechs Streifenelektroden, die als dünne Goldschichten auf die Al_2O_3 Keramik-Ringe aufgedampft wurden, eine durch den gelben Kreis symbolisierte Driftröhre bilden. Kontaktiert wurden die Streifenelektroden durch Bondingkontakte mit massiven, vergoldeten Kupferbügeln, an denen Schraubverbindungen zur Befestigung der mit den Vakuum-Durchführungen der Kammer verbundenen Drähten dienen (siehe dazu auch Abb. B.2 und B.2 a,b).

Zum Schutz vor ungleichmäßiger Oxydation der Oberflächen und damit störenden Kontaktpotentialen, wurden diese mit einer Chrom als Haftvermittelschicht und anschließend mit einer $0.4 \mu\text{m}$ starken Gold-Schicht bedampft.

Die Präzision der Lage der Speicherelektroden untereinander wird durch Al_2O_3 Keramik-Ringe bzw. Distanzstücke gewährleistet (siehe Abb. 2.2), die gepreßt, gebrannt und im Anschluß auf eine Rundlaufpräzision³ von $1/100\text{mm}$ geschliffen wurden. Die Al_2O_3 Keramik und das verwendete Titan weisen mit 6.9 bzw. $9.4 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ausreichend ähnliche relative Temperaturexpansionskoeffizienten auf, wodurch der Erhalt der Paßgenauigkeit während und nach dem Ausheizen gewährleistet bleibt.

Driftröhren

Zusätzlich zu ihrer Funktion als paßgenaue Distanzstücke dienen die Al_2O_3 Keramik-Ringe, wie in Abb. 2.2 und 2.3 dargestellt, als Auflage für die Elektroden der segmentierten Drift-Röhren. Wie die Speicherringhälften in Abb. 2.3 und 2.4 a zeigen, befinden sich entlang des Ringumfangs 16 Driftröhren, die jeweils aus sechs Streifenelektroden aufgebaut sind (vgl. Abb. 2.2 b).

Um die auf die Keramik aufgedampfte Schichtabfolge für Bondingkontakte haftbar zu machen, scheidet bekannte Beschichtungsverfahren aus. Daher wurde in Zusammenarbeit mit dem Technologischen Labor der LMU, dem Bedampfungslabor des IPP sowie der Bondingabteilung des MPI für Physik in München ein Verfahren entwickelt, das zur Patentierung⁴ eingereicht wurde

³Fa. WESGO, Erlangen: AL-300

⁴Fraunhofer-Patentstelle, Az:III B 8/680/01

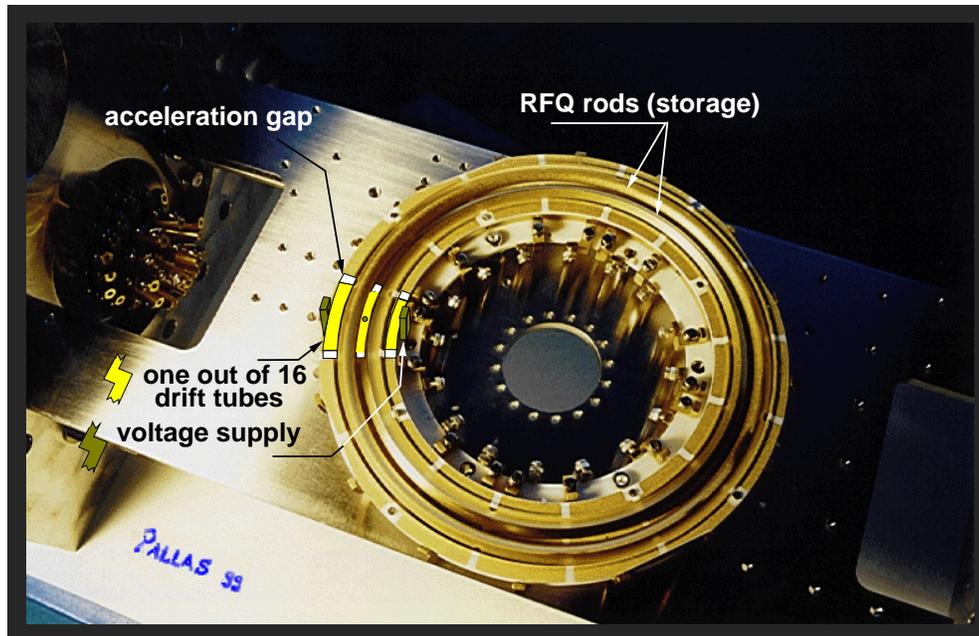


Abbildung 2.3: Aufsicht auf die untere Hälfte des Speicherringes. Zwei der vier vergoldeten Speicherelektroden sind angezeigt. Drei von sechs Streifenelektroden, die die untere Hälfte einer von 16 Driftröhren darstellen und durch Beschleunigungsspalte von ihren Nachbarlektroden getrennt sind, wurden hervorgehoben.

und daher hier aus patentrechtlichen Gründen nicht näher beschrieben werden darf. Es resultieren wischfeste und leitfähige Streifen, auf deren Oberfläche Drähte eines Durchmessers von $33\ \mu\text{m}$ durch Bonding angeschweißt werden können. Jeder Bondingdraht kann einen Dauerstrom von $50\ \text{mA}$ leiten und einer Zuglast von bis zu $50\ \text{mN}$ widerstehen und weist damit eine ausreichende mechanische Belastbarkeit auf. Trotzdem wurde aus Sicherheitsgründen jede Kontaktierung dreifach redundant gefertigt, wie beispielhaft in Abb. 2.4 c zu erkennen ist.

In einem ersten Schritt wurden die sechs zu einer Driftröhre gehörigen Elektroden zwar teilweise separat aus dem Rezipienten geführt, jedoch vorerst alle sechs auf identisches Potential gelegt. Simulationen einer linearen Streifenelektrodenanordnung mit dem Code MAFIA⁵ ergeben, wie aus der rechten Abbildung in 2.5 ersichtlich, daß das Potential der sechs Streifenelektroden dem einer Driftröhre gleicht und die Ionen, bei der gewählten gleichförmigen Beschaltung, bis zu einer Ablage von $50\ \mu\text{m}$ von der Sollbahn im Pseudopotentialminimum keinen relevanten transversalen Feldstärken ausgesetzt sind. Longitudinal werden benachbarte Driftröhren durch ca. $2\ \text{mm}$ breite Spalte voneinander getrennt (vgl. Abb. 2.3), in denen der Potentialunterschied zwischen den benachbarten Elektroden über eine Länge von ca. $10\ \text{mm}$ abfällt

⁵CODE MAFIA: T. Weiland, CST GmbH

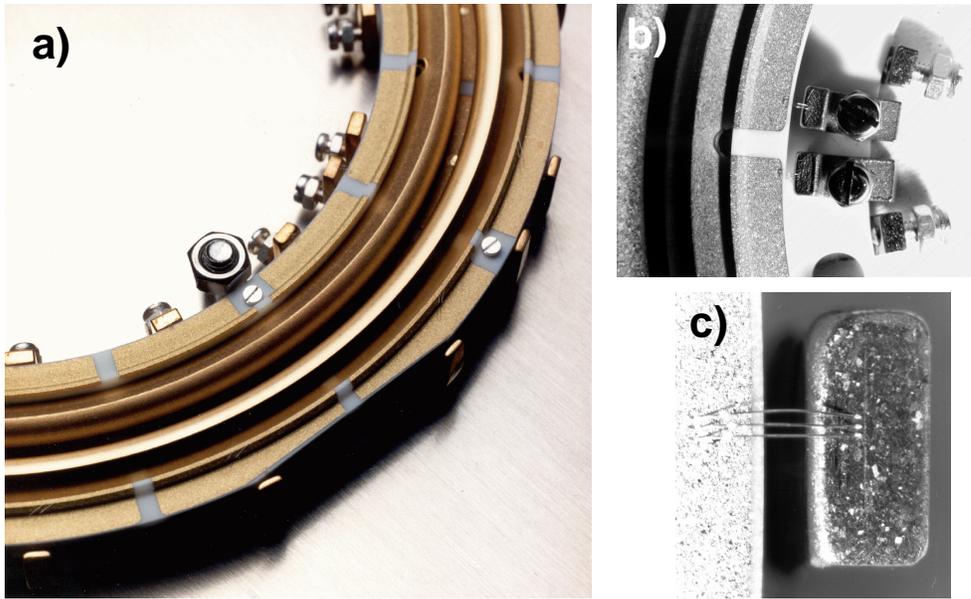


Abbildung 2.4: a) Teilaufsicht der auf einer Montageplattform fixierten oberen Hälfte des Speicherringes. Zu erkennen sind die die Kontaktierung der Streifen- elektroden ermöglichenden, vergoldeten Kupferbügel, sowie in b) und c) vergrößerte Detailaufnahmen. Einzelheiten zur Verschaltung der Elektroden sind im Anhang B.1 dargestellt.

(vgl. linken Teil von Abb. 2.5) und somit eine regelbare longitudinal wirkende Kraft auf die Ionen ausgeübt werden kann. Der Potentialdurchgriff auf die Sollbahn beläuft sich dabei wegen der Abschirmung durch die Speicherelektroden auf lediglich 0.5%, wodurch bei technisch handhabbaren anzulegenden Spannungen bis ± 400 V unvermeidliche Störpotentiale von ca. 1 V auf den Streifenelektroden keine Auswirkung auf das Potential zeigen. Bei 100 V Potentialdifferenz können entlang der Sollbahn lokal Feldstärken von 50 mV/mm appliziert werden, die mit einer maximalen Laserkraft (siehe Abschnitt 1.4), von 2 meV/mm in Relation zu setzen sind. Der konstante Abstand zwischen inneren benachbarten Streifenelektroden von 2 mm und äußeren von 2.2 mm führt auf den Innen-, Mitten- und Außen-Keramikringen unterschiedlichen Umfangs zu Streifenelektrodenlängen von 18.0, 20.4 und 22.9 mm. Ab einer Spannung von mehr als 100 mV auf der Sollbahn, also z. B. bei der Aufnahme von statischen Ionenkristallen in longitudinalem Einschluß (wie in Abschnitt 3.1 gezeigt), führt dies zu relevanten transversalen Feldkomponenten, die im Fallenbetrieb eine DC-Kompensationsspannung an den zwei äußeren Speicherelektroden erforderlich machen.

Die Steuerung der Driftröhrenpotentiale erfolgt wahlweise über Frequenzgeneratoren oder die Digital Analog Converter (DAC) der Prozessorkarte (siehe Abschnitt 2.6), die Verstärkung dieser Signale ($0-10$ V \rightarrow ± 400 V) über 16

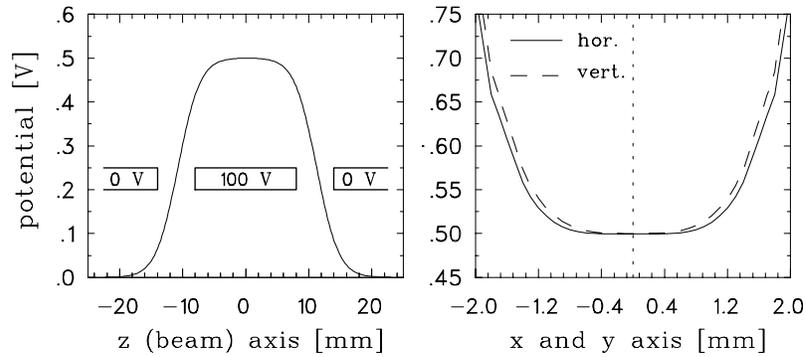


Abbildung 2.5: *Simulierter (MAFIA) Durchgriff eines Potentials von 100 V an allen sechs zu einer Driftröhre gehörigen Streifenelektroden auf die Sollbahn bei gleichzeitiger Erdung der Nachbar Elektroden. Das linke Bild zeigt den longitudinalen Potentialverlauf entlang der Sollbahn z , während das rechte Bild den nahezu konstanten transversalen Potentialverlauf über den Ringquerschnitt in der Mitte ($z=0$) der Driftröhre verdeutlicht.*

separate Module⁶, die bei der zu treibenden kapazitiven Last einer Driftröhre (inklusive ihrer Zuleitungen) von ca. 30 pF eine maximale Spannungsänderung von ca. 50 V/ μ s erlauben. Diese bestimmt die minimalen Schaltzeiten bzw. maximalen Schaltfrequenzen.

Mit den hier beschriebenen Elektroden können die Ionen im Fallenbetrieb longitudinal in einer Potentialmulde eingeschlossen, bzw. schrittweise transportiert oder beschleunigt werden, wie dies im experimentellen Teil der Arbeit ausführlich beschrieben wird. Simulationen zur Ionenbeschleunigung befinden sich in Anhang B.1.

Im Strahlbetrieb ermöglichen die Streifenelektroden der Driftröhren eine longitudinale Geschwindigkeitsdiagnose bzw. das Pulsen des Strahles und damit zeitgleich die Möglichkeit, die Dichte der Ionen kontinuierlich zu variieren.

Erzeugung des Speicherpotentials

Die Speicherspannung wird extern durch einen Frequenzgenerator erzeugt, verstärkt und in dem resonanten Radiofrequenz (HF)-Kreis, der gleichzeitig der Impedanzanpassung dient, transformiert. In Abb. 2.6 ist der HF-Kreis schematisch dargestellt, dessen kapazitive Last ($C \approx 130$ pF) zum Großteil von den Speicherelektroden bestimmt wird. Diese Kapazität ergibt zusammen mit der Induktivität der als Sekundärspule dienenden Luftspule ($L = 2 \cdot 2,4 \mu\text{H}$) des Transformators die Resonanzfrequenz $\Omega = 2\pi \cdot 6.3$ MHz. Um den Durchgriff von externen Störpotentialen zu minimieren, die z. B. von den Beobachtungsfenstern bzw. der Elektronenkanone getragen werden können, werden die dia-

⁶Fa. APEX, USA, PA85

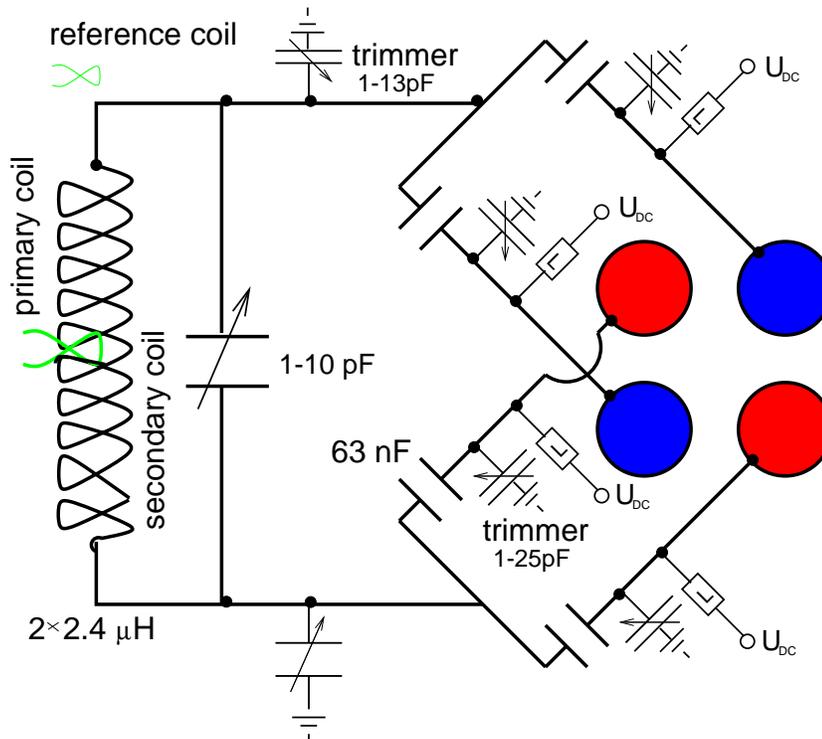


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des HF-Resonanzkreises. Die Elektrodenpaare sind gegenüber Erde antisymmetrisch polarisiert. Sowohl Einkopplung als auch Messung erfolgen induktiv. Durch Trimmkondensatoren lassen sich die Kapazitäten und damit die Spannungen abgleichen. Über Tiefpaßfilter (L) können DC-Spannungen an die Speicherelektroden angelegt werden.

gonalen Speicherelektrodenpaare mit antisymmetrischer Amplitude, d.h. mit entgegengesetzter Polarität betrieben.

Die aufgrund ungenügender Einkopplung am HF-Kreis reflektierte und abgestrahlte Leistung kann trotzdem noch nicht ausreichend durch einen zusätzlichen Abschwächer in der Zuleitung unterdrückt werden, wodurch Störungen der Regelungselektronik, z. B. der Lasersysteme, auftreten. Diese können minimiert werden, indem eine möglichst optimale Einkopplung in den Resonanzkreis verfolgt wird.

Zugunsten einer optimalen Einkopplung wird die Primärspule nicht galvanisch, sondern induktiv an die Sekundärspule angekoppelt, wobei der Einkoppelwiderstand durch die Verdrehung zwischen Primär- und Sekundärspule, also die Variation ihrer effektiven Fläche, zu 50Ω gewählt und während des Experimentes nachgeregelt werden kann. Als Monitor-signal dient hierzu die vom HF-Kreis reflektierte Leistung, die an einem Richtkoppler mit einem Vektorvoltmeter bestimmt wird. Messungen hierzu befinden sich in Anhang B.1.0.3.

Um die Verluste im Resonator zu minimieren, die das System aufheizen und die Einkopplung verschlechtern, wurde bei den Bauelementen auf hohe Güte und Stabilität geachtet.

Unterschiedliche Kapazitäten der inneren und äußeren Speicherelektroden und ihrer Zuleitungen führen zu unterschiedlichen Spannungsamplituden, wodurch im Speicherpotential zusätzlich Dipolterme auftreten. Zur präzisen Abstimmung der Spannungen an den einzelnen Speicherelektroden werden zusätzliche parallelgeschaltete Trimmkondensatoren verwendet. Die Reduktion der Dipol-schwingung wurde erreicht, indem die (aus den transversalen indirekt resultierenden) longitudinalen Ionenschwingungen, die sich in einer Modulation des emittierten Fluoreszenzlichtes mit der Speicherfrequenz Ω manifestieren, minimiert wurden. Messungen hierzu befinden sich in Anhang B.1.0.3.

Über vier separat durch Tiefpässe ($f_{grenz}=80\text{ kHz}$) an die Speicherfeldelektroden angeschlossene Eingänge können Gleichspannungen an die Speicherfeldelektroden angelegt werden. Die Messung der HF-Amplitude erfolgt induktiv durch eine kleine Auskoppelpule; die in ihr induzierte Spannung wird mit einem HF-Voltmeter ausgelesen. Kalibriert wurde das System durch die direkte kreuzweise Messung der an den Speicherelektroden anliegenden Spannungen mit einem differentiellen Tastkopf. Die Kalibrierung hierzu befindet sich in Anhang B.1.0.3.

Durch einen regelbaren Abschwächer nach dem digitalen Frequenzgenerator ist eine stufenlose Regelung der Speicherfeldspannungen bei gleichzeitiger Nachregelung der Einkopplung möglich.

Die Abstrahlung eines erheblichen Anteils der Speicherspannung aus dem Radiofrequenz (HF)-Resonanzkreis in den freien Raum wird durch die Integration der gesamten Schaltung in ein Aluminiumgehäuse, welches direkt am Rezipienten befestigt ist, abgeschirmt. Bei bis zu 15 W eingestrahelter HF-Leistung an 50Ω werden bei einer Transformation im Verhältnis 1:13 Speicherspannungen zwischen 0 und 500 V erreicht, die q -Werten (vgl. Gleichung 1.4) zwischen 0 und 0.4 entsprechen. Ein Erreichen höherer Spannungen könnte durch einen Wechsel zu Trimmkondensatoren höherer Durchschlagsfestigkeit bewerkstelligt werden.

Die durch Resonanzfrequenzschwankungen hervorgerufenen Änderungen der Spannungsamplitude belaufen sich auf kleiner 1%. Die absolute Kalibration wurde durch Messungen mit verschiedenen Tastköpfen auf besser 1% bestimmt. Der detektierbare Bewegungsanteil der Ionen durch Dipolterme im Speicherpotential wurde durch Abgleichen der Kapazitäten unterdrückt. Mikrobewegung tritt erst nach Anlegen von Gleichspannungen auf, Kompensationsspannungen sind folglich nicht notwendig.

Bei 15 W eingestrahelter HF-Leistung führt optimale Justage zu einer Unterdrückung des reflektierten Signals um 80 dB, der verbleibende Rest wird durch das Auftreten höherer Harmonischer aus dem Verstärker zwischen Frequenz-

generator und HF-Kreis bestimmt. Dies liefert eine den experimentellen Ablauf nicht mehr limitierende Störung.

Die Gesamtgüte des Systems beläuft sich auf 75 (kritischer Kopplung) bei Impedanzanpassung an 50Ω .

2.2 Vakuum

Um eine möglichst lange Lebensdauer für $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen im Speicherpotential und minimale Heizraten zu gewährleisten, finden die Experimente im Ultrahochvakuum (UHV: hier 10^{-11} hPa) statt. Dadurch werden die Stoßraten mit Restgasatomen bzw. Molekülen minimiert und gleichzeitig wird der Anteil an Dunkelionen reduziert, die im Speicherpotential stabil gehalten, in Coulomb-Kristalle eingegliedert, aber nur parasitär durch die ^{24}Mg -Ionen gekühlt werden können und damit die Kühlleistung pro Ion herabsetzen.

Der in diesem Experiment verwendete Vakuumrezipient basiert auf einem DN150CF Doppelkreuzstück. An dem untersten der sechs Flansche sind die Pumpen und das Vakuummeßsystem montiert.

Um eine Kontamination des Rezipienten mit Kohlenwasserstoffen zu vermeiden, arbeiten die Turbomolekularpumpe⁷ sowie die ihr vorgeschaltete zweistufige Membranpumpe⁸ ölfrei. Sie erreichen nach mehreren Tagen einen Druck im Bereich von 10^{-7} hPa. Der Restgasdruck wird nun von den aus Hohlräumen und von den Oberflächen abdampfenden Atomen und Molekülen bestimmt. Durch einen die gesamte Apparatur aufnehmenden Umluft-Ofen (Eigenbau) wird ein Ausheizen bei 210°C zur Beschleunigung der Desorption durchgeführt. Nach fünftägigem Ausheizen erfolgt die Aktivierung des im Rezipienten befindlichen Non-Evaporable-Getters (NEG). Danach werden die Membran- und Turbomolekularpumpe durch ein Ganzmetalleckventil vom Rezipienten abgekoppelt, das weitere Pumpen somit alleine durch eine Ionenzerstäuberpumpe⁹ und dem zusätzlich für Wasserstoff effizienteren NEG-Modul geleistet. Die Messung des Restgasdrucks erfolgt durch ein auf Stickstoff (N_2) kalibriertes Ionisationsvakuummeter¹⁰.

Der nach mehrwöchigem Pumpen gemessene Restgasdruck beläuft sich auf $1.6 \cdot 10^{-11}$ hPa, wobei zu beachten ist, daß die Restgaszusammensetzung anteilig von Wasserstoffmolekülen dominiert wird, auf die das Ionisationsvakuummeter wegen des im Vergleich zu N_2 kleineren Ionisationsquerschnitts schwächer anspricht, der Meßwert somit ohne Korrekturfaktor einer zu niedri-

⁷Fa. Pfeiffer, Asslar; TPU 180HM

⁸Fa. Vakuubrand, Wertheim, MD 8

⁹Fa. Varian, Darmstadt, VacIon Plus 300 Nobel Diode

¹⁰Fa. Leybold AG, Köln, IONIVACIM 520

gen Teilchendichte entspräche.

Die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen mit Restgasatomen ist für das hier beschriebenen UHV, bei einem Streuquerschnitt $\sigma \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$ [Lun99] und der entsprechenden mittleren Streulänge von ca. 10^8 m vernachlässigbar.

Durch ein weiteres Edelstahleckventil kann nach Abschaltung der Ionenzerstäuberpumpe und erneuter Ankopplung der Membran- und Turbomolekularpumpe ein Helium-Puffergasdruck¹¹ im Bereich 10^{-9} hPa bis 10^3 hPa eingestellt und durch eine Pirani/Bayard-Alpert Meßröhre¹² überwacht werden. Für Helium entspricht das Fünffache des gemessenen Gasdrucks dem tatsächlichen Druck im Rezipienten.

Zwei gegenüberliegende Flansche in der horizontalen Ebene des Rezipienten werden einerseits genutzt, um mit Hilfe von Durchführungen Potentiale an den Speicherring mit Atomofen und Elektronenkanone anzulegen und die Bodenplatte der Apparatur bzw. vier Fenster aus amorphem Quarz (Suprasil 1) für die Transmission von Kühl- und Diagnoselaserstrahlen zu tragen. Ein Paar ist senkrecht zum Laserstrahl orientiert, ein Paar zur Unterdrückung des im Speicherring auftretenden Streulichtuntergrundes und zur Maximierung der Transmission unter Brewsterwinkel gegen die Vertikale und damit, wie in Abb. 2.8 gezeigt, gegen die vertikale Polarisationsrichtung der linear polarisierten Laserstrahlen (siehe Abschnitt 2.3) verkippt.

Das zweite Paar gegenüberliegender Flansche in der horizontalen Ebene dient der Fluoreszenzdiagnose. Von ihnen wird jeweils ein in den Rezipienten hineinragendes Fenster aus amorphem Quarz (Suprasil 1) getragen, dessen vakuumseitige Oberfläche bis auf 14 mm an die gespeicherten Ionen heranreicht (vgl. Abb. 2.1).

An dem sechsten Flansch befindet sich ein während des Experiments abgedecktes Glasfenster, welches eine Kontrolle der sichtbaren experimentellen Abläufe und einen stolzen Blick für die Experimentatoren ermöglicht.

2.3 Lasersystem

In dieser Arbeit wurden ausschließlich $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen direkt lasergekühlt. Die Wellenlänge des verwendeten $3^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 3^2\text{P}_{3/2}$ Überganges (siehe Abschnitt 1.4) liegt bei 280 nm. Um einen kontinuierlichen Ionenstrahl im Speicherring PAL-LAS kühlen zu können, benötigt man zwei gegenläufige Laserstrahlen, deren jeweilige Frequenz der Doppler-Verschiebung für die bewegten Ionen Rechnung tragen muß (vgl. Abschnitt 1.4). Für eine typische Ionengeschwindigkeit

¹¹Fa. Messer, Griesheim, Helium 5.6

¹²Fa. Vacom, Jena, ATMION

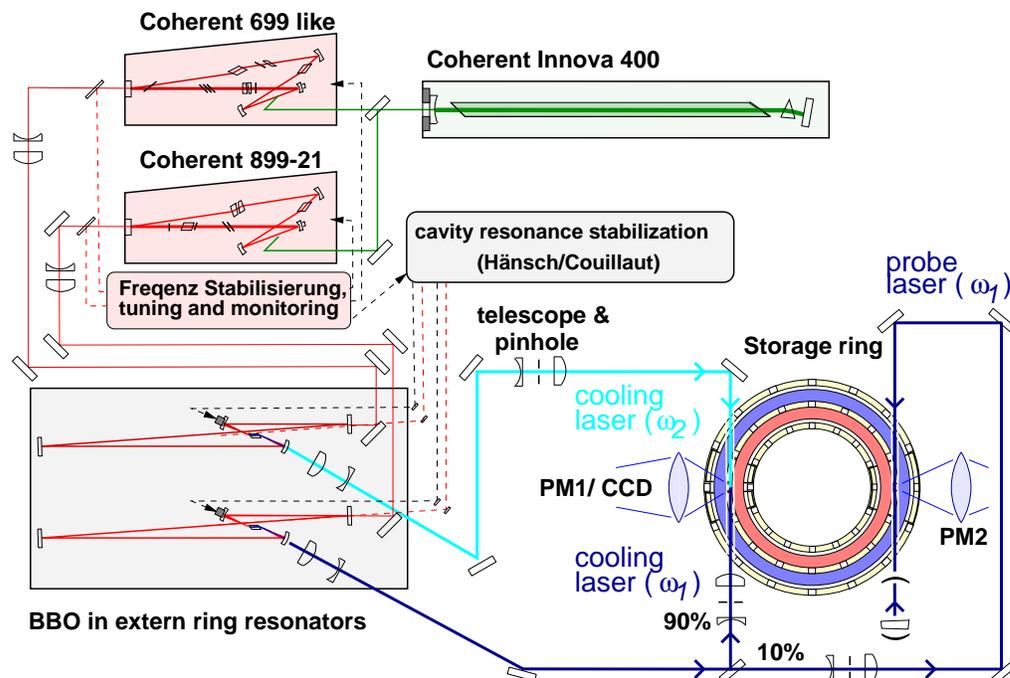


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau des Kühl- und Diagnoselasersystems. Mit einem Ar^+ -Laser werden zwei Farbstoffringlaser gepumpt, die Licht der Wellenlänge 560 nm liefern, das in externen Resonatoren frequenzverdoppelt wird. 90% der UV-Leistung von Laser1 liefern einen mitläufigen Kühl- und Diagnosestrahl gegen den gegenläufigen Laser2. 10% der Leistung von Laser1 werden ausgekoppelt und in eine gegenüberliegende Diagnosestrecke fokussiert. Im Strahlbetrieb werden Laser1 und Laser2 zum Ausgleich der Doppler-Verschiebung gegen den atomaren Übergang verstimmt (ca. ± 10 GHz).

von 2800 m/s ergibt sich ein Frequenzunterschied der beiden Laserstrahlen von jeweils 10 GHz. Dieser ist zu groß, um aus einem aufgespaltenen Laserstrahl und nachträglichem Einsatz Akusto-Optischer-Modulatoren (AOM's) generiert werden zu können. Daher war der Aufbau zweier eigenständiger UV-Strahlen erforderlich und wurde von C. Podlech im Rahmen seiner Diplomarbeit realisiert [Pod99].

In Bild 2.7 ist der Aufbau der benötigten Lasersysteme dargestellt, wobei die Erzeugung des UV-Lichtes in drei Stufen erfolgt.

Ein Argonionenlaser liefert auf der von uns genutzten Linie bei 514 nm eine Leistung von ca. 12 W.

Dieser Strahl wird direkt nach der Auskopplung durch einen Strahlteiler zu gleichen Teilen zum Pumpen zweier Farbstoffringlaser¹³ genutzt. Als aktives Medium dienen hier je 0.9 g des Farbstoffes Rhodamin 110, gelöst in 1140 ml

¹³Fa. Coherent, 1;899-21 2;699

Ethylenglykol. Mit frischem Farbstoff und optimaler Justage der Laserresonatorspiegel beträgt die Laserleistung im Einmodenbetrieb bei der Wellenlänge 560 nm bis zu 0.8 bzw. 0.6 Watt. Der ohne Sprung der Mode durchstimmbare Frequenzbereich beträgt dabei 30 GHz. Die absolute Frequenzbestimmung des Laserlichtes aus Laser 1 (L1) und Laser 2 (L2) erfolgt zunächst über ein Wavemeter auf ca. 1 GHz genau. Um die Frequenz des Überganges auf die für den Ladeprozess benötigten 50 MHz genau zu kennen, erfolgt die Feinabstimmung von L1 durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie an Ioddampf in einer Gaszelle [Peik98].

Die Frequenzverdopplung (und damit ebenfalls Verdopplung des durchstimmbaren Frequenzbereichs) von 560 nm auf 280 nm erfolgt durch zwei je 7 mm langen Barium- β -borat (BBO)-Kristalle¹⁴ in zwei externen Überhöhungsresonatoren. Diese liefern bis zu 40 bzw. 20 mW UV-Lichtleistung, bei einem durchstimmbaren Frequenzbereich von 20 bzw. 14 GHz, der in der Stabilisierungsregelung der Verdopplungsresonatoren berücksichtigt wird. Die UV-Strahlen sind stark astigmatisch und weisen Interferenzstreifen auf.

Durch ein Teleskop mit Zylinderlinsen erreicht man eine Kompensation des Astigmatismus, durch räumliche Filterung mit Lochblenden eines Durchmessers von 50 μm einen annähernd gaußförmigen Strahl. Die Position der Lochblende liegt jeweils im Fokus eines Teleskopes mit sphärischen Linsen. Die Foki der Strahlradian in der Kammer betragen ($\omega_0=2\sigma$) $\omega_{0/1}=450\mu\text{m}$ und $\omega_{0/2}=200\mu\text{m}$. Die Strahlen überlappen gegenseitig und mit der Sollbahn über ca. 4 mm, entsprechend ca. 1% des Ringumfanges. Bei einer mittleren UV-Leistung von je 2.5 mW ergeben sich somit unter Berücksichtigung der Sättigungsintensität des in Abschnitt 1.4 behandelten Mg-Überganges von 762 mW/cm^2 die Sättigungsparameter S_1 und S_2 im Maximum des Laserprofils zu ca. 3 bzw. 15. Auf die den ²⁴Mg-Ionen durch die aufgeführten Parameter widerfahrenden Fluoreszenzraten und damit verbundenen Geschwindigkeitsänderungen wurden in Abschnitt 1.4 eingegangen.

Um einen dritten Laserstrahl zu Diagnosezwecken zur Verfügung zu haben, werden durch einen Strahlteiler 10% des UV-Strahls des L1 ausgekoppelt und durch ein weiteres Teleskop in den in Abb. 2.7 dargestellten B2 vor das zweite Beobachtungsfenster auf eine Strahltaile von $\omega_{0/3}=150\mu\text{m}$ fokussiert. Daraus ergibt sich für die durch den 10%igen Strahlteiler ausgekoppelte Leistung von typischerweise 0.25 mW ein Sättigungsparameter $S_3=3$, der durch zusätzliche Abschwächer individuell geregelt werden kann.

Die Frequenz von L2 wird direkt über die Resonanzfluoreszenz der Magnesiumionen bei der entsprechenden Frequenz ω_{L1} kalibriert.

¹⁴Fa. Castech (China), Vertrieb Döhner Elektrooptik, Karlsbad

2.4 Atomofen - Elektronenkanone

Die Erzeugung von $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen erfolgt durch Elektronenstoßionisation eines thermischen Mg-Atomstrahles im Speichervolumen der Falle. Anders als in

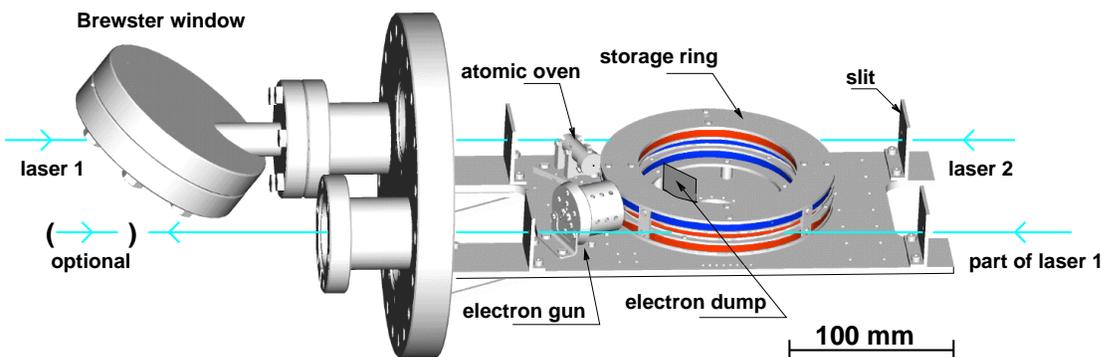


Abbildung 2.8: *Einschub in den Rezipienten, der auf einer Grundplatte den Speicherring, den Atomofen, die Elektronenkanone sowie eine ihr gegenüberliegende Elektrode trägt. Sie blockt den Elektronenstrahl und macht die Messung des durch den Ring transmittierten Stroms möglich. Die hier symbolisierten Laserstrahlen gelangen durch Brewsterfenster auf der einen und durch fast senkrecht zum Laserstrahl angebrachte Fenster auf der anderen Seite in die Kammer. Streulicht wird durch vier Schlitzblenden reduziert.*

Ring- bzw. linearen Fallen läßt sich bei PALLAS als Speicherring der Ladebereich nicht durch Potentiale vom Arbeitsbereich separieren. Während des Ladeprozesses entstehen somit durch die Bedampfung der Au-Oberflächen der Speicherelektroden mit Magnesium Potentiale der Größenordnung 2 eV [Bir94]. Diese modulieren das Speicherpotential und damit die freie Propagation der Ionen entlang der z -Achse und stellen damit via strahlinterner Stöße einen Beitrag zur Strahlheizung (siehe Abschnitt 1.3). Ionen mit einer kinetischen Energie unterhalb der (mit durch die Kontaktpotentiale vorgegebenen) Schwelle werden die Ionen sogar longitudinal eingeschlossen, die minimale Ionengeschwindigkeit damit vorgegeben.

Um den Einfluß dieser Störpotentiale zu minimieren, mußte die Effizienz des Ladevorganges verbessert werden.

2.4.1 Atomofen

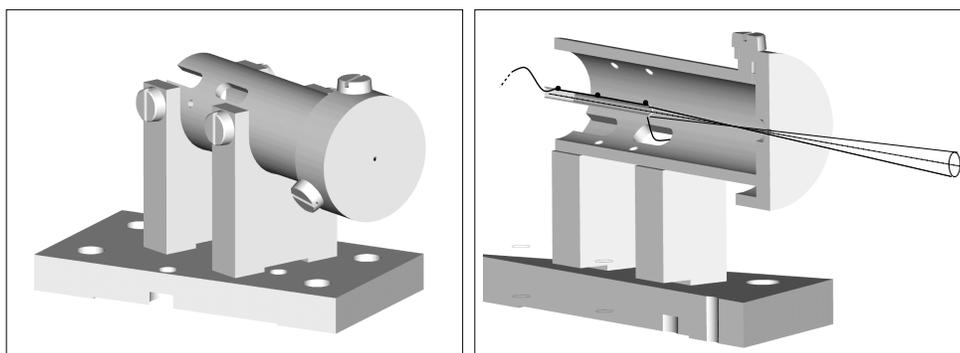


Abbildung 2.9: Ansicht und Querschnitt des Atomofens. Das mit ^{24}Mg gefüllte Tantal-Röhrchen befindet sich, von dem an drei Punkten mit ihm verschweißten Tantal-Heizdraht ausgerichtet und gehalten, in einem Edelstahlzylinder mit einem Innendurchmesser von 8 mm, dessen einseitiger Verschluß durch eine Blende mit 0.5 mm Durchmesser durchbrochen ist. Der sich daraus ergebende, im Strom um ca. 99,5% beschnittene, ^{24}Mg -Atomstrahl besitzt einen Öffnungswinkel von $3,4^\circ$ und wird außerhalb des Atomofens durch die schwarzen Linien symbolisiert.

Das Herzstück des Atomofens besteht aus dem von Birkl [Bir94] eingesetzten Tantal-Röhrchen mit einem Außendurchmesser von 1 mm, Innendurchmesser 0.84 mm und mit einer Länge von 14 mm, einseitig durch Zangendruck verschlossen. Mittels eines mit dem Röhrchen an drei Punkten elektroverschweißten Tantaldrahts des Durchmessers 0.2 mm und einer Länge von 42 mm wird das in dem Röhrchen befindliche metallische Magnesium resistiv geheizt und verdampft.

Für die Gewährleistung einer „sauberen“ Verdampfung (ohne z. B. das explosive Abdampfen von ganzen, für den Ladeprozess unbrauchbaren, das Elektrodenpotential aber umso mehr störenden Mg-Clustern), wurde die minimale Heizleistung bestimmt, die gleichzeitig einen zuverlässigen Betrieb des Ofens gesichert. Um weiterhin eine maximale Kollimation bei minimalen Verdampfungsraten zu erreichen, wurden Experimente durchgeführt, auf die in Anhang B.3.0.4 näher eingegangen wird. Es seien hier lediglich die Ergebnisse zusammengefaßt.

Durch den Einsatz von zu 99,92% angereicherter, metallischer ^{24}Mg -Folie¹⁵ wurde der Anteil der Mg-Isotope an den Dunkelionen, die aufgrund ihrer Isotopieverschiebung kaum lasergekühlt werden, minimiert (natürliche Isotopenzusammensetzung von Mg: 79% ^{24}Mg ; 10% ^{25}Mg ; 11% ^{26}Mg). Die Oxydschicht auf der in Streifen geschnittenen ^{24}Mg -Folie wurde mit Zitronensäure

¹⁵Fa. Techno-Lab, Garching: MgO 158401-reduziert zu Mg-metallisch

entfernt. Die Oberfläche wird dabei durch eine Mg-Zitratschicht, im Vergleich zu metallischem Magnesium kleineren Dampfdruckes, gegen Oxidation beim Einbau geschützt. Verunreinigungen der Speicherelektroden durch das sonst notwendige, anfänglich explosive Abdampfen des Mg-Oxides, das im Vergleich zu Magnesium einen höheren Dampfdruck besitzt, werden damit ausgeschlossen (siehe Anhang B.3.0.4).

Die 2 mg ^{24}Mg , die mit einem Strom von 1.09 A auf eine Temperatur von weniger als 300°C geheizt werden, erzeugen einen Atomstrahl, ausreichend für ca. 20 Tage Dauerbetrieb. Bei einer Heizdauer von weniger als 2 Minuten pro Ladevorgang ist somit ein wartungsfreier Betrieb möglich.

Der ^{24}Mg -Atomstrahl wird, wie in Abb. 2.9 gezeigt, durch eine Blende des Durchmessers 0.5 mm in einem Abstand von 20 mm vor dem Rohrende zu einem Strahl des Öffnungswinkels $3,4^\circ$ kollimiert. Ca. 0.5% des abgedampften Magnesiums gelangen in das Fallenzentrum, in dem der Atomstrahl einen Durchmesser von 3,4 mm erreicht. Trotzdem trifft der Strahl beim Austritt aus dem Speicherring mit ca. 5 mm Durchmesser bereits die Speicherelektroden. Dies ist durch stringendere Kollimation nicht mehr abzuschwächen. Aus Platzgründen ist kein größerer Abstand vom Speicherring möglich, eine Verkleinerung der Blende nicht realisierbar, da sich sonst während der Ladevorgänge die Blende sukzessiv mit Magnesium verschließt. Durch ein zusätzliches Beheizen der Blende würden die Anforderungen an das Vakuum in der Kammer während des Ladevorgangs von derzeit besser als $5 \cdot 10^{-11}$ hPa nicht erfüllen können.

Um die verbleibenden, durch den Ladevorgang hervorgerufenen Kontaktpotentiale auf ein Mindestmaß zu reduzieren, wurde die verwendete Elektronenkanone (siehe Abschnitt 2.4.2) bezüglich ihrer Strahlqualität und -energie optimiert.

2.4.2 Elektronenkanone

Einerseits müssen Restgasatome und Moleküle, die an einem vergleichbaren Arbeitspunkt des Speicherringes (vgl. Abb. 1.2) ionisiert gespeichert werden und als Dunkelionen die Kühl- und Fluoreszenzrate reduzieren, unterdrückt werden. Andererseits sollen die ^{24}Mg -Atome mit hoher Ausbeute einfach ionisiert werden, weshalb ein möglichst hoher Elektronenstrom erforderlich ist. Aus einem Vergleich der Stoßionisationswirkungsquerschnitte [OAK70] von Mg-Atomen zu Mg^+ und Mg^{2+} bzw. beispielhaft N_2 zu N_2^+ ergibt sich zusammen mit der Forderung nach einem möglichst hohen Elektronenstrom die Beschleunigungsspannung U_c zu ca. 100 V.

Weiterhin besteht die Forderung nach einer geringstmöglichen Aufladung unserer den Speicherring umgebenden Keramiken und Beobachtungsfenster. Zwar wurden die relevanten Keramikoberflächen (siehe Abb. 2.4) zu über 90% mit Gold beschichtet und auf definiertes Potential gelegt, jedoch würde die Aufladung der nur zwei Millimeter breiten, nicht leitenden Spalte bereits zu Ab-

klingszeiten dieser Störpotentiale von einigen 10 Minuten führen [Peik98]. Die Experimente und Simulationen, die zum Bau der in Abb. 2.10 dargestellten Elektronenkanone geführt haben, sind im Anhang B.3.0.5 beschrieben, hier seien lediglich ihre Funktionsweise und die Ergebnisse zusammengefaßt.

Die Positionierung der Elektronenkanone sowie ihr Aufbau sind in Abb. 2.8

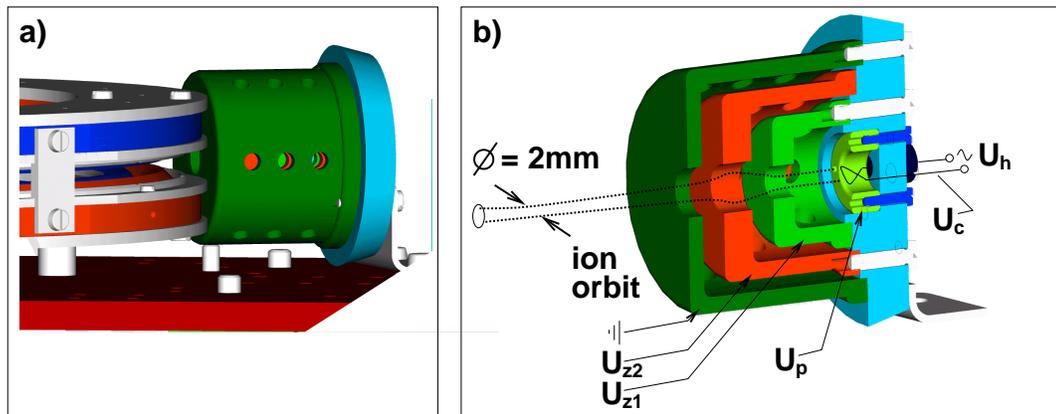


Abbildung 2.10: a) Die Ansicht und Positionierung der Elektronenkanone direkt am Speicherring bei ausgeblendetem Atomofen. b) Schnittbild durch die Elektronenkanone zeigt die unabhängig voneinander ansprechbaren Beschleunigungselektroden und Fokussierungslinsen. Der durch einen Wechselstrom geheizte Wolframdraht dient als Kathode, an die die Spannung -81 V angelegt wird. Die Spannung U_p an der ringförmigen Pierce-Elektrode beträgt -115 V und kompensiert die Raumladung der sich vor der Kathode ausbildenden Elektronenwolke. Die die Stärke des Strahlstromes bestimmende Spannung ergibt sich aus der Differenz $U_{z1}-U_c$, bei $U_{z1}=+28\text{ V}$ zu 109 V . Die folgenden Linsen bremsen den Elektronenstrahl (Einhüllende durch gepunktete Linien angedeutet) mit $U_{z2}=+25\text{ V}$ und $U_{z3}=0\text{ V}$ wieder auf die Energie von 81 eV ab und fokussieren ihn mit einem Radius von ca. 1 mm in den Atomstrahl auf der Speicherringachse. Die Erdung des dritten Zylinders sorgt zusätzlich für eine Abschirmung der DC-Potentiale der Elektronenkanone gegenüber dem Speicherring.

und 2.10 dargestellt. Als Elektronenquelle dient ein mit einem AC-Strom der Stärke $3,8\text{ A}$ geheizter, unthorierter Wolframdraht des Durchmessers $200\text{ }\mu\text{m}$, der bei ca. $200\text{ }^\circ\text{C}$ zu einer Schleife mit Krümmungsradius 1 mm gebogen wurde. Die emittierten Elektronen bilden im hier vorliegenden, raumladungsdominierten Arbeitsbereich eine Ladungswolke vor dem Wolframdraht, die als virtuelle Kathode zu verstehen ist. Die Pierce-Elektrode liefert eine Kompensation der Raumladung der Wolke, aus der die Elektronen von den folgenden Beschleunigungs- bzw. Fokussierungs-DC-Potentialen abgezogen werden. Durch geeignete Wahl dieser Gleichspannungen an den getrennt regelbaren Linsen wird der Elektronenstrahl in den Atomstrahl auf der z -Achse des Ringes fokussiert, der Strom und die Energie in Abhängigkeit des ebenfalls zu

berücksichtigenden Speicherpotentials geregelt. Der maximal extrahierbare Strom ist proportional zur Extraktionsspannung $U_c^{3/2}$ [Rao95]. Der Elektronenstrahlradius im Überlappbereich mit dem Atomstrahl beträgt ca. 2 mm (siehe Anhang B.3.0.5).

Nachdem der Strahl den Speicherring passiert hat, wird er mit Hilfe einer Elektrode aufgenommen (vgl. Abb. 2.8) und bezüglich der Stromstärke optimiert. Dabei ist zu berücksichtigen, daß-trotz der nahezu totalen Transmission durch geerdete Speicherelektroden (bei angelegter Lade-Speicherspannung) nur etwa 10% des Elektronenstrahles in den Ring gelangen, der Rest von den Speicherelektroden aufgenommen wird. Dies entspricht für einen Extraktionsstrom von $40 \mu\text{A}$ einem mittleren Ladestrom von ca. $4 \mu\text{A}$ bei der Elektronenenergie von 80 eV. Durch den wegen der hohen Effizienz niedrigen notwendigen Heizstrom wird während des Ladevorgangs ein Druck in der Kammer von $5 \cdot 10^{-11}$ hPa aufrechterhalten.

Ladevorgang

Der Ladevorgang eines Ionenensembles in PALLAS erfolgt analog für den weiteren Betrieb als Falle bzw. als Speicherring.

Maximale Ladeeffizienz wird bei einer Speicherspannung von 240 V, entsprechend $q=0.21$ ($a=0$), und lediglich einem Kühlaserstrahl im Speicherring (vgl. Abb. 2.8) erreicht, dessen Gegenkraft zu Beginn durch eine statische longitudinale Potentialmulde gestellt wird, die sich über den gesamten Ringumfang erstreckt. Dies wird durch die als statische Elektroden eingesetzten Driftröhren realisiert, an die Spannungen zwischen 0 und 100 V angelegt werden. Die absolute Frequenz des Lasers wird mit Hilfe der Iodzelle (vgl. Abb. 2.3) bestimmt und auf ca. 300 MHz bezüglich des verwendeten atomaren Übergangs von $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen rotverstimmt.

Zunächst werden der Atomofen mit einem linear ansteigenden Strom von 0.8 bis 1.0 A sowie der Kathodendraht der Elektronenkanone mit einem Strom von 3.8 A vorgeheizt. Nach ca. 60 s wird der Heizstrom des Atomofens auf 1.08 A gefahren und die Elektronenkanone durch Applikation der Extraktionsspannung U_c aktiviert. Das Minimum der durch die Driftröhren erzeugten longitudinalen Potentialmulde befindet sich in Beobachtungsbereich B1 bzw. in Überlapp mit dem Laser L1, wodurch ionisierte, heiße Atome wiederholt den Kühlbereich passieren können.

Nach fünfsekündigem Beladen reduziert die dann zu hohe Ionendichte in der longitudinalen Potentialmulde die Ladeeffizienz erheblich. Die Spannung an den Driftröhren wird heruntergefahren, da die Wolke kalter Ionen in Wechselwirkung mit dem Laser die gerade ionisierten, heißen Ionen effizient sympathetisch kühlt. Die Anzahl der Ionen kann erhöht werden, ohne daß sie alle in dem schmalen Überlappbereich mit dem Laserstrahl gehalten werden müssen.

Die Laderate von ca. 1000 Ionen pro Sekunde ermöglicht das Beladen des Ringes mit für Strahlexperimente typischen 30 000 Ionen binnen 30 Sekunden. Das anfängliche Speichern von Dunkelionen ist hauptsächlich vom partiellen Gasanteil an N_2 beim Ladevorgang abhängig. Für die beschriebenen Parameter ergibt sich aus dem mittleren Restgasdruck in der Kammer ein maximaler Anteil von N_2 - zu $^{24}Mg^+$ -Ionen von ca. 10^{-3} . Der Einfluß des Ladevorgangs auf die Dunkelionenkonzentration ist damit zu vernachlässigen.

Eine etwaige elektrostatische Aufladung der Isolatoren durch den Elektronenstrom kann im Experiment nicht festgestellt werden. Eine quantitative Vermessung des verbleibenden Störpotentials wird in dem Abschnitt C diskutiert.

2.5 Ionendetektion

Der optische Nachweis des Fluoreszenzlichts (siehe Abb. 2.1) der $^{24}Mg^+$ -Ionen erfolgt aus Beobachtungsbereich B1 mit Hilfe eines Photonenvervielfachers (PM1), bzw. mit einer ortsempfindlichen bildverstärkten Kamera (CCD); für Beobachtungsbereich B2 steht ein weiterer baugleicher Photonenvervielfacher (PM2) zur Verfügung. Anders als in Hochenergiespeicherringen kann bei den Strahlenergien in PALLAS das Streulicht des dopplerverschobenen und senkrecht zur Beobachtungsrichtung eingestrahlten Laserlichts nicht durch Filter von dem Fluoreszenzlicht der Ionen abgetrennt werden. Daher ist die Minimierung des Streulichtuntergrundes durch restriktive Filterung im Ortsraum und hohe Laserstrahlqualität zu gewährleisten.

Das Fluoreszenzlicht der Ionen aus B1 wird durch ein kurzbrennweitiges Objektiv ($f = 49$ mm) zur räumlichen Filterung auf einen Schlitz vor PM1 bzw. auf die Bildebene der CCD-Kamera fokussiert. Durch eine Brennweite $f = 49$ mm sind zwar starke Vergrößerungen $M \in [1;20]$ möglich, und es wird durch die Nähe des Objektivs am Objekt ein großer Raumwinkel abgedeckt und dementsprechend viel Fluoreszenzlicht eingefangen, dafür müssen aber Verzerrungen der Abbildung am Rand in Kauf genommen werden. In dem hier beschriebenen Aufbau wurde eine Vergrößerung von 10 gewählt, um ein relevantes Stück der Sollbahn von 2 mm auf die totalen 20 mm CCD-Kamera-Apertur abbilden zu können.

Die bildverstärkte 12-Bit CCD-Kamera¹⁶ erlaubt gekühlt (Peltierelement kühlt Elektronik auf eine Temperatur von $-12^\circ C$) prinzipiell den Einzelphotonennachweis.

Das Fluoreszenzlicht aus B1 durchläuft direkt vor der Kamera einen Bandpaßinterferenzfilter mit einer maximalen Transmission von 40 % bei 280 nm und einer spektralen Breite von 10 nm zur Reduzierung des sichtbaren Streulichts. Es gelangt dann auf die Photokathode und löst dort Photoelektro-

¹⁶Fa. PCO, Kehlheim: DiCAM-PRO (25-SVGA)

nen aus. Die Photokathode dient gleichzeitig als Verschluss der Kamera. Hier genügt das Schalten einer verhältnismäßig kleinen Potentialdifferenz von 260 V durch einen Pulser, um die Elektronen zu beschleunigen bzw. am Austritt zu hindern. Die minimale Schaltzeit des Pulsers bestimmt die minimale Belichtungszeit von 3 ns, die maximale Pulsrate die maximale Repetitionsrate von 4 kHz. Im Belichtungs-Modus treten die Elektronen aus der Photokathode aus und werden in Richtung einer Mikrokanalplatte (MCP) beschleunigt. Mit ca. 10^6 Kanälen von typisch $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser und 0.5 mm Länge entspricht jeder Kanal einem Photomultiplier. Nach der Sekundärelektronenvervielfachung werden die Elektronen bei Erhalt der Ortsinformation auf einen Phosphorschirm beschleunigt, den sie zum Leuchten anregen. Durch ein Tandem-Teleskop, das den Strahl um einen Faktor 2.3 verkleinert, werden die Photonen auf die 1280×1024 quadratischen Pixel der Kantenlänge $6.7\ \mu\text{m}$ des CCD-Chips abgebildet. Die Ortsauflösung der Kamera wird folglich nicht durch die Größe der Pixel, sondern durch die Größe der Kanäle in dem MCP vorgegeben. Bei der gewählten Vergrößerung des Abbildungsteleskopes von 1:10 entspricht dies einer theoretischen Ortsauflösung für die Ionen von ca. $2\ \mu\text{m}$. Eine Obergrenze für die tatsächlich erreichte Ortsauflösung des gesamten Systems liegt im Bereich von ca. $5\ \mu\text{m}$ (vgl. Abschnitt 3.1.1).

Durch das Einführen eines Kippspiegels in den Strahlengang wird das Fluoreszenzlicht aus B1 auf den PM1 abgelenkt. Die baugleichen Solar-Blind-Photomultiplier¹⁷ PM1 bzw. PM2 haben bei einer Wellenlänge von 280 nm eine Quanteneffizienz von 4%. Sie liefern, bei einer typischen Kathodenspannung von 1800 V, entsprechend einer Verstärkung von ca. $5 \cdot 10^6$, eine Dunkelzählrate von ca. 15 Hz und eine maximale Zählrate von 3.5 MHz. Die Unempfindlichkeit für sichtbares Licht ermöglicht neben geringerer Anfälligkeit für sichtbares Streulicht den ungekühlten Einsatz.

Berücksichtigt man neben der Quanteneffizienz den Anteil des Beobachtungsräumwinkels von ca. 1.8%, Abstrahlung in Beobachtungsrichtung, Reflexionsverluste an den optischen Oberflächen sowie den Frequenzabstand der Laser von der Resonanzlinie von ca. 30 MHz für statische Ionen bzw. 200 MHz für bewegte Ionen, so erhält man maximale Zählraten pro Ion von 20 kHz bzw. 3 kHz.

Der Streulichtuntergrund wird dominant durch die Rückspiegelung der Laserstrahlen beim Wiederaustritt aus dem Rezipienten bestimmt, da der rücklaufende Strahl wegen minimaler Verkippung der Fenster nicht auf Achse liegt und intensives Streulicht verursacht wenn er z. B. die Speicherelektroden in B1 berührt. Durch die Verkippung der Ein- und Austrittsfenster im Brewsterwinkel gegen die vertikale Polarisationsrichtung der Laser konnte die Reflexion in B1 stark reduziert werden. Bei typischen Sättigungsparametern der Laser von

¹⁷Fa. Hamamatsu, Hersching: Tube R2078

$S_1=3$ und $S_2=15$ wird ein Untergrund- zu Signalverhältnis abhängig von der Strahlage zwischen 0,1% und 1% erreicht.

Der Bereich B2 dient nicht als Kühl-, sondern als reiner Diagnosebereich und wurde erst provisorisch eingerichtet. Es wurden bisher, um das Vakuum nicht brechen zu müssen, noch keine Brewsterfenster für den Laser vor PM2 installiert. Das Fluoreszenzlicht aus B2 durchläuft lediglich eine Linse ($f=43$ mm bei 280 nm) und wird ohne weitere Filter 1:1 auf PM2 abgebildet. Aufgrund der kleineren Intensität lediglich eines Laserstrahles, dessen Gegenkraft durch kleine elektrische Diagnosefelder erzeugt wird (siehe Abschnitt 3.2.1.1), belüftet sich die Zählrate pro Ion im Strahlbetrieb lediglich auf ca. 200 Hz bei einem Untergrund- zu Signalverhältnis zwischen 1% und 10%.

Eine stroboskopische orts aufgelöste Aufnahme der Ionenstrahlen in PALLAS ist derzeit noch nicht möglich. Für eine Belichtungszeit von 5 ns ist die Einzelionenidentifikation nur prinzipiell möglich. Für eine Aufnahme mit mindestens einem Photon pro Ion muß bei der Pulserrate von maximal 4 kHz wegen der geringen Fluoreszenzrate von durchschnittlich 2 kHz pro Ion im Strahlbetrieb eine effektive Belichtungszeit von 25 s veranschlagt werden.

Repetitionsraten im MHz-Bereich können mit der Kamera bisher durch einen zweiten internen Pulser nur für Belichtungszeiten länger als 20 ns erzielt werden. Dies reicht für stroboskopische Aufnahmen der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Strahlkristalle mit minimalen Geschwindigkeiten bis 800 m/s nicht aus. Innerhalb von 20 ns legt ein Ion der Geschwindigkeit 1000 m/s bereits den typischen Abstand nächster Nachbarn von $20 \mu\text{m}$ zurück, wodurch eine Einzelionenidentifikation für die erreichten Ionendichten ausgeschlossen ist. Ein Auswechseln des verwendeten gegen einen neuentwickelten Pulser könnte zu einer Repetitionsrate von 3 MHz führen und damit die effektive Belichtungszeit um fast drei Größenordnungen reduzieren. Derzeit wird der Umbau auf Realisierbarkeit geprüft.

2.6 Systemsteuerung - Datenaufnahme

Zur Datenaufnahme der mit PM1 und PM2 aufgenommenen Fluoreszenzraten und Prozeßsteuerung in Echtzeit dient PC 1 mit dem Betriebssystem Linux und der graphischen Benutzeroberfläche LabView for Linux. Der Rechner wurde zusätzlich mit drei ADwin Meßwerterfassungskarten¹⁸ ausgestattet. Die Masterkarte verfügt über einen vollständigen Prozeßrechner (ADSP: Taktfrequenz 40 MHz). Die Kommunikation zwischen ADwin-System und PC1 bzw.

¹⁸Fa. Jäger, Lorsch, ADwin9L-CO2,ADCX,ADCY

dem Programm LabView verläuft über ein in der Sprache ADbasic 3.0 geschriebene, auf PC1 kompilierte und über eine Linkverbindung direkt in den Speicher des Prozessormodules geladene Programm. Der Prozessor regelt in Echtzeit eigenständig den Programmablauf, d.h. in Zeitschritten bis minimal 25 ns (1/40MHz) unabhängig von der Auslastung des PC 1.

Zur Datenaufnahme werden über die Analog Digital Wandler (ADC) das Differenzsignal der Photodioden der Iodzelle, die Lage der Laserstrahlen auf den Quadrantendioden vor und hinter dem Rezipienten sowie die UV-Intensitäten online mitgemessen. Die Pulse der Photonenvervielfacher werden analog zu TTL-Pulsen gewandelt und einerseits an Ratemeter weitergeleitet, die eine der Rate analoge Spannung ausgeben und eine Integrationszeit und damit Zeitaufösung von 3 ms besitzen. Zum anderen erreichen sie zwei 16 Bit-Zähler mit Zwischenregister, die ein paralleles Zählen und Auslesen erlauben und mit einer Taktfrequenz von 5 MHz arbeiten. Damit wurde ein nur durch die typischen Gesamt-Zählraten zwischen 10 und 300 kHz in der Zeitaufösung bei 3 μ s limitiertes Ratemeter realisiert, essentiell für die in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Messungen der Fluoreszenzanstiegszeiten nach einer Laserkühlungsunterbrechung.

Die Einstellung der Laserfrequenzen erfolgt über zwei 12 Bit-Digital-Analog Converter (DAC) und ermöglicht zeitlich beliebiges Halten bzw. Frequenzrampen über einen Laserfrequenzbereich von mehr als 20 GHz (bei 280 nm). Die Zeitdauer der Rampe ist dabei zwischen 20 und 0.5 s frei wählbar, limitiert durch die Stabilität der Laserregelung. Die Rückrampe erfolgt stets in 0.5 s. Fluoreszenzraten, Laserfrequenzen und Laserintensitäten werden in einem gemeinsamen Dokument gespeichert.

Schwierigkeiten bei der Prozeßsteuerung ergeben sich, wenn nicht zyklische Abläufe auf stark unterschiedlichen Zeitskalen abgearbeitet werden müssen. So erfolgt beispielsweise während eines repetierten Laserscans der Zeitdauer 4s eine Ansteuerung der Verstärkereingänge der Driftröhren mit Schaltzeiten auf Mikrosekunden-Ebene; dies wird z. B. in Abschnitt C zum Transport der Ionen durch die Driftröhren benötigt. Erreicht wird dies durch eine Abfolge von Programmabschnitten verschiedener Prioritäten und ist, wie die gesamte Steuerung, in dem dafür erstellten und auf CD angefügten Programmcode nachzuvollziehen.

Das CCD-Kamerasystem verfügt über den eigenen PC 2 mit Windows-Betriebssystem und eigener Steuerungssoftware. Nachträgliche Bearbeitung der Rohdaten wird durch Umwandlung in ASCII-Zeichen durch ein freundlicherweise privat zur Verfügung gestelltes Programm möglich¹⁹.

¹⁹Kai Herrmann: ETH-Zürich, PCOPictures.exe

Kapitel 3

Experimentelle Ergebnisse

3.1 Statische Kristalle: PALLAS als lineare Falle

Bei der Inbetriebnahme der Ringfalle ist es von entscheidender Bedeutung, die abbildenden Systeme zu justieren und zu kalibrieren, bzw. Heizeffekte über die Auflösung einzelner Ionen aufzuspüren und zu beseitigen.

In einem ersten experimentellen Schritt ist es notwendig, die bereits in Fallen etablierte Coulomb-Kristallisation [Bir94, Hor98, Drew98, Blo00, Nae98] statischer Ionenensembles zu reproduzieren und nachzuweisen.

Bei der Beurteilung der Ergebnisse im Speicherringmodus, wenn die Auflösung der einzelnen Ionen nicht mehr möglich ist (siehe Abschnitt 2.5), ist der direkte Vergleich zwischen statischen Ensembles und Ionenstrahlen in derselben Apparatur von essentieller Bedeutung. Einerseits, um durch den Vergleich der Gemeinsamkeiten zusätzliche Informationen, z. B. bezüglich der Struktur höherdimensionaler Kristalle, zu erhalten. Andererseits, um durch die Gegenüberstellung von Unterschieden zu lernen, z. B. über zusätzliche Heizmechanismen für (kristalline) Ionenstrahlen.

3.1.1 Ein- bis dreidimensionale $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionenkristalle

Nutzt man den Laserstrahl lediglich zur Diagnose der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und hält das Ensemble, z. B. über Stöße in einer Puffergasatmosphäre, auf konstanter Temperatur, so wird die Fluoreszenzrate bei einer kontinuierlichen Verstimmung der Laserfrequenz gerade die dopplerverbreiterte Geschwindigkeitsverteilung der Ionen widerspiegeln.

in typisches Spektrum einer in einer Puffergasatmosphäre (vgl. Abschnitt 2.2) von 10^{-5} hPa Helium befindlichen Ionenverteilung ist im oberen Bildabschnitt

von Abbildung 3.1 dargestellt. Der Diagnoselaser wird in vier Sekunden über die dargestellte Frequenzachse und damit über die symmetrische Gaußverteilung verstimmt, deren Breite sich zu $\sigma_c \approx 15 \cdot \Gamma/2$ ergibt. Die sich hieraus

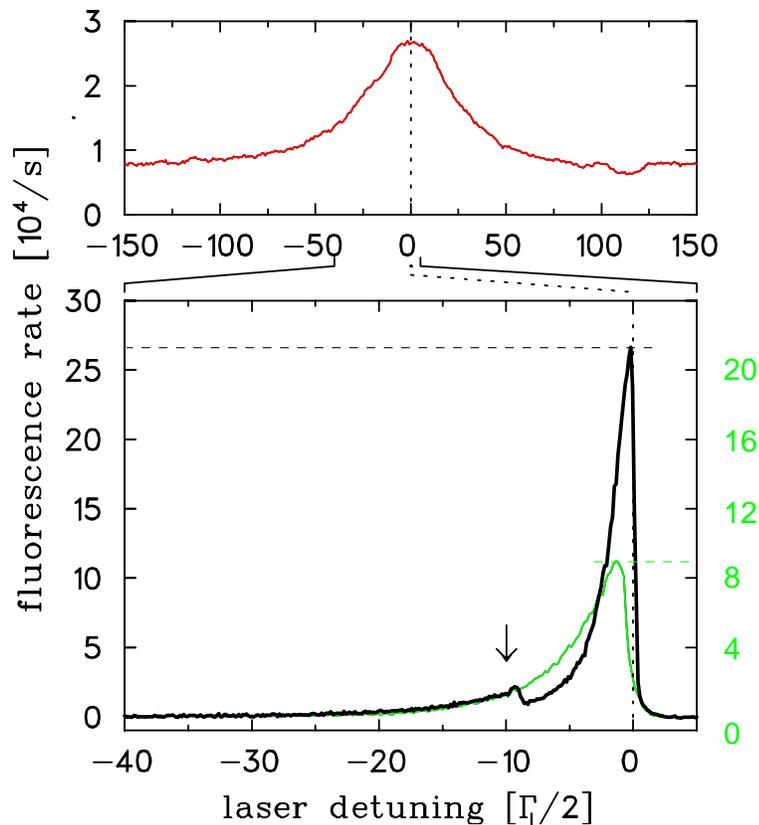


Abbildung 3.1: Fluoreszenzrate unterschiedlicher statischer Ionenensembles als Funktion der Frequenzverstimmung des Kühllasers L1 in Einheiten der halben natürlichen Linienbreite ($\Gamma_L = 2\pi \cdot 42,7 \text{ MHz}$). Der symmetrische Verlauf der oberen Kurve zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen in einer Helium Puffergasatmosphäre von 10^{-5} hPa . Die beiden unteren, asymmetrischen Kurvenverläufe wurden bei 10^{-11} hPa aufgenommen und zeigen eine gasförmige (grün) und eine auskristallisierende (schwarz) Verteilung. Der markierte Einbruch in der Fluoreszenzrate tritt aufgrund der Kristallisation auf und wird im Text diskutiert.

ergebende Temperatur des Ensembles liegt mit ca. 450 K aufgrund der durch Stöße mit den Heliumatomen effizienteren HF-Heizung über den ca. 300 K des Puffergasbades.

Einen gänzlich anderen Verlauf der Fluoreszenzrate erhält man unter UHV-Bedingungen (bei 10^{-11} hPa Restgasdruck) im Rezipienten bei ausreichender Kühllaserleistung. Um ein statisches Ensemble im UHV beobachten zu können, werden die Ionen mit Hilfe der Driftröhren in den Beobachtungsbereich B1

transportiert und dort mit den selben, wie in Abb. 3.2 gezeigt, durch das Anlegen eines statischen Potentials longitudinal eingeschlossen.

Ausgehend von einer Rotverstimmung von $\delta_{L1} = 100 \cdot \Gamma_L/2$ wird nun die La-

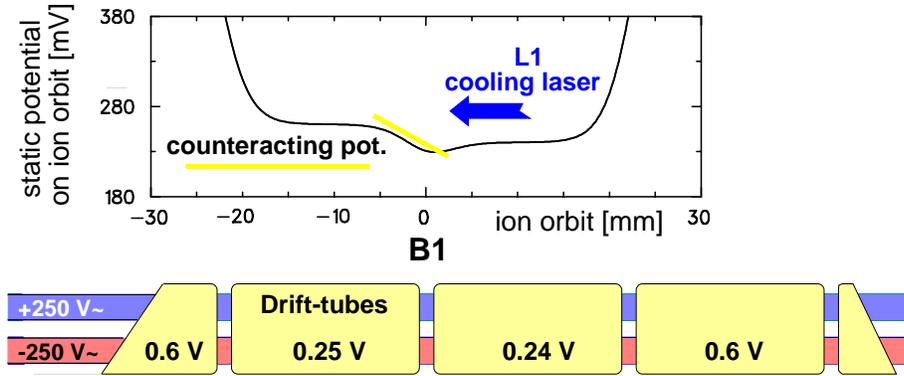


Abbildung 3.2: Durch die statische Beschaltung der Driftröhren in Beobachtungsbereich B1 wird entlang der sonst feldfreien Speicherfeldachse eine Potentialmulde erzeugt. Ein Ion befindet sich an dem Ort im Gleichgewicht, an dem der Potentialgradient der Mulde eine Kraft auf ihre Ladung ausübt, die die Laserkraft gerade kompensiert. Die Zahlenwerte ergeben sich aus den gleichen Simulationen wie in Abb. 2.5. Spannungen an den Driftröhren beziehen sich auf den Durchgriff auf die Sollbahn (vgl. Abschnitt 2.1).

serfrequenz ω_{L1} im unteren Teil von Abb. 3.1 kontinuierlich erhöht. Die Laserkraft ($S_1 = 3$) schiebt die Ionen im Frequenzraum und über den Doppler-Effekt gleichwohl im Geschwindigkeitsraum vor sich her, wodurch immer mehr, immer kältere Ionen in Resonanz mit dem Laser gelangen. Dies führt zu einem Anstieg der in grün dargestellten Fluoreszenzrate, bis nahe der Resonanzfrequenz ein Maximum des Signals erreicht wird. Da die Kühlkraft bei einer Rotverstimmung $\delta_{L1} = \Gamma_{Ls}/2$ maximal wird (vgl. Abschnitt 1.4) und für kleinere Verstimmung wieder abfällt und zudem bei anschließender Blauverstimmung die Ionen stark geheizt werden, sinkt die Fluoreszenzrate rapide. Der asymmetrische Verlauf zeigt somit die Laserkühlung und anschließende Laserheizung der Ionen.

Ist die Kühlrate ausreichend, um die in Abschnitt 1.3 angeführten Heizraten zu überwinden, so erhält man den in Abb. 3.1 durch die schwarze Kurve dargestellten Verlauf der Fluoreszenzrate. Dieser folgt bis zu einer Rotverstimmung von ca. $10 \cdot \Gamma_L/2$ dem Verlauf der grünen Kurve, zeigt dann aber einen Einbruch der Fluoreszenzrate, gefolgt von einem steilen Anstieg bis zur Resonanzfrequenz, wobei die Breite der Kurve von der sättigungsverbreiterten natürlichen Linienbreite $\Gamma_{Ls} = 2\Gamma_L$ dominiert wird.

Der Einbruch der Zählrate zeigt, wie in zahlreichen Arbeiten für Systeme kleiner Ionenzahlen belegt [Died87, Blu88, Blu89, Bir94], eindeutig den Übergang

in die kristalline Phase. Obwohl die Kühlrate bei der langsamen Reduzierung der Frequenzverstimmung vernachlässigbar zunimmt, kann die Laserkraft nach dem Erreichen der in Abschnitt 1.5 eingeführten starken Kopplung und einhergehenden starken Unterdrückung der HF-Heizung die Bewegung der Ionen in sub-Millisekunden ausfrieren und zu einem Coulomb-Kristall auskristallisieren. Befindet sich das Ionenensemble nun aber fast instantan bei einer Temperatur nahe dem Doppler-Limit von 1 mK, so ist damit auch die Doppler-Verbreiterung des Geschwindigkeitsprofils auf ca. 0.6 m/s abgefallen. Der Laser wird bei der kurz nach dem Phasenübergang eingestellten Verstimmung kaum mehr mit Ionen in Resonanz gelangen können, die Fluoreszenzrate bricht ein. Bei fortgesetzter Reduktion der Verstimmung regt er die Ionen, deren Resonanzfrequenz nun nahe der atomaren Übergangsfrequenz liegt, entsprechend seiner Linienbreite Γ_{Ls} alle an. Dies und die stark unterdrückte Heizrate machen die starke Überhöhung der Signalamplitude gegenüber der einer nichtkristallinen Verteilung aus. Dabei erreichen nichtkristalline Ensembles in unserem Aufbau maximal 30% der Zählrate eines Ionenkristalls, womit ein zusätzliches Unterscheidungskriterium zur Bestimmung der jeweiligen Phase des Ensembles bekannter Ionenanzahl vorliegt. Die in Abb. 3.1 dargestellten Zählraten entstammen unterschiedlichen Ionenensembles, weshalb sich dieses Kriterium hier nur im Vergleich der separat skalierten Amplituden widerspiegelt.

Ortsauflösende Abbildungen der statischen, kristallinen Strukturen sind einerseits unerlässlich, um die Auflösung und Effizienz auch für den Strahlbetrieb zu kalibrieren, in dem bisher keine Identifikation einzelner Ionen möglich ist. Andererseits treten Instabilitäten und Diffusionsprozesse auf, die erst durch ortsaufgelöste Aufnahmen verstanden und in ihrer Konsequenz für den Strahlbetrieb beurteilt werden können.

Das die Ionen entlang der Sollbahn einschließende Potential ist in Abb. 3.3d dargestellt. Zusammen mit der transversalen Fokussierung, parametrisiert über den Stabilitätsparameter q , und der Ionenanzahl N führt sie zu einer positionsabhängigen linearen Dichte λ , wie sie in Abschnitt 1.5 eingeführt wurde.

Reduziert man die transversale Fokussierung, so wird es für die sich abstoßenden Ionen energetisch günstiger, in die transversalen Freiheitsgrade auszuweichen [Schif93, Dub93].

Wie bereits aus zahlreichen Simulationen geschlossen und in experimentellen Arbeiten verifiziert [Drew98, Blo00, Nae98], lassen sich in Bereichen weniger Teilchenabstände Sprünge in λ beobachten, die Bereiche nahezu konstanter linearer Dichte eingrenzen und exemplarisch in Abb. 3.3c für den unmittelbar darüber gelegenen Kristall in Abhängigkeit der Position entlang der Sollbahn aufzeigen. Die lineare Dichte entspricht jeweils einer Struktur, links ausgehend von einer linearen Kette, über die zweidimensionale Zick-Zack zu komplexeren helix-förmigen Strukturen. In den Übergangsbereichen erkennt man schein-

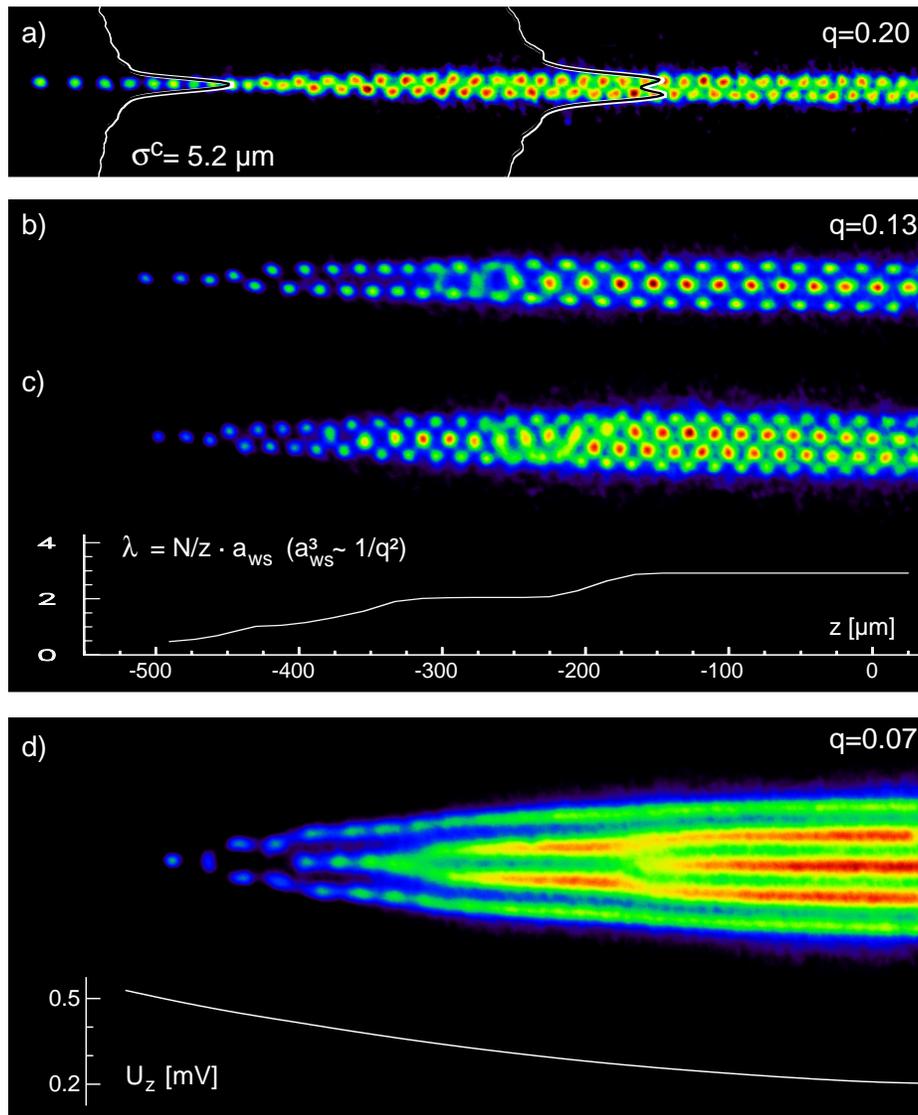


Abbildung 3.3: Statische Coulomb-Kristalle, gekühlt von L1 in B1 gegen ein mit den Driftröhren erzeugtes, longitudinal einschließendes und im unteren Teil von d) dargestelltes Potential. Die Abbildungen a)-d) zeigen unterschiedliche Ionenensembles bei zunehmender Ionenanzahl bzw. abnehmendem transversalen Einschluß, parametrisiert über den Stabilitätsparameter q (vgl. Abschnitt 1.1). In Abbildung a) wird bei einem sich in der Potentialmulde von einer linearen Kette in eine Zick-Zack-Struktur entwickelnden Ensemble zudem das transversale Strahlprofil angegeben. In Abbildung b) und c) treten komplexere, dreidimensionale Strukturen auf. Im unteren Teil von Abbildung c) ist die lineare Ionendichte in Abhängigkeit von der Position entlang der Sollbahn aufgetragen. Abbildung d) zeigt einen Coulomb-Kristall, bei dem die Einzelionen nur im Randbereich aufgelöst werden können.

bar verschwommene Strukturen, die von einem bistabilen Verhalten zeugen, in denen also, wie in Abb. 3.3 b und c ersichtlich, Ionen zwischen energetisch nahezu entarteten Positionen wechseln, die hier in den mit ca. 20 ms Belichtungszeit aufgenommenen Bildern dann verschwommen erscheinen. Die vermeintlich erhöhte Fluoreszenzrate der zentralen Ionen rührt daher, daß die dreidimensionale Struktur in diesem Bereich jeweils ein Summensignal zweier hintereinander liegender Ionen liefert. In Abb. 3.3 d ist die Struktur so groß (mehrschalig), daß jenseits der ein- und zweidimensionalen Strukturen keine Einzelionenpositionen mehr aufgelöst werden. Zudem wird mit zunehmendem Abstand von der Sollbahn der Abstand von der scharf abgebildeten Fokalebene größer, wodurch die Brillanz der Aufnahme weiter herabgesetzt wird.

Neben der Kalibrierung der Auflösung und der Fluoreszenzrate in Abhängigkeit von der Ionenanzahl ist es auch für die Identifizierung der Struktur kristalliner Strahlen unerlässlich, ihre transversalen Intensitätsprofile mit denen von statischen Ensembles vergleichen zu können. Das in a) aus der linearen Struktur exzerpierte Profil ist durch zwei Gaußprofile approximierbar. Die zentrale Komponente mit einer Halbwertsbreite σ^c von $5.2 \mu\text{m}$ liegt an der Grenze der durch das Abbildungssystem auflösbaren Struktur (vgl. Abschnitt 2.5). Das zweite, um einen Faktor sechs breitere Gaußprofil besitzt eine um einen Faktor drei kleinere Amplitude und wird auf Streulichtuntergrund in der Optik zurückgeführt und in Abschnitt 3.2.1.4 näher behandelt.

3.1.2 Heterogene Ionenkristalle - „Dunkelionen“

Stabil gespeicherte Ionen, die nicht direkt mit dem Laser wechselwirken, sind durch die eingesetzten optischen Nachweissysteme nicht direkt detektierbar. Aufgrund ihrer Coulomb-Wechselwirkung mit den im Laserüberlappbereich direkt gekühlten $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen können sie jedoch indirekt (sympathetisch) gekühlt werden. Bei der Ausbildung einer kristallinen Struktur können sie in den Kristall miteingebaut werden.

Bei diesen Dunkelionen kann es sich um Ionen handeln, die nicht resonant mit dem Laserlicht wechselwirken können, so z. B. andere Mg^+ -Isotope ($^{25}\text{Mg}^+$, $^{26}\text{Mg}^+$) oder aus dem Restgas erzeugte (Molekül)-Ionen, und um Ionen, die sich nicht im Überlappbereich mit dem Laserstrahlprofil befinden.

Die Tatsache, daß diese Ionen kein Fluoreszenzlicht emittieren und daher in Kristallen an dunklen, aber wohldefinierten Gitterpositionen als Fehlstellen erscheinen, führt in erster Konsequenz zu einer Reduktion der effektiven Kühlleistung pro Ion. Trotzdem kann, wie im Folgenden dargestellt, ihr Auftreten stabilisierend gegen transversale Schwingungen wirken. Sympathetisches Kühlen durch einen einseitigen Laserstrahl in einer Potentialmulde und damit den einseitigen Lichtdruck auf die direkt kühlbaren Ionen führt zu einer Ent-

mischung der heterogenen in zwei homogene Strukturen, die Rückschlüsse auf die Reichweite der rein sympathetischen Kühlung und das Verhalten der Ionen in bewegten Potentialmulden, d.h. beim Strahlpulsen, zulassen.

Instabilitäten kurzer eindimensionaler Strukturen: Wie in Abschnitt 3.1.1 gezeigt, lassen sich in PALLAS entlang der Sollbahn ausgedehnte, stabile ein- bis dreidimensionale, statische kristalline Strukturen bis zu einer linearen Dichte $\lambda < 30$ erzeugen. Bei eindimensionalen Strukturen kleiner longitudinaler Ausdehnung und damit kleiner Ionenzahl ($N \lesssim 20$) können transversale Instabilitäten auftreten, wie sie in Abbildung 3.4 a gezeigt werden. Das oberhalb der Aufnahme abgebildete longitudinale Intensitätsprofil zeigt die Modulation einer linearen, kristallinen Struktur von 15 $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen, die sich in einer longitudinalen Potentialmulde befindet; das vertikale Intensitätsprofil zeigt eine Schwingung der Ionen, deren Amplitude nahezu den gesamten zur Ionenspeicherung nutzbaren Falldurchmesser von ca. $400 \mu\text{m}$ durchmißt.

Beim Auftreten eines Dunkelions in der kristallinen Struktur (vgl. Abb. 3.4 b) friert die Energie der transversalen Schwingung aus, und die Struktur wird von der Laserkraft um ca. $15 \mu\text{m}$ gegen das statische Potential nach links verschoben. Aufgrund der Belichtungszeit von 500 ms ist in b) eine Überlagerung der Zustände aus a) und c) abgebildet. In Abbildung 3.4 c ist die resultierende lineare Kette von 14 $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen mit einem ebenfalls in die Kristallstruktur eingebundenen Dunkelion gezeigt.

Auf die Erzeugung eines Dunkelions ohne eine Änderung der Gesamtionenanzahl, sowie das im Rahmen der Auflösung zeitgleiche Ausfrieren von Energie aus dem transversalen Freiheitsgrad wird im Folgenden näher eingegangen.

Identifizierung der Dunkelionen: Die Identifizierung der Dunkelionen erfolgt über die Anregung der säkularen Eigenfrequenz der Ionen, deren Betrag, wie in Gl. 1.10 eingeführt, proportional zum Ladungs-zu-Masse Verhältnis ist. Durch ein von außen an eine Speicherelektrode angelegtes Wechselfeld durchstimmbarer Frequenz wird, wie in [Bir94] beschrieben, bei der Säkularfrequenz eine resonante transversale Schwingung der $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen in der Gasphase angeregt. Durch HF-Heizung wird die Temperatur des Ensembles in allen Freiheitsgraden erhöht, die Fluoreszenzrate sinkt abrupt ab. Bei kontinuierlichem Durchstimmen der Anregungsfrequenz trifft man auf die Säkularfrequenz des Dunkelions, das ebenso angeregt wird und die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen über die Coulomb-Kopplung sympathetisch heizt. Abermals bricht, wie in Abb. 3.5 gezeigt, die Fluoreszenzrate der $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen ein. Aus dem Verhältnis der beiden Frequenzen ergibt sich bei bekanntem Ladungszustand 1^+ der Ionen ihr Massenverhältnis. Bei $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen läßt dies in diesem Falle auf eine Dunkelionenmasse von 25,2 (2) schließen. Dies und die Tatsache, daß sich die absolute Anzahl der Kettenkonstituenten nicht ändert, führt zu der Schlußfolgerung,

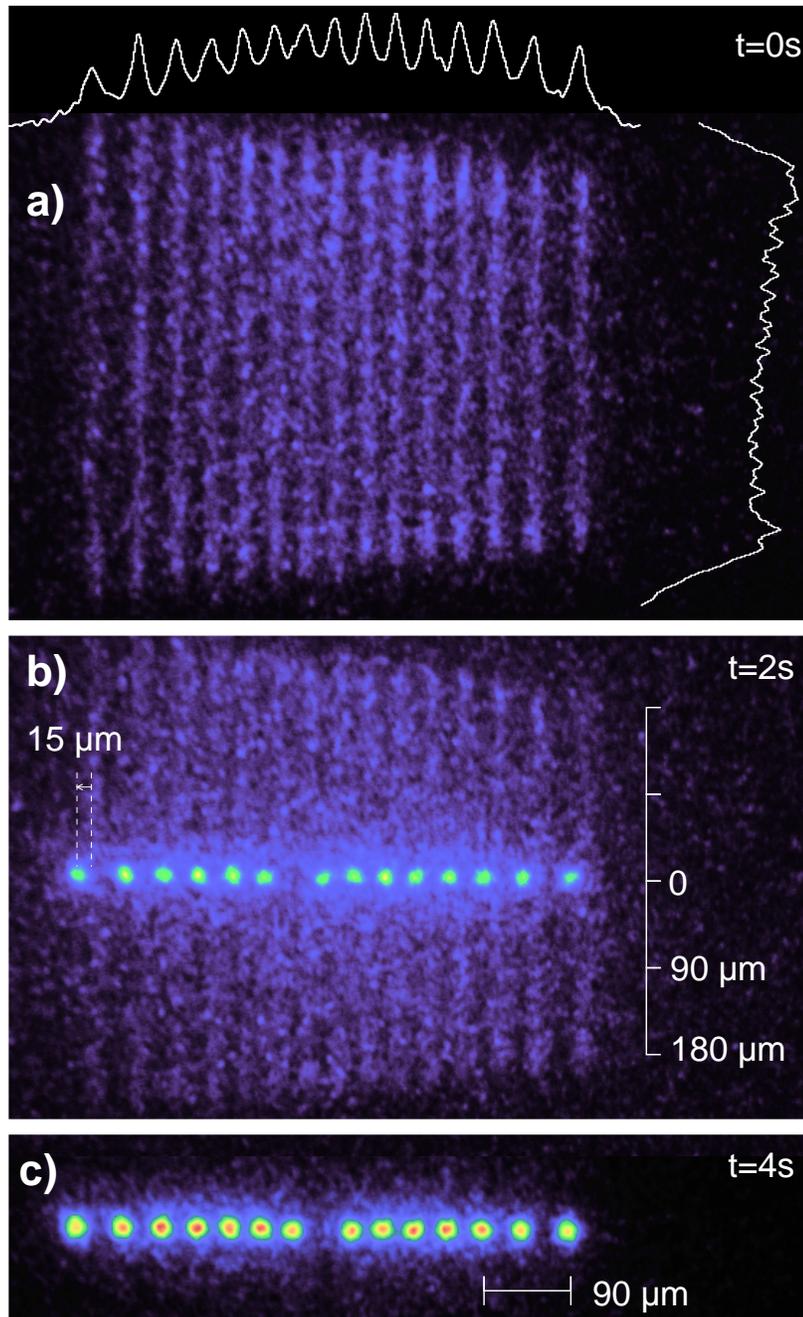


Abbildung 3.4: Zeitliche Abfolge von CCD-Aufnahmen einer longitudinal statischen, kristallinen Struktur für $q=0.3$. Die Laserkraft von L1 kühlt dabei gegen ein longitudinal durch ein statisches Potential an den Driftröhren erzeugtes Feld. Bild a) zeigt die kollektive, transversale Schwingung von 15 $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen und das zugehörige longitudinale wie transversale Profil. Nach zwei Sekunden wurde Bild b) aufgenommen, das aufgrund der Belichtungszeit von 2000 ms die Überlagerung zweier Zustände zeigt, bzw. den Übergang von dem in a) gezeigten Schwingungszustand zu dem in c) gezeigten. c) steht für das Ausfrieren der transversalen Bewegung durch die Bildung eines $^{24}\text{MgH}^+$ Molekül-Ions.

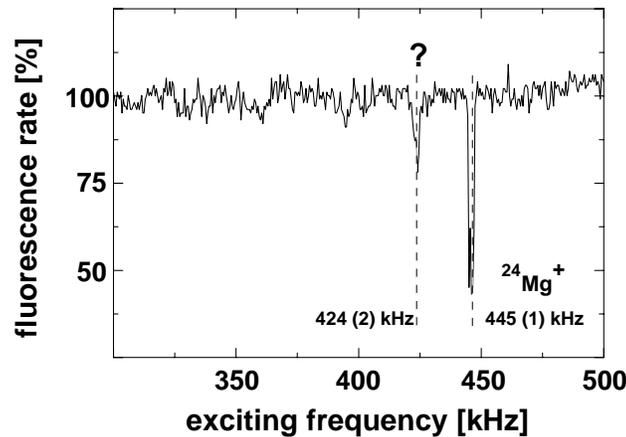


Abbildung 3.5: Anregungsspektrum eines Ionenensembles aus $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen und einem Dunkelion, bei konstanter Laserfrequenz. Das Verhältnis der an Hand des Fluoreszenzspektrums der $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen ermittelten Säkularfrequenzen ergibt das inverse Massenverhältnis zwischen $^{24}\text{Mg}^+$ - und Dunkelionen.

daß ein $^{24}\text{Mg}^+$ -Ion in ein $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül-Ion übergegangen ist. Zwar wird einer der Hauptbestandteile des Restgases im Rezipienten von Wasserstoffmolekülen (H_2) bestimmt [Ben98]. Die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen sind aber lediglich gegenüber atomarem Wasserstoff (H) reaktiv, können im Grundzustand H_2 nicht dissoziieren. Die Kühlaser pumpen die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen vom Grund- in den angeregten Zustand (vgl. Abschnitt 1.4) und stellen somit die notwendige Energie (4 eV) zur Verfügung [Dre01, Hor01]. Die angeregten $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen können beim Stoß mit einem H_2 in ein $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül-Ion und atomaren Wasserstoff H übergehen. Im Gegensatz zu Ionen besitzen Molekül-Ionen aber Schwingungs- und Rotationsbanden, die eine Vielzahl von neuen Energieniveaus darstellen, die keine direkte Ankopplung an den Laser besitzen. Das Molekül-Ion erscheint daher selbst beim Durchstimmen der Laserfrequenz, das eine alleinige Verschiebung der Energieniveaus noch ausgleichen könnte, dunkel.

Die Umwandlung der $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen erklärt auch die Beobachtung, daß die Anzahl von Dunkelionen auf der Zeitskala von Stunden zunehmen kann, ohne daß durch Einschaltung der Elektronenkanone eine Quelle zur Erzeugung von Dunkelionen aus dem Restgas gegeben ist.

Durch den Unterschied von lediglich einer Masseneinheit ist eine massenselektive Reinigung auch mit erheblichen Verlusten an $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen verbunden. Eine Möglichkeit, fluoreszierende $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen zurückzugewinnen, könnte z. B. durch das Einbringen eines zusätzlichen Laserstrahles erreicht werden, der die $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül-Ionen zu dissoziieren vermag.

Einen relevanten Beitrag anderer als der Molekül-Dunkelionen erhält man lediglich durch zusätzliche Ionisation des Restgases mit der Elektronenkanone.

Die Rate, mit der Mg-Ionen in Molekül-Ionen gewandelt werden, entspricht bei der verwendeten Laserleistung ca. $10^{-2}/\text{s}$ und sollte für geringe Strahlenergien und identische Restgaszusammensetzung für PALLAS im Speicherringmodus vergleichbar sein.

Die starke Unterdrückung anderer Dunkelionen-Spezies wie Stickstoffmoleküle (N_2^+ und Wasser (H_2O^+)) belegen die Qualität des Vakuums im Rezipienten.

Dieser Effekt zeigt zudem Perspektiven für PALLAS im Strahlbetrieb auf, d.h. nicht direkt laserkühlbare Molekül-Ionen sympathetisch zu kühlen [Hor01], bzw. mit Molekülstrahlen zu experimentieren.

Transversale Stabilisierung: Trotz der eindeutigen longitudinalen Separation der einzelnen vertikalen Ionentrajektorien, wie aus Abb. 3.4a ersichtlich, zeigt das vertikale Intensitätsprofil eine Schwingung der Ionen mit einer Amplitude von ca. $200 \mu\text{m}$.

Die beinahe ausschließlich longitudinale Kühlung durch einen tangential in die Falle eingestrahlten Laser, der durch ein statisches Potential eine Gegenkraft erfährt (vgl. Abschnitt 1.4), führt zu einer kristallinen Struktur, die als stark gekoppeltes Plasma die gleiche Temperatur in allen Freiheitsgraden aufweist (vgl. Abschnitt 1.5). Da die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ionen rein repulsiv ist, erfordert das beobachtete Fortbestehen der longitudinalen Ordnung eine kollektive Schwingung der Ionen, bzw. der gesamten linearen Kette, deren transversale Schwingungsenergie bei einem Stabilitätsparameter $q=0.3$ einer Temperatur in der Größenordnung von 500 K entspräche.

Bei einer rein vertikalen Schwingung müßte die Aufenthaltsdauer der Ionen an den Umkehrpunkten, und damit deren dortige totale Fluoreszenz, erheblich über der im zentralen Bereich liegen. Das vertikale Intensitätsprofil zeigt dies lediglich geringfügig (vgl. Abb. 3.1.2a/rechts), woraus auf eine Schwingung in beiden transversalen Freiheitsgraden geschlossen wird.

Eine mögliche Erklärung des Ausfrierens der kollektiven Schwingung, das durch die in Abb. 3.4 b auftretende Umwandlung eines $^{24}\text{Mg}^+$ -Ions in ein lediglich sympathetisch gekühltes $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül-Ion hervorgerufen wird, greift die erhöhte Temperatur der dem Dunkel-Molekül-Ion benachbarten $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen auf. Da diese das $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül-Ion sympathetisch kühlen, ist ihre Temperatur im zeitlichen Mittel höher als die der nächst anschließenden $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen, im Vergleich zu denen sie eine reduzierte Fluoreszenzrate aufweisen. Die im Zeitmittel höchste Temperatur besitzt demnach, obwohl das System stark gekoppelt ist, das $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül-Ion, das zudem bei identischer Speicherspannung ein gegenüber $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen schwächeres Pseudopotential, d.h. eine größere Schwingungsamplitude besitzt. Den benachbarten $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen widerfährt daher bei einer kollektiven Auslenkung sukzessive von Seiten des $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül-Ions weniger Coulomb-Abstoßung. Den ursprünglich rein

transversalen Ionentrajektorien prägen sich longitudinale Bewegungsanteile auf, der direkt kühlbare longitudinale Freiheitsgrad wird mit den ursprünglich nahezu ungedämpften transversalen gekoppelt. Somit kann der in erster Ordnung rein longitudinal kühlende Laserstrahl die transversale Bewegungsenergie ausfrieren.

Die Fluoreszenz nach der Stabilisierung ist erhöht, folglich unterliegen die Ionen einer stärkeren Laserkraft und werden zusätzlich $15\ \mu\text{m}$ gegen den Potentialanstieg versetzt.

Die punktuelle Aufheizung des Kristalls führt damit indirekt zu einer effektiven Ankopplung der transversalen Freiheitsgrade an den longitudinal einstrahlenden Kühllaser. Dies erklärt auch, warum dieses Phänomen lediglich bei kurzen, eindimensionalen Ketten auftritt. Für längere eindimensionale Strukturen treten komplexere Schwingungsmoden und in diesen auch ohne Dunkelionen longitudinale Bewegungskomponenten auf. In höherdimensionalen Strukturen wird bereits die Existenz transversal benachbarter Ionen eine Kopplung der Freiheitsgrade verursachen.

Über die Ursache für diese Schwingung kann keine abschließende Erklärung gegeben werden. Dazu muß die Frequenz der Schwingung, z. B. durch stroboskopische Aufnahmen, bestimmt werden. Da der Effekt aber für unterschiedliche kleine Ionenzahlen unabhängig von der Säkularfrequenz auftritt, wird eine breitbandige Anregung vermutet.

Diffusionsprozesse: Bei symmetrischer Kühlung zweier gegenläufiger Laserstrahlen werden die Konstituenten des Kristalls, wenn die Temperatur des Systems einen Platzwechsel benachbarter Ionen zuläßt, auf einem erratischen Weg (auf einer Zeitskala von Sekunden) durch den Kristall diffundieren. Durch unsymmetrische Verwendung lediglich eines Kühllasers gegen eine aus dem Gradienten einer Potentialmulde hervorgehende Gegenkraft tritt eine ionenspezifisch bevorzugte Diffusionsrichtung auf, die im folgenden anhand von Abb. 3.6 beschrieben wird.

Die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen werden direkt, $^{25}(\text{MgH})^+$ -Molekül- und sonstige Dunkelionen indirekt in einer Zeitspanne von 10 Sekunden durch eine kontinuierliche und wiederholte Verstimmung (vgl. Abschnitt 1.4) der Laserfrequenz ω_{L1} gegen den im mittleren Bildabschnitt von Abb. 3.6 gezeigten Potentialgradienten bis zur Kristallisation gekühlt. Waren unmittelbar nach der Kristallisation die Ionen unterschiedlicher Spezies auf Zufallspositionen lokalisiert, diffundieren sie bei nun konstanter Laserfrequenz auf einer Zeitskala von Sekunden durch den Kristall, wie in Abb. 3.6 dargestellt. Mit zunehmender Zeit diffundieren die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen gegen den Potentialanstieg, während die Dunkelionen sich in der rechten Bildhälfte sammeln. Der Kristall entmischt sich, die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen diffundieren aber bis zuletzt in diskreten Schritten von rechts nach links.

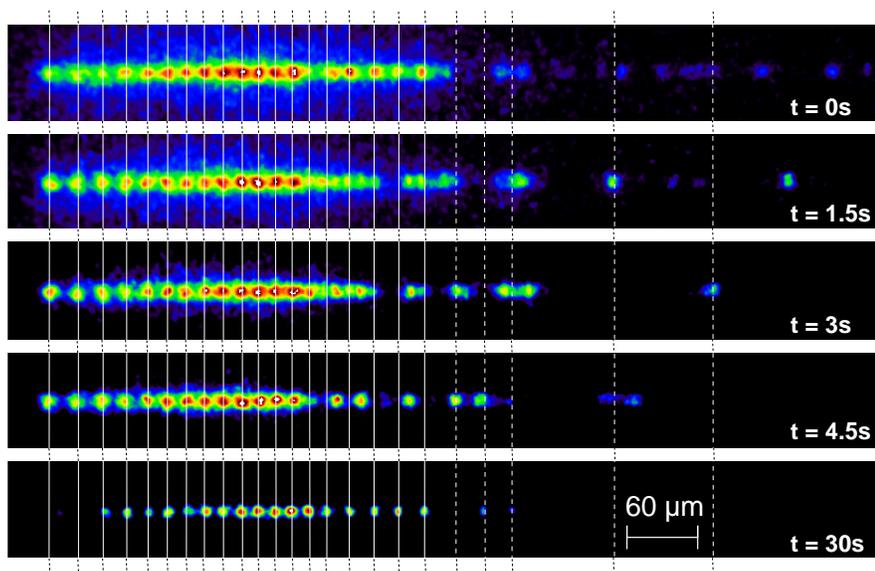


Abbildung 3.6: Die Abb. zeigt die zeitliche Abfolge von CCD-Aufnahmen einer statischen, eindimensionalen kristallinen Struktur. Dabei wird mit Laser L1 bei konstanter Frequenz gegen eine statische Gegenkraft gekühlt, die durch die statische Beschaltung der Driftröhren in Beobachtungsbereich B1 erzeugt wird (siehe Abb. 3.2). Die direkt gekühlten $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen werden von L1 zunehmend gegen den Potentialwall gedrückt, während die durch Fehlstellen erkennbaren, lediglich sympathetisch gekühlten Dunkelionen den Potentialwall hinunter und damit gegen den mit ihnen nicht wechselwirkenden Laserstrahl diffundieren. Der Kristall entmischt sich.

Während die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen weiterhin im Gleichgewicht gegen den Gradienten des statischen Potentials gekühlt werden, sehen die Dunkelionen die Laserkraft nur indirekt über die Coulomb-Wechselwirkung mit den $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen. Bei einem Platzwechsel nächster Nachbarn werden die $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen im zeitlichen Mittel den Potentialberg hinauf, die Dunkelionen in der Folge hinab diffundieren. Die Erklärung der diskreten Schritte der $^{24}\text{Mg}^+$ -Ionen im Bereich der Dunkelionen erfordert trotz der räumlichen Trennung auch im vergleichbar ausgedehnten Bereich der Dunkelionen eine kristalline Ordnung, wie dies auch in anderen Ionen-Fallen beobachtet wird [Bir94, Bow99]. Dies vergrößert auch im Falle eines reinen, über das Laserstrahlprofil hinausgehenden $^{24}\text{Mg}^+$ -Ensembles die Kühlstrecke.

In PALLAS kann somit in einem ersten Schritt untersucht werden, ob Dunkelionen durch die Laserkraft sympathetisch mitbeschleunigt werden können. Kühlt man zwei verschiedene, stationäre Ionen-Spezies (z. B. $^{24}\text{Mg}^+$ - $^{26}\text{Mg}^+$ -Ionen) mit zwei gegenläufigen Lasern entsprechender Frequenz (siehe auch [Bow99]), so werden sich diese in den Pulsen aufgrund der Laserwechselwirkung

entmischen und jeweils gegen den gegenüberliegenden Potentialanstieg verschoben werden. Bei gepulstem Strahlbetrieb müssen vergleichbare Entmischungsprozesse auftreten.

3.1.3 Stabilität statischer Kristallstrukturen

Unter kontinuierlicher Kühlung bleiben die in PALLAS erzeugten Kristallstrukturen über einen Zeitraum von mehr als vier Stunden erhalten, wobei dieser lediglich durch die Stabilität des Lasersystemes begrenzt ist. Möchte man die Stabilität weitergehend untersuchen, so ist dies durch eine Unterbrechung der Kühlung für variable Zeitspannen möglich [Bir94]. Während der Dunkelphase werden die in der kristallinen Phase zwar stark unterdrückten, jedoch weiterhin bestehenden Heizmechanismen nicht mehr durch die Laserkühlung kompensiert. Über die Messung der zeitlichen Verzögerung des Aufschmelzens der statischen, geordneten Struktur lassen sich somit Aussagen über die Heizraten in PALLAS als Falle treffen. Ihre vornehmliche Bedeutung für die hier geschilderte Arbeit erhalten diese Ergebnisse unter Berücksichtigung der Resultate vergleichbarer Messungen an kristallinen Strahlen. Durch den Vergleich kann zwischen statischen und strahlspezifischen Heizraten unterschieden werden.

Der Schwerpunkt des statischen, kristallinen Ensembles wird zunächst durch einen genauen Abgleich der gegensätzlichen Kräfte der beiden Kühllaserstrahlen L1 und L2 im Minimum der Potentialmulde positioniert. Dann werden die beiden Kühllaserstrahlen konstanter Verstimmung zeitgleich ($<250 \mu\text{s}$) durch mechanische Blenden unterbrochen. Nach einer frei wählbaren Dunkelphase, bzw. nach dem Wiedereintritt der Kühllaserstrahlen, wird der Anstieg der Fluoreszenzrate (vgl. linker Bildabschnitt der Abb. 3.7) detektiert, das erreichte Niveau mit dem ursprünglichen verglichen. Die Unterscheidung zwischen aufrechterhaltener kristalliner und geschmolzener Struktur wird mit Hilfe der Ergebnisse aus Abschnitt 3.1.1 getroffen, denen zufolge ein nichtkristallines Ensemble lediglich ca. 30% der Fluoreszenzrate der kristallinen Struktur erreicht. Dabei entspricht, aufgrund der anfänglichen Präparation des Ensembles im Minimum einer steilen Potentialmulde, eine verringerte Fluoreszenzrate eindeutig einer Aufheizung des Ionenensembles und nicht einer Verringerung der Ionenanzahl im Beobachtungsbereich. Durch die Verwendung zweier gegenläufiger, sich kompensierender Laserstrahlen ändert sich die Ionenposition in der Potentialmulde beim Ausschalten der Laserkraft lediglich unerheblich. Aufgrund der in Abb. 3.1.2 dargestellten, möglichen Instabilitäten kurzer eindimensionaler Strukturen wurden für die Meßreihen ca. 500 Ionen geladen, die aufgrund der gewählten Parameter im kristallinen Zustand eine dreidimensionale Struktur (Helix) ausbilden ($q=0.13$). Typische Meßresultate, die lediglich den Anstieg der Fluoreszenzrate nach Wiedereintritt der Kühllaser zeigen, sind im rechten

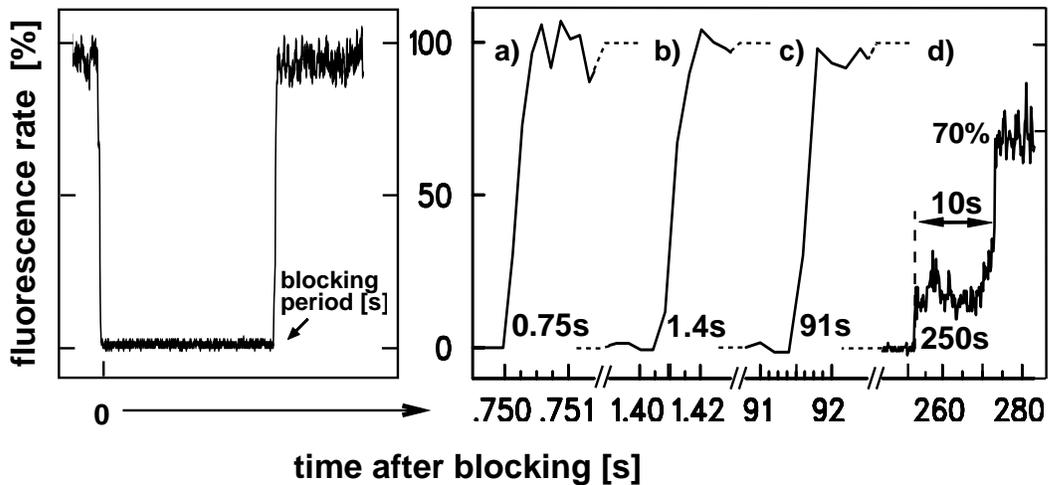


Abbildung 3.7: Fluoreszenzsignal eines statischen 3D-Ionen-Kristalls, nachdem die Kühlaser L1 und L2 für variable Zeit geblockt wurden. Für die Bilder a)-c) erreicht die Fluoreszenzrate innerhalb der Zeitauflösung der Messung nach dem Wiedereintritt der Laser die kristalline Zählrate von 100%. Erst bei einem Aussetzen der Kühlung für mehr als 91 s, in Abbildung d) für 250 s, ist der Kristall geschmolzen, rekrystallisiert nach 10 s auf einer Zeitskala von Sekunden und erreicht dabei aufgrund eines Ionenverlusts lediglich 70% der ursprünglichen Rate.

Bildabschnitt von Abb. 3.7 gezeigt. In a) bzw. b) steigt die Fluoreszenzrate nach einer Dunkelphase von 0,75 bzw. 1,4 s innerhalb der Zeitauflösung unseres Meßaufbaus von 250 μ s auf die einer kristallinen Struktur entsprechenden 100%. Selbst nach 91 s ohne Kühlung, wie in c) gezeigt, wird innerhalb einer apparativ bedingten schlechteren Zeitauflösung von 200 ms die ursprüngliche Zählrate der kristallinen Struktur erreicht.

Nach 250 s hingegen, wie in d) gezeigt, erreicht die Fluoreszenzrate lediglich ca. 20% des Ausgangswertes, um nach 10 s in einer Zeitspanne von Sekunden auf 70% der ursprünglichen Rate anzusteigen.

Das Erreichen der vollen 100% der ursprünglichen Zählrate zeigt die Existenz der kristallinen Struktur. Aufgrund der Zeitauflösung von 250 μ s im Falle der Dunkelphasen von 0,75 und 1,4 s ist auszuschließen, daß die Struktur hätte schmelzen und innerhalb der Anstiegszeit des Signals rekrystallisieren können. Die Kühlzeiten für ein geschmolzenes und daher heißes Ensemble wären hierfür deutlich zu lang, wie auch aus der zeitlichen Entwicklung der Zählrate der geschmolzenen Struktur in d) ersichtlich.

Nach dem Verlust der kristallinen Struktur steigen die Heizrate, wie in Abschnitt 1.3 dargestellt und damit die Temperatur bzw. Breite der Geschwindigkeitsverteilung einem Potenzgesetz folgend an. Die Aufheizung des Ensembles und die damit verbundenen, individuellen Doppler-Frequenzverschiebungen

von dem Frequenzbereich der bei konstanter Frequenz kühlenden Laser senken die Kühlleistung bei Wiedereintritt der Laserstrahlen deutlich ab. Es bedarf dann einer Zeitspanne in der Größenordnung von 10 s, um die Ionen erneut im Geschwindigkeitsraum zu verdichten, der Phasenübergang vollzieht sich im Rahmen unserer Meßgenauigkeit wieder instantan.

Das Erreichen von lediglich 70% der ursprünglichen Zählrate spiegelt einen Teilchenverlust wider, der sich in der anfänglichen Sprunghöhe auf lediglich 20 anstelle der erwarteten 30% bestätigt.

Es wurden statische dreidimensionale kristalline Strukturen für einen Zeitraum von mehr als 90 s ohne Kühlung aufrechterhalten. Verglichen mit der natürlichen Zeitskala der Falle von sub-Mikrosekunden ($(\Omega/2\pi)^{-1} < 200$ ns), überleben die Kristalle somit ca. $6 \cdot 10^8$ HF-Zyklen.

Dieses Ergebnis steht in gutem Einklang mit den Ergebnissen aus MD-Simulationen von Schiffer [Schif00]. Für eine optimale Falle, die keine zusätzlichen Heizeffekte verursacht, ist danach für die in PALLAS vorliegenden Parameter mit einem Energietransfer von ca. 10^{-10} der Mikrooszillationsenergie pro HF-Zyklus auszugehen. Dieses Simulationsergebnis entspricht der kleinsten erreichbaren Heizrate, bzw. einer Überlebensdauer für dreidimensionale Kristalle in der Größenordnung von Minuten.

Die in der Messung verwendete Kristallstruktur zeigt diese Stabilität auch bei der Präsenz von ca. 10% $^{25}(\text{MgH})^+$ - Dunkel-Molekül-Ionen, wodurch die geringe Heizwirkung dieser lediglich um eine Masseneinheit verschiedenen Dunkelionen Spezies belegt wird.

Die Realisierung dieser Überlebensdauern ist die Folge des akribischen Eliminierens von Heizquellen in PALLAS, zumindest in dem hier beobachteten geometrischen Ausschnitt.

Die Maßnahmen seien hier nochmals stichpunktartig zusammengefaßt:

1. Ringfalle:

- Durch die Wahl einer eng an eine bereits bestehende und erfolgreich arbeitende Paulringfalle angelehnten Geometrie [Bir94] konnte ein bestehender Erfahrungspool genutzt werden.
- Die symmetrische Verschaltung der Speicherelektroden ermöglichen die Reduzierung einer asymmetrischen Beeinflußung des Speicherpotentials durch externe Störungen.
- Die Präzision des Aufbaus und der genaue Abgleich aller Kapazitäten ermöglicht eine mikrooszillationsfreie Speicherung ohne das Anlegen von lediglich lokal hilfreichen Kompensationsspannungen.

- Die Erzeugung von axialen Feldern erfolgt über den stark abgeschirmten Durchgriff (0.5%) von präzise lokalisierten Streifenelektroden, Störungen auf diesen zeigen damit nur kleine Wirkungen auf der Speicherachse.
- Die relativ große Apertur von 5 mm ist gleichbedeutend mit einer kleinen Auswirkung auf den Speicherelektroden anhaftender Störungen. Die nahezu vollständige leitende Beschichtung aller Isolatoroberflächen der Falle reduziert Störungen durch gehemmten Ladungsabfluß .

2. Fallenlogistik:

- Die optimierte Ladeeffizienz durch die auf die Achse fokussierte Elektronenkanone und den isopenreinen Atomofen führt neben der reduzierten Oberflächenaufladung und -beschichtung zudem zu geringeren Heiz- bzw. Betriebsströmen, die das Vakuum (auch lokal) weniger belasten.
- Die Filterung aller Spannungsdurchführungen reduziert die Einkopplung von Störfeldern in den Rezipienten.
- Eine separate Meßerde wurde an einen sonst ungenutzten Gebäudeanker verlegt, alle Spannungsversorgungen durch Filter gereinigt.

3. Fallenumgebung:

- Das lange und gleichmäßige Ausheizen der gesamten (vom optischen Tisch abgenommenen) Apparatur in einem Ofen bei über 200°C ermöglicht hervorragende Vakuumbedingungen.
- Das zusätzlich zur Ionensublimationspumpe eingesetzte NEG-Modul ist eine weitere effiziente Pumpe gegen den die Restgaszusammensetzung dominierenden Wasserstoff.

Die Überlebensdauer ungekühlter kristalliner Strukturen ist ein hochsensibler Meßfühler für die reduzierte integrale Heizleistung aller Störungen.

Zudem muß überprüft werden, inwieweit diese Rahmenbedingungen über den gesamten Ringumfang aufrechtzuerhalten sind (siehe Abschnitt C).

Erst nach Realisierung dieser Rahmenbedingungen kann daran gegangen werden, bei lediglich einprozentiger Laserkühlleistung (Kühlstrecke/Ringumfang $\approx 1\%$) die zusätzlichen strahl- und kristallstrahlspezifischen Heizeffekte zu überwinden und zu untersuchen.

3.2 Kristalliner Strahl: PALLAS als Speicherring

Startbedingung: Anders als in Hochenergiespeicherringen kann in PALLAS keine ausreichende Anzahl Ionen injiziert werden, deren Anfangsgeschwindigkeit bereits eine Propagation entlang der Sollbahn erlauben würde. Wie in Abschnitt 2.4 für den Ladeprozeß eines Ensembles beschrieben, wird anfänglich ein statische Verteilung gespeichert, deren Ionenanzahl über den Einsatz der Elektronenkanone auf $\pm 10\%$ genau gewählt werden kann.

Beschleunigung-Kühlung: Ausgehend von diesem gekühlten, aber noch nicht kristallisierten Ionenensemble lassen sich zwei Beschleunigungsmechanismen zur Anwendung bringen. Einerseits der in Anhang C aufgeführte, für den eine Potentialrampe an die Driftröhren angelegt wird, deren Umlauffrequenz der zunehmenden Geschwindigkeit der Ionen angepaßt wird. Und andererseits der in diesem Kapitel beschriebene, indem man den Lichtdruck eines parallelen Laserstrahls nutzt, der die mit steigender Geschwindigkeit der Ionen zunehmende Doppler-Verschiebung berücksichtigt (vgl. Abschnitt 1.4). Dazu

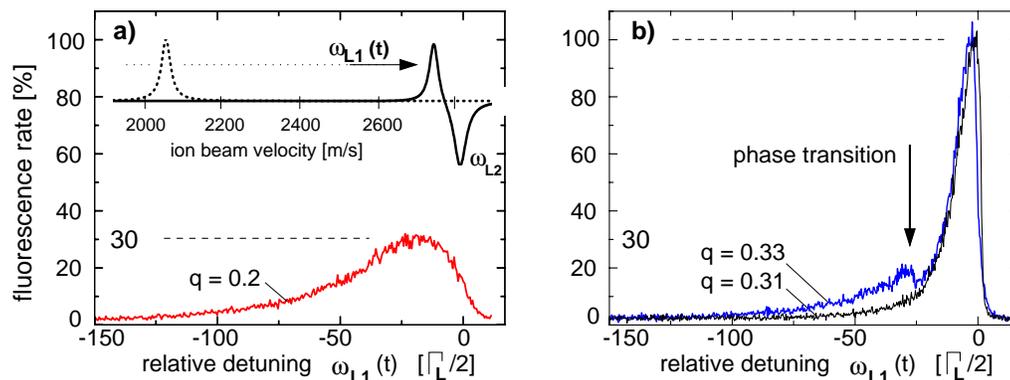


Abbildung 3.8: Fluoreszenzraten eines Ionenstrahls als Funktion der Frequenzverstimmung des Kühl- bzw. Beschleunigungslasers $L1$ in Einheiten der halben natürlichen Linienbreite ($\Gamma_L = 2\pi \cdot 42,7$ MHz). Die Frequenz ω_{L1} des parallelen Laserstrahls wird in einem Zeitraum von vier Sekunden kontinuierlich um 20 GHz erhöht. Die damit verbundene Beschleunigung der Ionen geht in einen Kühlprozeß über, wenn die Ionen zunehmend in Wechselwirkung mit dem antiparallel eingestrahlten Laser $L2$ treten, der bei konstanter Frequenz ω_{L2} die erreichbare Endgeschwindigkeit der Ionen definiert. Im unteren Teil von Abb. a) ist das resultierende Fluoreszenzsignal eines nichtkristallinen Strahls gezeigt, während in b) der Einbruch des Signals charakteristisch für den Phasenübergang des Ensembles ist und folglich eine um einen Faktor drei höhere Signalamplitude erreicht wird. Nach Reduktion der HF-Heizung durch marginales Absenken der Speicherspannung (parametrisiert über den Stabilitätsparameter q) erhält man den schwarzen Kurvenverlauf.

wird die Frequenz ω_{L2} des im späteren Strahlbetrieb antiparallel eingesetzten Laserstrahls L2 um mehrere GHz gegen die atomare Übergangsfrequenz rotverstimmt. Die auf das anfänglich statische Ensemble wirkende Kraft $-F_2(v(t) = 0)$ ist damit zunächst vernachlässigbar.

Der parallele Laserstrahl L1 beginnt in der Frequenz ω_{L1} ca. 3 GHz rotverstimmt. Die Ionen werden mit steigender Frequenz und damit mit der geschwindigkeitsabhängigen Kraft $F_1(v(t))$ beschleunigt, bis sie aus dem Wechselwirkungsbereich mit L1 auslaufen. Mit ihrer bislang zu niedrigen kinetischen Energie überwinden sie noch nicht die trotz hoher Präzision des Rings existierenden Störpotentialbarrieren und werden an ihnen reflektiert. Die nun antiparallel durch Laserstrahl L1 zurückschwingenden Ionen werden nur vernachlässigbar abgebremst. Mit dem verbleibenden Energiegewinn gelangen die Ionen nach einer Schwingungsperiode T in der Störpotentialmulde erneut in Wechselwirkung mit dem parallelen Laserstrahl L1. Ist die Änderung der Frequenz $\dot{\omega}_{L1}(t) \cdot T$ klein gegenüber der Linienbreite des Laserstrahls L1, werden die Ionen in jeder Schwingungsperiode T weiter beschleunigt.

Reicht die kinetische Energie der Ionen aus, um die Störpotentialwälle zu überwinden, zirkulieren sie in dem von der Falle zum Speicherring avancierten PAL-LAS und werden zyklisch von $F_1(v(t))$ weiterbeschleunigt.

Dieser Beschleunigungsmechanismus ist in der Endgeschwindigkeit bisher limitiert durch den modensprungfreien Durchstimmbereich von L1 bei zeitgleicher stabiler Nachregelung des Verdopplungsresonators (ca. 20 GHz im UV ≈ 5600 m/s). Mit zunehmender Geschwindigkeit der Ionen gewinnt die Kraft $-F_2(v(t))$ an Stärke, der Laserstrahl L2 wirkt letztendlich der Beschleunigung entgegen. Die Ionen gewinnen kaum mehr an kinetischer Energie, werden aber im Geschwindigkeitsraum komprimiert bzw. gekühlt, wie bereits in Abschnitt 1.4.1 dargestellt. Die Dynamik des Ablaufes wird im oberen linken Bildabschnitt von 3.8 durch die Laserkraftprofile von L1 und L2 angedeutet.

Die maximale Länge der zur Beschleunigung der Ionen in der Gasphase zur Verfügung stehenden Strecke beträgt ca. 4 mm, gegeben durch den Überlapp von Laserstrahl L1 mit der Sollbahn. Bei einem Sättigungsparameter $S_1 \approx 3$ des Laserstrahls L1 ergibt sich eine maximale Beschleunigung bei der jeweiligen Resonanzfrequenz von ca. $5 \cdot 10^6$ m/s² und damit eine Beschleunigung im ersten Durchlauf auf eine Geschwindigkeit von maximal 200 m/s bzw. eine kinetische Anfangsenergie von 5 meV.

Aus der gemessenen, minimalen Umlaufgeschwindigkeit $v_{z-min} \approx 800$ m/s ergibt sich die minimale, für den Umlauf notwendige kinetische Energie eines Ions von ca. 80 meV. Hieraus und aus einer unabhängigen Messung der zum Ionentransport entlang der Sollbahn minimal notwendigen Spannungen an den Driftröhren (wie in Abschnitt C gezeigt) wird auf die maximale Höhe der zu überwindenden Störpotentialbarriere geschlossen und ihr Maximum im Ladebereich lokalisiert.

Die maximale Periodendauer T einer anfänglichen Schwingung entlang der Sollbahn in einem harmonisch genäherten Störpotential mit der maximalen Amplitude des halben Ringumfangs von $361/2$ mm beträgt damit ca. 3 ms. Bei einer konstanten Frequenzsteigerungsrate $\dot{\omega}_{L1}(t)$ von typisch $2\pi \cdot 10$ GHz/4s ändert sich $\omega_{L1}(t)$ in dieser Zeit um lediglich $2\pi \cdot 7$ MHz. Die sättigungsverbreiterte Linienbreite beträgt dagegen $\Gamma_{Ls} \approx 2\pi \cdot 85$ MHz. Die Frequenz $\omega_{L1}(t)$ schreitet somit pro Schwingung um weniger als 10% der Linienbreite fort, wodurch die Ionen im Zeitmittel einer starken Kraft $F_1(v(t))$ ausgesetzt bleiben. Bei der konstanten Rotverstimmung von $\omega_{L2} = 2\pi \cdot 10$ GHz gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz im Laborsystem ergibt sich nach der Beschleunigung eine effektive Kühlung der Ionen zu einer Endgeschwindigkeit von ca. 2800 m/s.

Zwar wäre es bei der entsprechenden kinetischen Energie möglich, Störpotentialbarrieren von bis zu 1 V zu überwinden (mit $v_z(z) \rightarrow 0$). Es bleibt jedoch zu bedenken, daß der Strahl durch diese Potentialmulden zusätzlich geschwindigkeits- und dichtemoduliert wird, woraus sich eine mit der Störpotentialamplitude ansteigende Strahlheizung ergibt.

Der Abstand der Laserfrequenzen ω_{L1} und ω_{L2} im mitbewegten Bezugssystem wird dabei deutlich größer gewählt als für ein stationäres Ionenensemble (ca. $2\pi \cdot 450$ MHz im mitbewegten BS, siehe Abb. 1.8). Dies ist für Ionenstrahlen notwendig, da die zur natürlichen Linienbreite Γ_L äquivalente Breite im Geschwindigkeitsraum (siehe Abb. 1.7 a) lediglich 12 m/s beträgt, also klein gegenüber Geschwindigkeitsänderungen durch z. B. strahlinterne Stöße ist. Die Vergrößerung des Bereichs, in dem Ionen nach potentieller Aufheizung wieder rasch zur intensiven Kühlung zurückgewonnen werden können, muß dabei allerdings durch eine reduzierte Fluoreszenzrate und damit eine verminderte Kühlung der Ionen erkauft werden, die bereits mit Geschwindigkeiten ähnlich der des stabilen Punkts umlaufen (vgl. Abschnitt 2.5 und Abb. 1.8).

Phasenübergang: Bisher ist es nicht möglich, ein statisches, bereits kristallisiertes Ionenensemble durch die Laserbeschleunigung direkt in einen kristallinen Strahl überzuführen. Im ruhenden Ensemble kann keine homogene lineare Ionendichte λ entlang der gesamten Sollbahn erreicht werden, da Störpotentialmulden die Ionen lokal konzentrieren und die Kopplung mit den sympathetisch kühlenden Ionen in Beobachtungsbereich B1 reduzieren bzw. unterbrechen. Für eine Kristallisation des beschleunigten Ensembles bedarf es nicht nur ausreichender Kühlleistung, sondern auch einer der Gesamtanzahl N der Ionen angepaßten transversalen Fokussierung. Sie stellt einerseits eine ausreichende Kopplung der transversalen Freiheitsgrade mit dem direkt kühlbaren, longitudinalen Freiheitsgrad über Coulomb-Stöße sicher (siehe Abschnitt. 1.4.2.1). Außerdem definiert sie die jeweilig stabile Struktur (siehe Abb. 1.10).

Wie in Abb. 3.8 b gezeigt, kann der für den Phasenübergang typische Einbruch der Fluoreszenzrate im Strahlbetrieb beobachtet werden.

In den folgenden Abschnitten wird das Auftreten des Phasenübergangs für kontinuierliche und gepulste Strahlen beschrieben, charakterisiert und die Stabilität der kristallinen Phase des Strahls untersucht.

3.2.1 Kontinuierliche kristalline Ionenstrahlen

Daß es sich bei dem beschriebenen Phasenübergang eines Ionenstrahls eindeutig um die Strahlkristallisation handelt, wird im Folgenden durch eine komplette Vermessung des Phasenraums einer eindimensionalen Struktur bewiesen. Im Anschluß werden die Resultate vorgestellt, die die Ausbildung höherdimensionaler Strukturen belegen.

3.2.1.1 Eindimensionaler Ionenstrahl

Untersucht man die vertikalen Strahlprofile, die mit der Kamera in Beobachtungsbereich B1 bei konstanter Laserstrahlfrequenz ω_{L1} und ω_{L2} aufgenommen wurden, stellt man fest, daß mit dem im linken Teil von Abb. 3.9 nochmals dargestellten Einbruch in der Fluoreszenzrate eine drastische Reduzierung des vertikalen Strahlprofils einhergeht. Vergleicht man die vertikale Breite der zentralen Signalkomponente einer an das Strahlprofil in b) approximierten, bimodalen Gaußfunktion mit der von statischen Ionen-Kristallen aus Abb. 3.3 a, so erhält man nahezu identische Werte, limitiert durch das begrenzte Auflösungsvermögen des abbildenden Systems. Auf die hier vernachlässigbare zweite Gaußfunktion, die Halo-Komponente des Strahls, wird in Abschnitt 3.2.1.4 detailliert eingegangen. Unter Berücksichtigung des transversalen Fokussierungspotentials Ψ_0 läßt sich aus dieser Breite σ^c eine vertikale bzw., unter der Annahme der Gleichartigkeit der transversalen Freiheitsgrade, eine transversale Temperatur T_{\perp} errechnen:

$$T_{\perp} = \frac{1}{k_B} \cdot \frac{e\Psi_0}{r_0^2} \cdot ((\sigma^c)^2 - (\sigma^o)^2) , \quad (3.1)$$

wobei k_B der Boltzmann-Konstante und $\sigma^o \approx 5 \mu\text{m}$ der minimalen Ortsauflösung des Detektionssystems entspricht (vgl. Abschnitt 3.1).

Für die in Abb. 3.9 gezeigten Strahlprofile ergibt sich aus der absoluten Fluoreszenzrate eine Ionenanzahl N entlang der Sollbahn von ca. 18000. Dies entspricht einem mittleren linearen Ionenabstand d von ca. $20 \mu\text{m}$ und damit einer linearen Ionendichte λ von 0.4, in Einklang mit der Formation einer linearen Kette ($\lambda < 0.71$, vgl. Abb. 1.10 a). Aus den in Abb. 3.9 angegebenen Werten von $q = 0.20$ bzw. 0.31 und den radialen Breiten $\sigma^c \approx 51 \mu\text{m}$ bzw. $6.4 \mu\text{m}$ er-

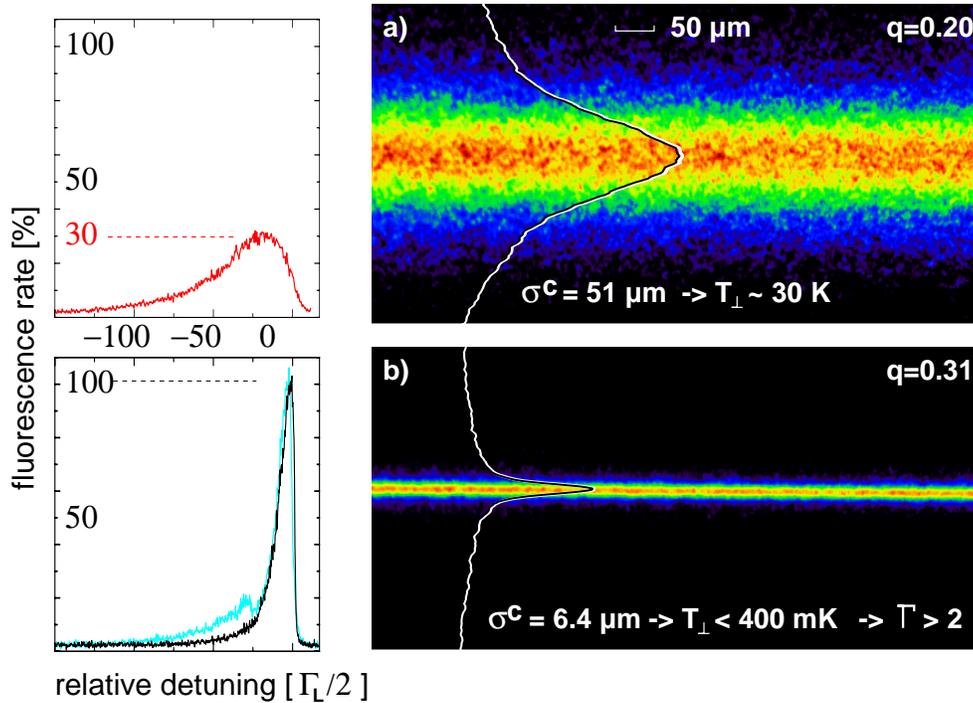


Abbildung 3.9: Fluoreszenzspektren bzw. vertikale Strahlprofile a) vor und b) nach dem Phasenübergang, hervorgerufen durch eine Absenkung und anschließende Erhöhung des Fokussierungspotentials. Aus der Breite σ^c der Strahlprofile läßt sich die transversale Temperatur T_{\perp} berechnen. Während die Frequenz ω_{L2} von Laserstrahl L2 in allen Messungen konstant gehalten wurde, wurde ω_{L1} lediglich bei den CCD-Aufnahmen konstant Frequenz (im mitbewegten BS: $\omega_{L2} - \omega_{L1} = 2\pi \cdot 450$ MHz) gehalten, während $\omega_{L1}(t)$ für Spektren im linken Bildabschnitt kontinuierlich in 4 s und wiederholt über einen Frequenzbereich von 250 halben natürlichen Linienbreiten variiert wurde.

gibt sich eine transversale Temperatur $T_{\perp} = 30$ K bzw. eine auflösunglimitierte Obergrenze von $T_{\perp} < 0.4$ K.

Um Zugang zu der longitudinalen Temperatur T_{\parallel} des Strahls zu erhalten, wurde das longitudinale Geschwindigkeitsprofil der Ionen vermessen. Der hierfür benötigte Versuchsaufbau ist in Abb. 3.10 dargestellt.

Gegenüber dem Beobachtungsbereich B1 wird der Sollbahn ein zusätzlicher Laserstrahl L3 überlagert. Da Laserstrahl L3 hierfür aus L1 ausgekoppelt wurde (siehe Abb. 2.7), weist er die identische Frequenz ω_{L1} auf. L3 ist folglich nicht unabhängig in der Frequenz durchstimmbare, kann somit nicht direkt über ein Durchstimmen der Frequenz das Fluoreszenzspektrum und damit das longitudinale Geschwindigkeitsprofil des Ensembles abtasten.

Um das Geschwindigkeitsprofil der Ionen zu erhalten, müssen ihre Geschwindigkeiten lokal variiert werden, bevor sie in Wechselwirkung mit L3 treten.

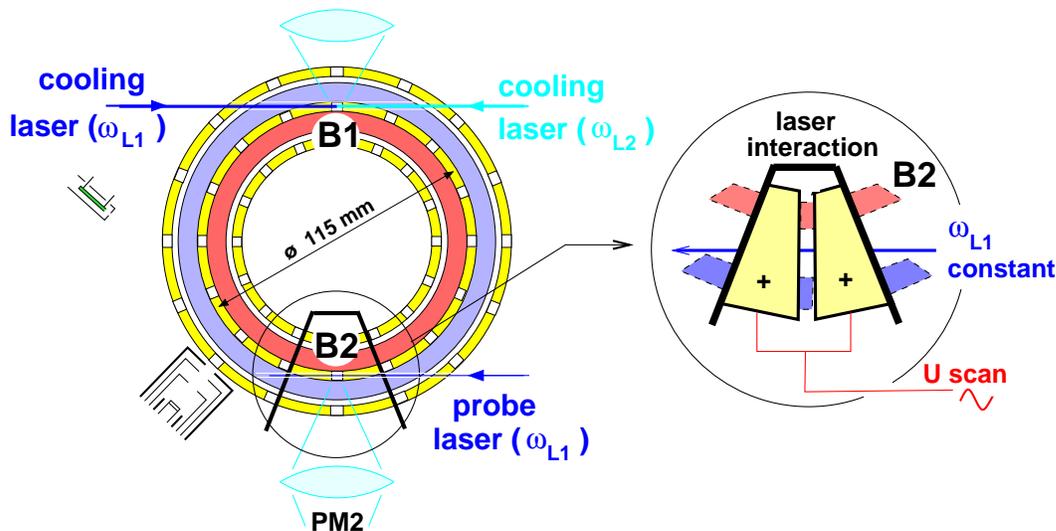


Abbildung 3.10: Versuchsaufbau zur Diagnose des longitudinalen Geschwindigkeitsprofils der Ionen im Strahlbetrieb. Gegenüber dem Kühl- und Beobachtungsbereich B1 wird ein dritter Laserstrahl L3 der Sollbahn überlagert. Er besitzt ebenfalls die Frequenz ω_{L1} . Um die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Strahl abtasten zu können, werden (wie im rechten Bildabschnitt vergrößert dargestellt) zwei Driftröhren mit identischer Wechselspannung beschaltet, die Geschwindigkeit der Ionen wird damit vor der Wechselwirkung mit L3 kontinuierlich variiert. Das mit Laserstrahl L3 erzeugte Fluoreszenzspektrum wird mit Hilfe von Photomultiplier P2 aufgenommen. Beim Wiederaustritt aus der zweiten Driftröhre wird die Geschwindigkeitsänderung des Strahls rückgängig gemacht.

Hierfür wird an die beiden in B2 gelegenen Driftröhren dieselbe positive Spannung angelegt, die die Ionen beim Eintritt in die erste Röhre um den identischen Betrag abbremst, um sie beim Wiederaustritt aus der zweiten Röhre auf die ursprüngliche Geschwindigkeit zu beschleunigen. Mit L3 geraten die Ionen mit reduzierter, aber konstanter Geschwindigkeit in Wechselwirkung. Durch das Anlegen einer Wechselspannung anstelle der Gleichspannung an das Driftröhrenpaar wird somit die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen kontinuierlich über die Resonanz mit der Laserfrequenz ω_{L1} durchgestimmt. Über eine positive Offsetspannung an den Driftröhren wird zudem die zur Kühlung notwendige Rotverschiebung von ω_{L1} kompensiert.

Die Breite des Fluoreszenzsignals der Ionen beinhaltet die Geschwindigkeitsbreite σ_v des Ensembles, die bei niedrigen Temperaturen durch die sättigungsverbreiterte Linienbreite des atomaren Übergangs dominiert wird. Aus der Faltung eines Gauß-Profiles mit einem Lorentz-Profil ergibt sich ein sog. Voigt-Profil [Dem93]. Bei Kenntnis der sättigungsverbreiterten Linienbreite läßt sich ein ebensolches an die Meßkurven anpassen und bei Übereinstimmung der Resultate der Beitrag der Geschwindigkeitsverteilung zum Gesamtprofil bestimmen.

Die resultierenden Fluoreszenzprofile der zwei in Abb. 3.9 gezeigten Strahlen

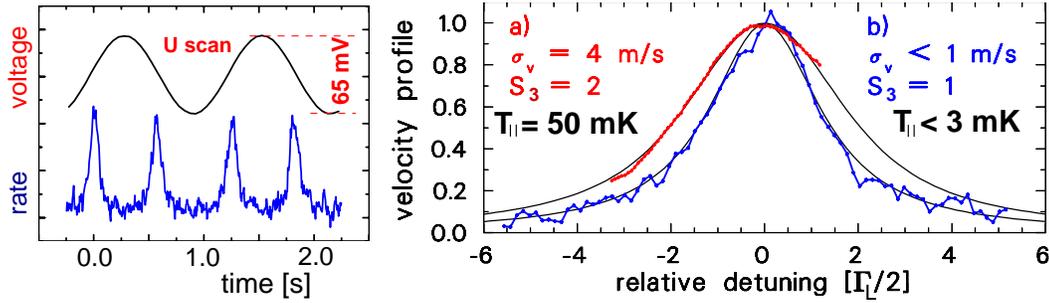


Abbildung 3.11: *Longitudinale Geschwindigkeitsdiagnose eines Ionenstrahls vor und nach dem Kollaps des Strahlprofils. Die linke Abbildung zeigt im oberen Teil den maximalen Potentialdurchgriff auf der Sollbahn durch die an die Driftröhren angelegte Spannung, aufgetragen gegen die Zeit. Im unteren Bildabschnitt ist die daraus resultierende Fluoreszenzrate der Ionen im Überlapp mit $L3$ (konstanter Frequenz ω_{L1}) in $P2$ aufgetragen. Der rechte Teil des Bildes zeigt die Fluoreszenzspektren des Strahls a) vor (rot) bzw. b) nach (blau) dem Kollaps. Durch das Anpassen von Voigt-Profilen lassen sich die Beiträge der sättigungsverbreiterten, natürlichen Linienbreite, parametrisiert durch den Sättigungsparameter S_3 , und der Geschwindigkeitsverteilung σ_v bestimmen und in eine korrespondierende Temperatur $T_{||}$ umrechnen.*

sind in Abb. 3.11 dargestellt. Nach Abzug des Beitrages durch die sättigungsverbreiterten (bei $S_3 = 2$ (rot), bzw. $S_3 = 1$ (blau)) natürlichen Linienbreiten ergibt sich die longitudinale Geschwindigkeitsbreite des Ionenstrahls zu $\sigma_v = 4$ m/s (rot) bzw. der auflösungslimitierten Obergrenze $\sigma_v < 1$ m/s (blau). Daraus läßt sich nach Gl. 3.2 die longitudinale Temperatur

$$T_{||} = \frac{m\sigma_v^2}{k_B} \quad (3.2)$$

zu $T_{||} = 50$ mK bzw. $T_{||} < 3$ mK errechnen. Die longitudinale Temperatur des Strahles nach dem Phasenübergang unterscheidet sich also, wenn überhaupt, nur unwesentlich von dem minimal erreichbaren Doppler-Limit ($T_D \approx 1$ mK).

Wie in Abschnitt 1.5 eingeführt wurde, ist die Temperatur in einem stark gekoppelten Plasma eine Zustandsgröße, die in Relation zur Coulomb-Energie der Ionen untereinander gesehen werden muß. Aus der Temperatur des Strahles und dem mittleren Teilchenabstand $d \approx 20 \mu\text{m}$ errechnet sich der Plasmaparameter Γ . Aus der Messung der longitudinalen Temperaturobergrenze von $T_{||} < 3$ mK nach dem Phasenübergang ergibt sich ein $\Gamma > 250$. Selbst die Untergrenze dieses Werts übersteigt sogar den für dreidimensionale Strukturen mindestens notwendigen Wert von 178 (vgl. Abschnitt 1.5). Auch die unabhängige Messung der Obergrenze der transversalen Temperatur $T_{\perp} < 400$ mK führt noch zu $\Gamma > 2$, was selbst an der Untergrenze ausreichend ist für eine lineare kristalline Struktur. Es sei erwähnt, daß für einen Strahl der vorliegenden linearen

Dichte $\lambda=0.4$ ein Kollaps des den Strahl heizenden IBS bereits für $\Gamma > 0.5$ erwartet wird (vgl. Abb. 1.11).

Beide Messungen liefern als Resultat, daß ein stark gekoppeltes Plasma vorliegt, in dem für Werte von $\Gamma \gg 1$, aufgrund eben dieser starken Kopplung, die Ionen im transversalen und longitudinalen Freiheitsgrad keine unterschiedlichen Eigenschaften mehr aufweisen [Has01]. Die Obergrenze von $T_{\parallel} < 3$ mK legt folglich ebenfalls die Obergrenze von T_{\perp} fest.

Es wurde ein eindimensionaler kristalliner Strahl erzeugt, sein Phasenraumvolumen (in Ort und Impuls) bei der Kristallisation um einen Faktor 10^6 komprimiert.

Auch der in Abb. 3.9 a und in 3.11 (rot) dargestellte Strahl, der bislang lediglich als Strahl vor dem Phasenübergang bezeichnet wurde, zeigt wahrscheinlich eine gewisse Coulomb-Ordnung.

Selbst unter der Annahme, daß der mittlere Abstand d der Ionen von der Größenordnung des Strahldurchmessers ist, $d \approx 2 \sigma^c$, führt seine longitudinale Temperatur $T_{\parallel} = 50$ mK noch auf einen Plasmaparameter von $\Gamma > 3$. Gleichzeitig liegt aber aufgrund der kleinen linearen Dichte noch keine ausreichend starke Kopplung der Freiheitsgrade vor, woraus sich die in diesem Falle anisotrope Temperaturverteilung ($T_{\parallel} = 50$ mK $\ll T_{\perp} = 30$ K) ergibt. Die Parameter des Experiments so weit als möglich erfassenden MD-Simulationen [Has01] ergeben, daß die Ionen eine 100%ig Reflexionswahrscheinlichkeit beim Stoß mit ihren nächsten Nachbarn aufweisen. Die Ionen können, wie in Abb. 1.11 b dargestellt, als flüssigkeitsähnliche Phase beschrieben werden. Man erwartet eine partielle Entkopplung der Freiheitsgrade [Has92], die trotz der starken Kopplung des Plasmas ($\Gamma > 1$) verantwortlich für die ineffiziente indirekte transversale Kühlung zeichnet. Zusätzlich ist zu bedenken, daß der Strahl bei unzureichender Kopplung der Freiheitsgrade durch die rein longitudinale Laserkühlung transversal diffusiv verbreitert wird. Die zufälligen Photonenrückstöße bei der spontanen Emission führen somit zu einer transversalen Heizung. Die Störung bzw. Heizung des Ionenstrahls durch die Meßmethode, die lokale Änderung der Ionengeschwindigkeit, wurde durch eine Potentialrampe einer Amplitude von maximal 65 mV (bei 40 mV Offset) und einer Frequenz von 1 Hz ausreichend minimiert. Das zeitgleich beobachtete transversale Strahlprofil in Beobachtungsbereich B1 weist bei der hier untersuchten linearen Dichte keine Verbreiterung, wenn auch eine geringfügige Modulation der Intensität auf. Die mit der angelegten Spannung verbundene Geschwindigkeitsänderung der Ionen beträgt ca. 3% der durchschnittlichen Strahlgeschwindigkeit über eine Wegstrecke von ca. 20 mm. Daraus ergibt sich eine lokale Änderung des Ionenabstandes in der linearen Kette ($\lambda = 0.4$: $d = 20 \mu\text{m}$) von weniger als $1 \mu\text{m}$. Trotz der relativ hohen Intensität des Diagnoselaserstrahls L3 ($S_3 = 2$ bzw.

$S_3 = 1$) erfolgt keine Netto-Beschleunigung des Ionenstrahls, da die beiden stärkeren Kühlaserstrahlen L1 und L2 innerhalb eines Ionenumlaufs die Ausgangsgeschwindigkeit wiederherstellen. Schwächt man daher die Intensität von Laserstrahl L3 um 50% ab, erreicht man eine lineare Reduktion der Fluoreszenzrate ohne eine meßbare Reduktion der longitudinalen wie transversalen Temperatur.

Für eine zukünftige Geschwindigkeitsdiagnose von Strahlen höherer linearer Dichte ist eine Erweiterung des Aufbaus um einen Akusto-Optischen-Modulator (AOM) im Strahlengang von L3 vorgesehen. Die Frequenz ω_{L3} kann dann unabhängig von ω_{L1} zwischen ca. $2\pi \cdot 200$ und 400 MHz variiert werden.

3.2.1.2 Höherdimensionale Ionenstrahlen

Da die bisher besprochenen eindimensionalen kristallinen Strahlen nur bis zu einer linearen Dichte $\lambda < 0.71$ den energetisch günstigsten Zustand darstellen, sollte eine weitere Erhöhung der linearen Dichte $\lambda > 0.71$ zu zweidimensionalen Zick-Zack-Strukturen, für $\lambda > 0.96$ zu dreidimensionalen Strahlen führen.

Zusätzlich gegenüber eindimensionalen Strukturen auftretende Heizmechanismen wie HF-Heizung bzw. Scherkräfte stellen höhere Anforderungen an die Kühlung bei gleichzeitig höheren zu erreichenden Plasmaparametern von $\Gamma > 135$ für zwei- und $\Gamma > 178$ für dreidimensionale Strukturen (siehe Abschnitt 1.5). Geht man von einem typischen Wigner-Seitz-Radius $a_{ws} = 12 \mu\text{m}$ aus, so entspricht die Forderung nach einem $\Gamma > 125$ einer nicht zu überschreitenden Temperatur $T < 15$ mK, und $\Gamma > 178$ erfordert $T < 8$ mK, Werte nur knapp über dem Doppler-Limit bei $T_D \approx 1$ mK bei der unveränderten, effektiv zur Verfügung stehenden Kühlzeit von lediglich 1% der Umlaufperiode.

Zweidimensionale Ionenstrahlen: Ein erster Schritt in Richtung höherdimensionaler Strahlstrukturen läßt sich aus dem im vorangegangenen Abschnitt etablierten eindimensionalen kristallinen Strahl entwickeln. Dabei nutzt man aus, daß die lineare Dichte λ bei konstanter Ionenanzahl N im Speicherring durch eine Variation des Speicherpotentials manipuliert werden kann ($\lambda \propto a_{ws} \propto q^{-2/3}$).

Im Folgenden wird der Übergang der eindimensionalen in eine neue Strahlstruktur dargestellt und deren verändertes transversales Profil und Fluoreszenzspektrum untersucht.

In Abb. 3.12 a wird das vertikale Profil eines kristallinen Strahls mit einer Ionenanzahl $N = 26\,500$ gezeigt. Aus einem zehnpromzentigen Absenken des Stabilitätsparameters ($q = 0.22 \rightarrow 0.20$) wird eine Erhöhung der linearen Dichte von $\lambda = 0.70$ auf $\lambda = 0.75$ erreicht und damit der Übergang zu der Struktur erzwungen, deren Profil in Abb. 3.12 b gezeigt ist. In c) ist dieses vertikale Strahlprofil vergrößert dargestellt. Seine absolute Amplitude und Breite

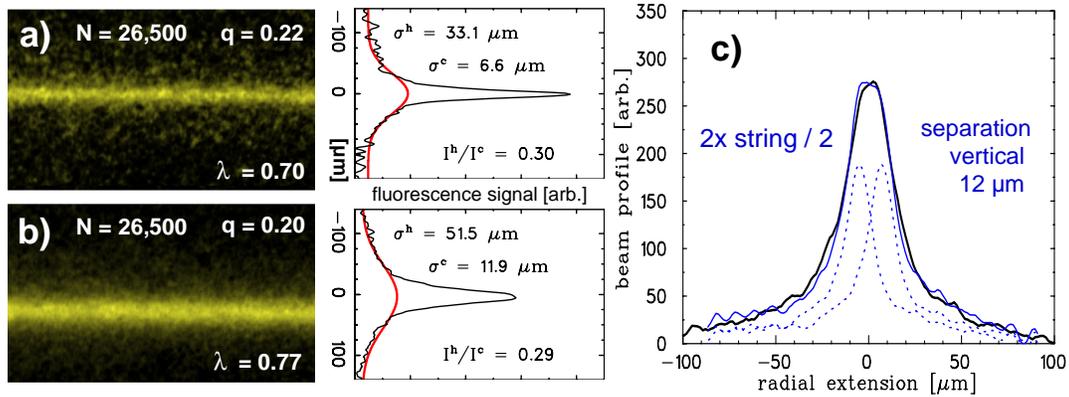


Abbildung 3.12: Vertikales Profil eines Strahles in leicht unterschiedlichem transversalem Einschluß. a) und b) zeigen den Übergang von einer linearen zu einer Zick-Zack-Struktur. In Abb. c) ist durch die schwarze Linie nochmals das Profil des Strahls aus b) aufgetragen. Die blaue Kurve ergibt sich aus dem Profil der linearen Kette in a), wenn man deren Amplitude halbiert, zwei Ausführungen des resultierenden Profils in einem jeweiligen Abstand von der Sollbahn von $6 \mu\text{m}$ positioniert und aufsummiert.

lassen sich aus der Summe zweier Profile der linearen Kette in a) reproduzieren, wenn man deren Amplitude halbiert, sie in einem vertikalen Abstand von $\pm 6 \mu\text{m}$ von der Sollbahn anordnet und summiert.

Wie in Abb. 3.13 a gezeigt, kann bei einer kontinuierlichen Verstimmung der Laserfrequenz ω_{L1} auch für die neue Struktur der für den Phasenübergang typische Einbruch im Verlauf der Fluoreszenzrate diagnostiziert werden. Wiederum kann dieser nach einer Minimierung der HF-Heizung durch eine Optimierung der Speicherfeldamplitude nicht mehr aufgelöst werden, oder es bleibt die Struktur während der gesamten wiederholten Laserverstimmung kristallin. Die Tatsache, daß sich der Übergang von der linearen zu der neuen Struktur reversibel bei einer linearen Dichte $\lambda \geq 0.71$ vollzieht, läßt bereits eine zweidimensionale Strahlstruktur erwarten.

Sowohl das Auftreten des Einbruchs in der Fluoreszenzrate in Abb. 3.13 a als auch die Tatsache, daß sich das erhaltene Strahl-Profil aus zwei linearen Ketten der Ionenanzahl $N/2$ modellieren läßt (siehe Abb. 3.12), führen zu der Schlußfolgerung, daß sich im Speicherring eine zweidimensionale kristalline Struktur ausgebildet hat.

Vergleicht man das Zick-Zack-Strahlprofil mit dem Profil einer statischen longitudinal über mehrere 10 mm ausgedehnten Zick-Zack-Struktur im Fallbetrieb (q und λ identisch) in Abb. 3.13 b, so stellt man fest, daß die resultierenden σ^v -Breiten besser als 10% übereinstimmen.

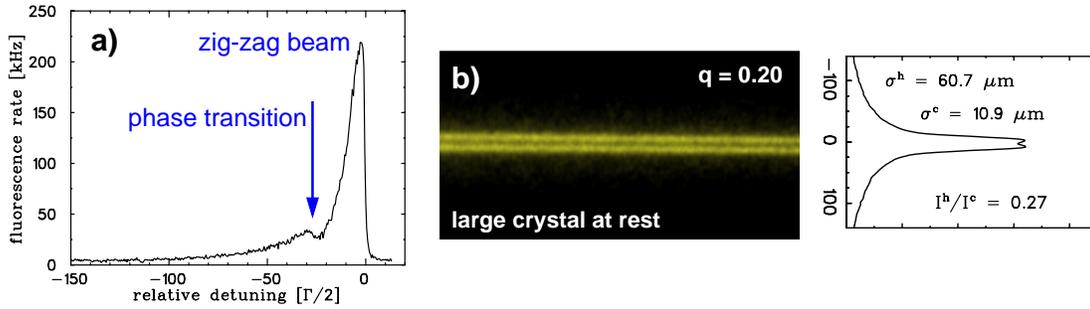


Abbildung 3.13: a) Fluoreszenzrate eines Ionenstrahls mit $\lambda = 0.77$ als Funktion der Frequenzverstimmung des Kühllasers L1. Der Einbruch des Signals, charakteristisch für den Phasenübergang des Ensembles, steht bei einer aus der Fluoreszenzrate bestimmten Ionenanzahl $N = 26\,500$ und dem Stabilitätsparameter $q = 0.20$ für die Ausbildung einer zweidimensionalen Zick-Zack-Struktur. b) zeigt das Profil einer statischen, über mehrere 10 mm ausgedehnten Zick-Zack-Struktur (q und λ identisch wie in Abb. 3.12 a). Aufgrund der longitudinalen Ausdehnung der Struktur verwi-schen hier, im Gegensatz zu den in Abb. 3.3 gezeigten Resultaten, die detektier-ten Einzelionenpositionen zu zwei kontinuierlich erscheinenden, aber vertikal gerade noch separierbaren Bändern.

Sowohl die Tatsache, daß im Strahl-Betrieb keine sichtbare Differenzierung der beiden Einzelstränge möglich ist, als auch die leicht erhöhte Breite des Zick-Zack-Strahles können mit der kleineren Zählrate und der damit verbundenen reduzierten Statistik erklärt werden.

Die senkrechte Orientierung der durch die Kristallstruktur aufgespannten Fläche ist wahrscheinlich die Reaktion des Strahls auf die sonst in ihm wirkende Scherkraft bzw. die Minimierung der Energie im Potential der Zentripetalkraft.

Dreidimensionale Ionenstrahlen: Zur Identifikation dreidimensionaler kri-stalliner Strukturen stehen einige der in den vorangegangenen Abschnitten be-schriebenen Meßmethoden nicht zur Verfügung.

Die Vermessung des longitudinalen Geschwindigkeitsprofils, bei eindimensio-nalen Strahlen noch eine vernachlässigbare Störung (vgl. Abschnitt 3.2.1.1), ist bei der linearen Dichte höherdimensionaler Strukturen wahrscheinlich mit einer bisher zu großen Heizwirkung verbunden. Da die Strahlen hoher linearer Dichte nicht (in ausreichend kleiner Dosierung) geheizt werden können, wäre ebenfalls der zu erwartende Einbruch in der Fluoreszenzrate (vgl. Abb. 3.9 und 3.13 a) nicht auflösbar.

Ein starkes Kriterium verbleibt über die Analyse der Breiten der vertikalen Strahlprofile σ^c in Redundanz mit der Analyse der Form der Fluoreszenzrate in Abhängigkeit von der relativen Laserverstimmung (Gradient, Breite und Amplitude; vgl. Abb. 3.9).

Abb. 3.14b zeigt ein vertikales Strahlprofil, dessen totale Ionenanzahl $N =$

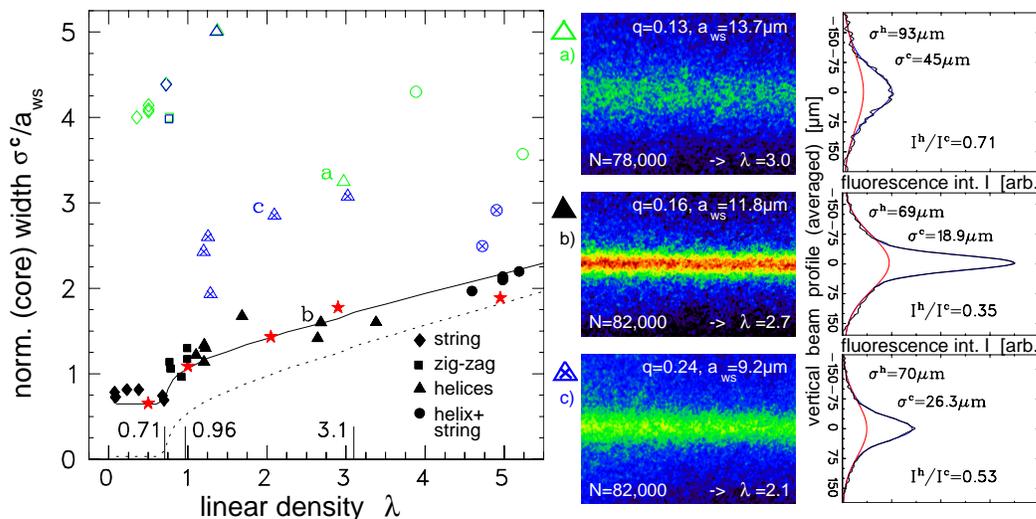


Abbildung 3.14: Der linke Bildabschnitt zeigt die normierte Strahlprofilbreite σ^c/a_{ws} in Abhängigkeit der linearen Dichte λ für statische Kristalle (rote Sterne), kristalline Strahlen (schwarze Symbole) sowie nichtkristalline bzw. gasförmige Strahlen (blaue bzw. grüne Symbole). Auf die gezeigten Linien wird im Text eingegangen. Die drei mit den Buchstaben a, b und c indizierten Symbole entsprechen den im rechten Bildabschnitt gezeigten Profilen vergleichbarer (a) bzw. identischer (b, c) Strahlen (identischer Falschfarbenkodierung). Eine abrupte Erhöhung der Fokussierung führt hier von einem gasförmigen zu einem dreidimensionalen kristallinen Strahl, der bei weiterer Erhöhung des einschließenden Potentials deutlich an Breite zunimmt.

82000 beträgt. Bereits die im Vergleich zu einem nichtkristallinen Strahl (vgl. Abb. 3.9 a) kleine Breite σ^c bei einer mindestens um einen Faktor fünf höheren Ionenanzahl und gleichzeitig einem nur halb so hohen transversalen Speicherpotential Ψ_0 ($q = 0.16$ im Vergleich zu $q = 0.20$) weist auf eine geordnete Struktur hin (im nichtkristallinen Fall entspräche die Fluoreszenzrate sogar ca. $3.3 \cdot 82000$ Ionen, wie aus Abb. 3.8 a abzuleiten).

Um zwischen kristalliner und nichtkristalliner Phase unterscheiden zu können, werden die Breiten der vertikalen Strahlprofile σ^c auf den Wigner-Seitz-Radius a_{ws} normiert und in Abhängigkeit von der linearen Dichte λ aufgetragen. Der linke Bildabschnitt von Abb. 3.14 zeigt zudem die in [Has90] theoretisch vorhergesagte Abhängigkeit für kristalline Strahlen (gepunktete Linie), die mit $\sigma^c/a_{ws} \propto \sqrt{\lambda}$ asymptotisch ansteigt. Um diese theoretische und experimentell für statische Kristalle bestätigte [Bir94] Vorhersage auf unsere experimentellen Daten abbilden zu können, muß zweierlei berücksichtigt werden: Erstens wurden die einzelnen Messungen bei unterschiedlichen Speicherspannungen U_{HF} durchgeführt. Damit müssen die Breiten σ^c auf unterschiedliche Wigner-Seitz-Radien $a_{ws} \propto q^{-2/3} \propto U_{HF}^{-2/3}$ normiert werden. Aus Abb. 3.15 a ist die monoton mit der linearen Dichte λ abnehmende Speicherspannung $U_{HF}(\lambda)$ abzuleiten und in die Normierung für Abb. 3.14 mit $a_{ws}(\lambda)$ einzubringen.

Berücksichtigt man zudem die begrenzte Auflösung des Abbildungssystems (siehe Abschnitt 2.5), erhält man die entsprechende theoretische Abhängigkeit in PALLAS (durchgezogene Linie). Sie beschreibt den Verlauf für die schmalsten experimentell erreichbaren Strukturen, unabhängig davon, ob es sich um kristalline Strahlen oder statische Kristalle handelt (vgl. Abschnitt 3.1).

Betrachtet man nun die Lage der normierten Breiten der Profile der oben genannten Strahlen in Abb. 3.14, so kann man drei unterschiedliche (a,b und c) Strahlzustände unterscheiden. Beginnend mit zu schwacher Fokussierung (a) wird durch abrupte Erhöhung ($q=0.13 \rightarrow q=0.16$) des transversalen Einschusses ein Kollaps des Strahlprofils ausgelöst (b), der direkt auf die normierte Erwartungsbreite eines kristallinen dreidimensionalen Strahls führt. Eine weitere starke Erhöhung ($q=0.16 \rightarrow q=0.24$) der Fokussierung (c) ändert das Strahlprofil nochmals signifikant, anders als bei den niederdimensionalen Strukturen. Die gegenüber gasförmigen Strahlen immer noch große Differenz der Breiten wird dabei durch die Normierung auf den Wigner-Seitz-Radius a_{ws} in der Darstellung stark abgeschwächt. Für noch stärkere Fokussierung wird der Übergang zu einem gasförmigen Strahl erreicht.

Analog zu der Einleitung der Kristallisation der Strahlen kleinerer linearer Dichte wird in a) von einer schwachen Kopplung der heißen transversalen und des kalten longitudinalen Freiheitsgrades ausgegangen. Durch die Erhöhung der Fokussierung wird erreicht, daß die Freiheitsgrade koppeln und der Kühlaser Energie aus allen Freiheitsgraden entziehen kann (siehe Abschnitt 1.4.2.1). Der diskrete Sprung von einem der eindeutig gasförmigen Ensembles (grüne offene Symbole) auf den theoretisch zu erwartenden Wert für eine kristalline Struktur (schwarze Symbole) bei $\lambda = 2.7$ läßt auf die Ausbildung eines dreidimensionalen Strahlkristalles in Form einer Helix schließen. Eine weitere Komprimierung der Struktur führt zu verstärkter HF-Heizung, die den Strahl in einen Zustand (gekreuzte blaue Symbole) bringt, der trotz einer um einen Faktor 1.5 höheren Breite noch immer kristalline Züge trägt. Dieser wird in Abschnitt 3.2.1.4 diskutiert werden. Erhöht man die Fokussierungsstärke weiter, schmilzt der Strahl gänzlich (offene blaue Symbole).

Der in Abb. 3.14 dargestellte Sachverhalt wird in Abb. 3.15 a nochmals aufgegriffen. Hier wird die Strahlprofilbreite σ^c gegen die jeweilige Speicherspannung U_{HF} aufgetragen.

Entsprechend der oben genannten Abhängigkeit $\sigma^c/a_{ws} \propto \sqrt{\lambda}$ und daher $\sigma^c \cdot U_{HF}^{2/3} \propto \sqrt{\lambda}$ wurden Konturlinien konstanter linearer Dichte λ eingezeichnet, bei denen jeweils eine Änderung der Strahlstruktur zu erwarten ist (vgl. Abb. 1.10 a). Folglich ist nun die Einteilung der kristallinen Strahlen in unterschiedliche Strahlstrukturen nur noch von der Kenntnis mit hoher Genauigkeit ($\pm 5\%$) meßbarer Größen (U_{HF} und σ^c) abhängig.

Unabhängig von der Bestimmung absoluter Teilchenzahlen über die Fluoreszenzrate wird damit die in Abb. 3.14 getroffene Unterteilung nochmals gerecht-

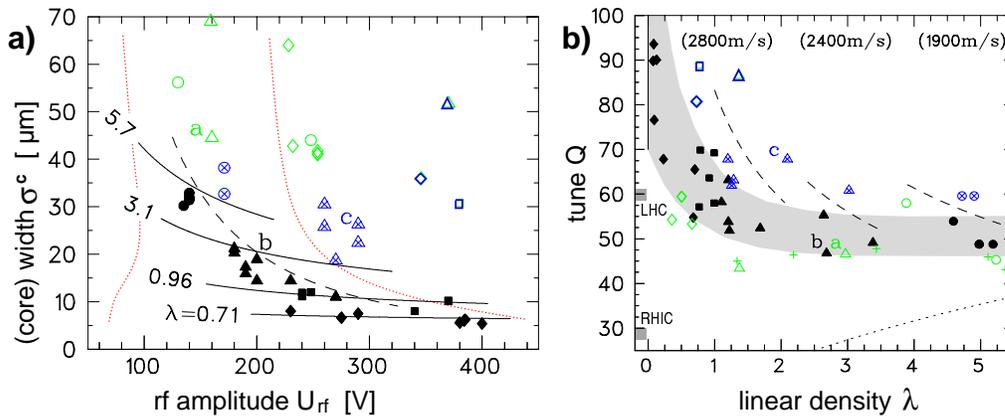


Abbildung 3.15: a) Zeigt die absolute Breite σ^c der Strahlprofile in Abhängigkeit der angelegten Speicherfeldspannung U_{HF} . Durchgezogene schwarze Kurven konstanter linearer Dichte λ definieren Bereiche gleicher Kristallstrukturen. Auf die Bedeutung der gepunkteten und der gestrichelten Linien wird im Text eingegangen. b) Zeigt die Abhängigkeit des Tunes Q von der linearen Dichte λ . Grüne Kreuze repräsentieren ein maximales Aufblähen des Strahlprofils. Die Tunes Q der Hochenergie-Synchrotrone RHIC und LHC sind ebenfalls angegeben. Die Zuordnung der Symbole zu Kristallstrukturen ergibt sich aus der Legende in Abb. 3.14.

fertigt.

Im folgenden soll der Stabilitätsbereich in Abhängigkeit von den speicherring-typischen Parametern erschlossen werden.

3.2.1.3 Stabilität kristalliner Strahlen

In diesem Abschnitt wird diskutiert, unter welchen Bedingungen in PALLAS kristalline Strahlen erhalten werden können und wie ihre Stabilität zu bewerten ist.

Nur in einem eingeschränkten Bereich des $(U_{\text{HF}} - \sigma^c)$ Diagramms in Abb. 3.15 a ist es möglich, kristalline Strahlen zu erzeugen und zu speichern. Dieses durch die schwarzen Symbole aufgespannte Band ist deutlich schmaler als der Bereich stabiler statischer Kristalle, eingegrenzt durch die beiden roten gepunkteten Linien aus Referenz [Bir94] und PALLAS.

Wie in Abschnitt 1.5 beschrieben, können der Mikrooszillation bei entsprechender Kopplung an das Ensemble nach Gl. 1.48 eine Temperatur und darüber nach Gl. 1.45 ein Plasmamparameter $\Gamma_{\text{HF}} \propto 1/\lambda \cdot (P/Q)^2$ zugeordnet werden. Anschaulich bedeutet dies, daß die HF-Heizung höhere Plasmamparameter für kleinere lineare Dichten λ bzw. höhere Periodizität P oder schwächere Fokussierung Q zuläßt.

Wie aus der Diskussion der auf den Wigner-Seitz-Radius a_{ws} normierten Strahl-

profilbreiten σ^c in Abb. 3.14 folgte, skalieren diese mit $\sigma^c/a_{ws} \propto \sqrt{\lambda}$. Wie bereits beschrieben, folgt aus Gl. 1.44 und Gl. 1.10 $a_{ws} \propto U_{HF}^{-2/3}$. Der Tune Q ist nach Gl. 1.10, 1.4 und 1.23 der Speicherspannung U_{HF} proportional. Somit ergibt sich ein durch die HF-Heizung limitierter, maximal noch erreichbarer Plasmaparameter $\Gamma_{HF} \propto (\sigma^c \cdot U_{HF}^{5/3})^{-2}$.

Durch den für den Erhalt einer dreidimensionalen Struktur erforderlichen unteren Grenzwert $178 \leq \Gamma_{HF}$ (siehe Abschnitt 1.5) ergibt sich der gestrichelte Kurvenverlauf in Abb. 3.15 a, der die maximale Speicherspannung beschreibt, oberhalb derer ein (dichter) Kristall durch die HF-Heizung aufgeschmolzen wird.

Obwohl diese Kurve den oberen Grenzverlauf des Bandes hervorragend approximiert, ist folgender Gesichtspunkt zu bedenken. Statische kristalline Strukturen vermögen, wie in Abschnitt 1.5 diskutiert und in Abschnitt 3.1.3 experimentell belegt, die Ankopplung der harmonischen Mikrooszillationsenergie an die Temperatur des Ensembles fast vollständig zu unterdrücken. Der Verlauf der gestrichelten Kurve müßte folglich aufgrund einer partiellen Entkopplung zu höheren σ^c Werten verschoben und mit der Abhängigkeit der verbleibenden Ankopplung von den Parametern λ bzw. U_{HF} gefaltet aufscheinen.

Die Lage von Datenpunkten für kleine Breiten σ^c jenseits der gestrichelten Grenzkurve trägt gerade dem Effekt der Entkopplung bei kleinen linearen Dichten (und damit den Verhältnissen jenseits der Gültigkeit der Näherung in Gl. 1.48) Rechnung.

Das Verständnis dieses Ergebnisses wird in der Diskussion der Abb. 3.15 b vertieft.

Um die in PALLAS erzielten Resultate auf Hochenergiespeicherringe übertragen zu können, in denen der Tune Q die dort geschwindigkeitsunabhängige Fokussierungsstärke beschreibt (vgl. Abschnitt 1.2), wurde das $(U_{HF} - \sigma^c)$ in ein $(\lambda - Q)$ Diagramm in Abb. 3.15 b übersetzt (aus Darstellungsgründen sind Abszisse und Ordinate vertauscht).

Es ergibt sich für PALLAS der grau hinterlegte Stabilitätsbereich. Die absolute Lage der Grenzen wird durch das Gleichgewicht zwischen Kühlung und unterschiedlichen Heizeffekten (vgl. Abschnitt 1.5) definiert und ihre Ursachen werden im Folgenden genauer diskutiert.

Obere Begrenzung des Stabilitätsbereichs: Wie bereits in Zusammenhang mit Abb. 3.15 a diskutiert, wird durch die HF-Heizung die Begrenzung zu hoher Speicherfeldspannung U_{HF} und damit hohem Tune $Q \propto U_{HF}/v_z$ vorgegeben. Aufgrund der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Tunes in PALLAS ergeben sich jedoch (anders als in a)) geschwindigkeitsabhängige (gestrichelte) Grenzlinien, die für drei Geschwindigkeiten übersetzt wurden. Sie liegen den

jeweils zugehörigen Datenpunkten am nächsten.

Da unbeabsichtigterweise die kristallinen Strahlen größerer linearer Dichte bei kleineren Strahlgeschwindigkeiten aufgenommen wurden, ändert sich in PAL-LAS der kristalline Strahlen ermöglichende Tune Q weniger signifikant mit zunehmendem λ als die Speicherspannungsamplitude U_{HF} in Abb. a) mit σ^c . Wie eine Extrapolation des Grenzlinienverlaufs für eine Geschwindigkeit $v_z = 2800$ m/s in b) erwarten läßt, wären kristalline Strahlen höherer linearer Dichte ($\lambda > 3$) - unter Berücksichtigung der im folgenden Abschnitt diskutierten Untergrenze des Stabilitätsbereiches - nicht aufrechtzuerhalten.

Dies gilt es experimentell weiterzuverfolgen.

Interessanterweise liegen diese Grenzlinien bereits deutlich unterhalb der Grenze, die durch die periodische Anregung von Eigenmoden einer kristallinen Struktur vorgegeben ist.

Um deren ungedämpftes Anschwingen und damit das Aufplatzen des Kristalls vermeiden zu können, muß die potentiell treibende Frequenz bzw. Zellenperiode (Ω bzw. $1/L$) mindestens zweimal höher liegen als die höchste Eigenfrequenz der kristallinen Struktur $\omega_{cry} = \sqrt{2} \cdot \omega_{sec/\beta}$ (dies wurde ausführlich in Abschnitt 1.5 dargestellt). Diese Forderung läßt sich mit Gl. 1.47 schreiben als $\mathbf{P} > 2\sqrt{2}\mathbf{Q}$.

Damit würde hier selbst für die größte Geschwindigkeit $v_z = 2800$ m/s erst für $Q > 280$ die Grenze der Stabilität erreicht.

Der deutlich reduzierte Stabilitätsbereich kristalliner Strahlen im Vergleich zu statischen kristallinen Strukturen in der identischen Apparatur (vgl. Abb. 3.15 a) und die Tatsache, daß die Grenze der Eigenmodenanregung in einer linearen Paul-Falle kürzlich erreicht werden konnte [Kja01], bevor die Schmelze des Kristalls durch die HF-Heizung eingeleitet worden war, kann zum Teil mit der erheblichen Reduzierung der Laserkühlzeit auf ca. 1% (Ringumfang/Laserstrahlüberlapp) erklärt werden. Zusätzlich ist aber die Frage zu stellen, ob die Bewegung des kristallinen Ensembles eine verstärkte Ankopplung der Mikrobewegungsenergie an die thermische Energie verursacht. Einerseits wird dies mit den im Anschluß dargestellten Messungen zur Überlebensdauer kristalliner Strahlen ohne Laserkühlung beleuchtet. Andererseits wird der Sachverhalt durch eine kontinuierliche Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit experimentell untersucht.

Untere Begrenzung des Stabilitätsbereichs: Die untere Begrenzungslinie im $(\lambda - Q)$ -Diagramm verläuft für dreidimensionale Strahlen auf nahezu konstantem Niveau, verschiebt sich aber für niederdimensionale Strukturen deutlich zu höherem Tune Q .

Unterhalb einer gewissen Fokussierungsstärke ist die Ionendichte zu klein und

damit die durch die inverse Plasmafrequenz parametrisierte Zeit für eine ausreichende Kopplung zwischen transversalen und longitudinalen Freiheitsgraden zu lang (siehe Gl 1.42) für eine effiziente Kühlung in drei Dimensionen.

Die zur Ausbildung eines Temperatenausgleichs über Stöße notwendige Zeit beträgt für $Q = 45$ bei Ensembles hoher linearer Dichte bereits mehr als $1/3$ der pro Umlauf zur Verfügung stehenden Laserkühlzeit (siehe Abschnitt 1.4.2.1). Ein weiteres Absenken des Tune führt damit (bei konstant hohen linearen Dichten) zu einer Reduzierung der Ionendichte im Strahl und einer Reduktion der dreidimensionalen Kühlung.

Der Strahl bleibt folglich zwar longitudinal kalt, weist aber eine transversal deutlich höhere Temperatur und damit Breite auf.

Die Ankopplung ist zudem für Strahlen kleiner linearer Dichte schwächer, so daß ab $\lambda < 1$ deutlich stärker fokussiert werden muß, um dreidimensionale Kopplung zu gewährleisten. Folglich verschiebt sich die Grenzlinie für kleine lineare Dichten λ zu höheren Tunes $Q \rightarrow 70$.

Die absolute untere Grenze des Stabilitätsbereichs sollte stark vom eingesetzten Kühlschema abhängen. Wird keine ausreichende Kopplung der Freiheitsgrade gewährleistet, wie in der Diskussion des Strahls aus Abb. 3.9 a, führt die rein longitudinale Laserkühlung sogar zu einer diffusiven Heizung der transversalen Freiheitsgrade.

Die in Abschnitt 1.4.2.1 diskutierte direkte transversale Kühlung kann den Stabilitätsbereich in Hochenergiespeicherringen wahrscheinlich zu niedrigeren Tunes Q erweitern. Weitere Möglichkeiten hierzu werden im Ausblick diskutiert.

Limitiert wird die Ausweitung des Stabilitätsbereichs zu kleineren Tunes Q für höherdimensionale kristalline Strahlen vorerst durch die Scherkraftheizung. D.h. durch die Tatsache, daß Ionen auf der Außenseite eines kristallinen Strahls mit einer höheren Bahngeschwindigkeit zirkulieren müssen als auf der Innenseite, werden diese Ionen durch die Laserstrahlen aber auf konstante Bahngeschwindigkeit gekühlt.

Die aus dieser Scherkraftheizung resultierende minimale Strahltemperatur T_{scher} wurde in Abschnitt 1.5 eingeführt und kann in einen entsprechenden maximal erreichbaren Plasmamparameter Γ_{scher} übersetzt werden (analog zu T_{HF} und Γ_{HF} im vorangegangenen Abschnitt). Diese Anforderung läßt sich in einen entsprechenden Grenzwert $Q^2 \geq 250 \cdot \lambda$ umformulieren (siehe Abschnitt 1.5) und wurde in Abb. 3.15 b durch die gepunktete Linie dargestellt. Unterschreitet man diese minimal notwendige Fokussierung, wird der kristalline Strahl zu schwach zusammengehalten und nimmt gleichzeitig ein so breites Strahlprofil ein, daß die Unterschiede in den Bahngeschwindigkeiten horizontal benachbarter Ionen zu groß werden. Der Kristall wird zerrieben (offene grüne Symbole). Bis zu einem gewissen Ausmaß sollte der Kristall jedoch durch seine Elastizität

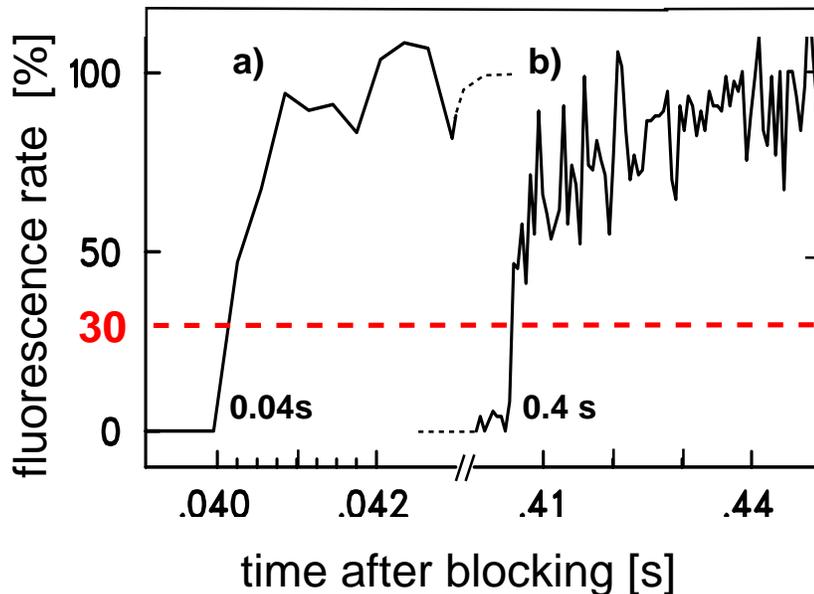


Abbildung 3.16: Fluoreszenzsignal eines kristallinen Ionenstrahls ($\lambda = 0.4$, $q = 0.31$), nachdem die Kühllaser L1 und L2 für variable Zeit geblockt wurden (vgl. Abb. 3.7). In a) erreicht die Fluoreszenzrate innerhalb der Zeitauflösung der Messung ($<250 \mu\text{s}$) nach dem Wiedereintritt der Laser die kristalline Zählrate von 100%. Bei einem Aussetzen der Kühlung für mehr als 400 ms in Abbildung b) springt die Zählrate auf über 50%, nicht erreichbar für einen nichtkristallinen Strahl, und steigt innerhalb von 20 ms quasikontinuierlich auf die ursprüngliche Zählrate.

in der Lage sein, den Scherkräften zu widerstehen [Schif96]. MD-Simulationen liefern hierzu ein deutlich weniger stringentes Limit von $Q > \lambda$ [Schif96].

Es bestehen weitere Möglichkeiten, die Scherkräftheizung zu umgehen. So kann der Strahl z. B. in Rotation um die Strahlachse versetzt werden oder es kann versucht werden, den Strahl auf konstante Winkelgeschwindigkeit zu kühlen. Eingehender wird dies im Ausblick diskutiert werden.

Da das Experiment nahe an diesen Grenzen betrieben werden kann, wird eine Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit erlauben, die experimentelle Relevanz der jeweiligen Vorhersagen aus MD-Simulationen detailliert zu untersuchen.

Stabilität ohne Kühlung:

Die Stabilität der kristallinen Strahlen bleibt bei kontinuierlicher Laserkühlung für mehrere Stunden aufrechterhalten und dies bei einer effektiv um einen Faktor 100 verkürzten Laserkühldauer im Vergleich zu statischen Ensembles, vorgegeben über den lediglich einprozentigen Überlapp der Kühllaserstrahlen mit der Sollbahn.

Um die Stabilität dieser Strahlen evaluieren und mit jenen statischer kristalliner Strukturen vergleichen zu können, werden die Kühllaserstrahlen, äquivalent der in Abschnitt 3.7 vorgestellten Meßmethode, geblockt und der Anstieg so-

wie das erreichte Niveau der Fluoreszenzrate nach Wiederaufnahme der Laserkühlung untersucht.

Wie in Abb. 3.16 a dargestellt, erreicht die Fluoreszenzrate der Ionen nach einer Dunkelperiode von 40 ms innerhalb der Zeitauflösung der Messung ($<250\mu\text{s}$) die vollen 100% der kristallinen Zählrate. Nach einer Dunkelphase von 400 ms springt die Zählrate auf mehr als 50%, um dann innerhalb von ca. 20 ms die ursprüngliche Signalhöhe zu erreichen.

Folglich bleibt die kristalline Struktur innerhalb einer Dunkelphase von 40 ms erhalten, die Anzahl der Ionen in der Struktur ändert sich nicht. Die Möglichkeit der Rekristallisation eines potentiell geschmolzenen Ensembles innerhalb der Zeitauflösung der Messung ist im Strahlbetrieb mit einer effektiven Kühlzeit von weniger als $2.5\mu\text{s}$ ausgeschlossen. Nach einer Dunkelphase von 400 ms zeigt die Fluoreszenzrate mit über 50% ein Niveau, das ein nichtkristallines Ensemble ausschließt (vgl. Abb. 3.8 und 3.9). Folglich ist die kristalline Struktur erhalten geblieben, der Kristallstrahl ohne Kühlung mehrere tausendmal zirkuliert. Die reduzierte Zählrate könnte sowohl auf eine Aufheizung der gesamten Struktur zurückgeführt werden, als auch auf einen Ionenverlust aus dem Kristallstrahl in einen nichtkristallinen Halo. Innerhalb der Zeitdauer von ca. 20 ms ($200\mu\text{s}$ effektiv) erfolgt dann wieder eine vollständige Ankopplung aller Ionen bzw. Freiheitsgrade. Ebenfalls möglich bleibt ein im folgenden Abschnitt für „nichtkristalline“ Strahlen näher erläutertes Szenario eines Zweiphasengemischs aus kurzen „kristallinen“ Ketten und individuellen Ionen. Eine experimentelle Unterscheidung der Ansätze mit Hilfe vertikaler Strahlprofile kann hier nicht erfolgen, da die intensitätslimitierte Belichtungszeit von minimal 100 ms keine ausreichende Zeitauflösung bietet.

Zusätzliche Informationen werden aus der im Ausblick vorgestellten optischen Schottky-Diagnose erwartet.

Die in Abb. 3.16 gezeigten Resultate stehen dabei stellvertretend für alle in PALLAS durchgeführten Stabilitätsmessungen an kristallinen Strahlen einer linearen Dichte $\lambda > 0.1$, d.h. sind relativ unabhängig von der Dimensionalität der Struktur. Lediglich nach dem Aufschmelzen der Struktur ist die Zeitspanne bis zur Rekristallisation bei konstanten Laserfrequenzen für höherdimensionale Strukturen deutlich länger, aber ebenfalls empfindlich von der jeweiligen Ausgangslage in dem in Abb. 3.15 b gezeigten Stabilitätsdiagramm abhängig.

Die stark verkürzte Überlebensdauer kristalliner Strahlen gegenüber statischen kristallinen Strukturen erhärtet den in der Diskussion um den schmalen Stabilitätsbereich in Abb. 3.15 a formulierten Verdacht, die Ankopplung von Heizeffekten würde durch die Bewegung des Ensembles verstärkt.

Zusätzliche Aufschlüsse über die Relevanz dieser Ankopplung werden durch eine zukünftige stärkere Variation zu höheren Strahlgeschwindigkeiten erwartet.

Für kristalline Strahlen mit einer linearen Dichte $\lambda < 0.1$ ergeben sich zunehmend längere Überlebensdauern (z. B. für $\lambda = 0.06$ mehr als 40 s), was auf die stark unterdrückte Ankopplung an jedwede Heizmechanismen zurückgeführt werden kann. Ab einer linearen Dichte $\lambda \gtrsim 0.1$ entspricht die gemessene Überlebensdauer ohne Kühlung von mehr als 400 ms bei einer Ionengeschwindigkeit $v_z \approx 2800$ m/s mehr als 3000 Umläufen im Speicherring.

3.2.1.4 Nichtkristalline Strahlen

Alle im Rahmen dieser Arbeit analysierten vertikalen Profile (statische Ensembles bzw. Strahlen) sind nur mittels der Summation zweier Gaußfunktionen hinreichend approximierbar, wie z. B. aus den Abb. 3.12, 3.14 und 3.20 ersichtlich. Sie weisen eine zentrale bzw. Halo-Komponente der Amplitude I^c bzw. I^h und der Breite σ^c bzw. σ^h auf.

Betrachtet man zunächst lediglich eindeutig kristalline Ionenstrahlen und statische kristalline Strukturen, stellt man fest, daß das Verhältnis der Amplituden $I^h/I^c \approx 0.3$, wie in Abb. 3.17 a dargestellt, unabhängig von den experimentellen Parametern wie der Fokussierung oder der linearen Dichte ist. An den statischen kristallinen Ensembles, in denen die absolute Ionenanzahl direkt orts aufgelöst abzählbar ist, läßt sich zeigen, daß der Halo-Komponente keine realen Ionen zugeordnet werden können.

Bei dieser Halo-Komponente handelt es sich zudem nicht um einen, nur in der vorliegenden Apparatur auftretenden Effekt. Ebenfalls in der Ringfalle am MPQ [Bir94] ist sie in vergleichbarer Intensität zu beobachten und exemplarisch für eine Messung durch ein eigenes Symbol markiert.

Für kristalline Ionenstrahlen und statische kristalline Strukturen wird das Auftreten der Halo-Komponente nicht direkt auf Ionen, sondern auf in der Apparatur oder im Abbildungssystem gestreutes Fluoreszenzlicht zurückgeführt.

Wie in Abb. 3.17 a für Ionenstrahlen, die keine kristalline Struktur aufweisen, gezeigt wird, weicht das Verhältnis der Amplituden I^h/I^c bei größerer Breite der zentralen Komponente σ^c zunehmend von dem kristallinen Strahlen ab.

In der Approximation der Halo-Komponente durch eine Gaußfunktion mit nur einer Amplitude und Breite sind somit mindestens zwei Beiträge subsummiert: der Streulichtuntergrund und der für breitere Strahlen zunehmende Beitrag einer Ionenstrahlkomponente, der realen Ionen zugeordnet werden muß.

Über die Ursache für diese reale Zweikomponenten-Verteilung kann bisher nur spekuliert werden. Generell ist die Breite eines nichtkristallinen Ensembles bei gegebenem transversalen Einschluß nicht nur von der transversalen Temperatur T_{\perp} aus Gl. 3.1, sondern auch von der Masse der schwingenden Objekte

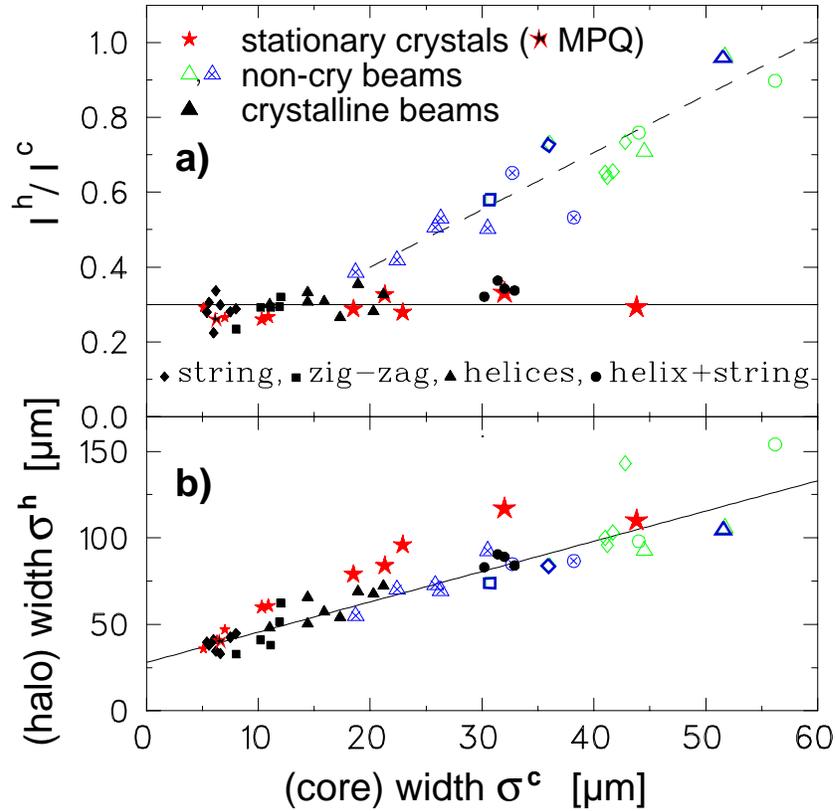


Abbildung 3.17: a) zeigt das Verhältnis der Halo- zur zentralen Signalamplitude I^h/I^c als Funktion der Breite σ^c der zentralen Komponente. Ein unterschiedliches Verhalten der Halo-Komponente im nichtkristallinen Fall ist zu erkennen, eine zusätzliche Komponente, die nicht auf einen Streulichtuntergrund zurückgeführt werden kann. In Abb. b) ist die Breite der Halo-Komponente σ^h gegen die Breite der zentralen-Komponente σ^c aufgetragen. Symbole wurden, wie in Abb. 3.14 eingesetzt, der schwarz gerandete rote Stern steht für das Ergebnis einer vergleichbaren Messung am MPQ.

m abhängig ($\mathbf{k}_B \mathbf{T}_\perp \propto 1/m \cdot (\mathbf{U}_{\text{rf}} \cdot \boldsymbol{\sigma})^2$). Damit ergeben sich nun mehrere Interpretationsmöglichkeiten für die auftretende Zweikomponentenverteilung.

Vielleicht handelt es sich um zwei Subensembles unterschiedlicher Temperatur. Es scheint jedoch schwierig zu erklären, warum sich kein Temperaturgleichgewicht einstellen sollte, außer wenn die beiden Ensembles entkoppelt wären; z. B. könnte ein Halo mit ausreichend Drehimpuls um eine kalte Zentral-Komponente rotieren. Da die in Abb. 3.17 b) erkennbare lineare Beziehung zwischen der σ^h - und σ^c -Breite aber eine Korrelation zwischen den Ionen der beiden Komponenten nahelegt, erscheint diese Erklärung unwahrscheinlich.

Ein Ungleichgewicht könnte auch durch radiusabhängige Heiz- und Kühlraten aufgezwungen werden. Da der Effekt aber nicht erkennbar mit der transversalen Fokussierung oder mit der longitudinalen Kühlkraft skaliert, scheint eine

stark radiusabhängige Heiz- und Kühlrate als Erklärung auszuschließen.

Ein weiterer Ansatz führt zu zwei Subensembles stark unterschiedlicher Masse. Man könnte sich eine Koexistenz von individuellen (Halo) Ionen und kurzen Ketten vorstellen. Aufgrund ihrer erhalten gebliebenen Korrelation wiesen sie eine höhere kollektive (effektive) Masse auf und führten damit bei identischer transversaler Temperatur T_{\perp} kleinere Schwingungsamplituden aus. Das Auftreten von transversalen Schwingungen bei kurzen kristallinen Strukturen wurde für statische lineare Ketten mit einer Ionenanzahl $N < 20$, wie z. B. in Abb. 3.4 a gezeigt, experimentell beobachtet. Folglich bestünde ein Zwei-Phasengemisch, in dem Kristallbruchstücke neben flüssigkeitsähnlichem oder auch gasförmigem Zustand existieren würden. Aus Ionen-Fallenexperimenten ist solch eine Bistabilität zweier Phasen bekannt [Died87]. Im Falle des Speicherrings mit seiner auf ca. 1% beschränkten Kühlstrecke erschiene es durchaus denkbar, daß ein ursprünglich kristalliner Strahl, z. B. durch ein zu hohes Speicherpotential, lokal aufschmelzen und durch die andernorts lokale Kühlung wieder partiell kristallisieren würde. Dies könnte ebenfalls die Ähnlichkeit zwischen den zu stark fokussierten und den kristallinen Strahlen erklären, wie in Abb. 3.14 c ersichtlich.

Dabei erscheint es jedoch nicht unmittelbar einleuchtend, wieso sich gerade ein Längenverhältnis der Ketten zu den einzelnen Ionen oder kurzgliedrigeren Ketten entsprechend dem Verhältnis der Breiten σ^h/σ^c ergeben sollte. Andererseits könnte die in Abb. 3.17 c erkennbare Zunahme von σ^c mit σ^h die Abnahme der Länge der Kettenbruchstücke mit steigender Temperatur widerspiegeln.

Das Phänomen der realen Halo-Komponente ist schwer zugänglich, da es nie bei stationären Ionenwolken, sondern nur im Strahlbetrieb auftritt. Wahrscheinlich weil dann lediglich auf 1% des Ringumfangs und damit der Ensemblelänge gekühlt und am selben Ort beobachtet wird. Trotzdem ist das Verhältnis der Amplituden I^h/I^c aussagekräftig bezüglich der Unterscheidung zwischen zu stark und zu schwach fokussierten nichtkristallinen Strahlen, wie in Abb. 3.17 aus der Trennung der Untergruppen (offene grüne, gekreuzte bzw. offene blaue Symbole) ersichtlich. Außerdem liefert es ein zusätzliches und eindeutiges Unterscheidungskriterium zwischen kristallinen und nichtkristallinen Strahlen.

Einen wesentlichen Beitrag zur Bestimmung der Ursache der Halo-Komponente wird von der in Abschnitt A vorgestellten optischen Schottky-Diagnose erhofft, über die man eine Information über die Korrelation der Ionen erhalten kann. Außerdem wären MD-Simulationen wünschenswert, in denen die experimentell beobachtete Halo-Komponente des Strahls reproduziert werden kann. Wahrscheinlich müssen hierfür die inhomogene und ortsabhängige Kühlung berücksichtigt werden.

3.2.2 Gepulste Ionenstrahlen

Das periodische Pulsen eines (ursprünglich kontinuierlichen) Strahls ist von großer Bedeutung für die Beschleunigung und longitudinale Strahlverdichtung [Bry93, Schr01b] in Hochenergie-Teilchenbeschleunigern und Speicherringen. Einerseits kann man die Pulse durch Erhöhen bzw. Erniedrigen der Pulsfrequenz ω_b beschleunigen bzw. abbremsen. Andererseits kann man mit der Pulsamplitude U_{bo} die Pulslänge und damit bei konstanter Ionenanzahl N die Ionendichte im Puls variieren.

Der Aufbau, in dem PALLAS im Synchrotronmodus betrieben wird, ist in Abb. 3.18 dargestellt, das Prinzip der Strahlpulsung in Abschnitt 1.2.2, und der Laserkühlung gepulster Strahlen wurde in Abschnitt 1.4.2 eingeführt.

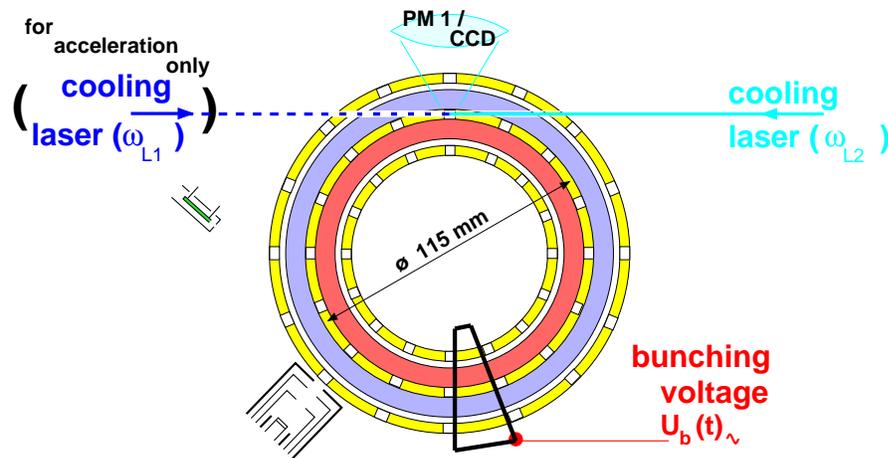


Abbildung 3.18: Versuchsaufbau zur Pulsung des Strahls. Gegenüber des Überlapps der Laserstrahlen $L1$ und $L2$ mit der Sollbahn wird eine Driftröhre mit einer Wechselspannung beschaltet. Bei korrekter Abstimmung zwischen Frequenz der Pulsspannung und der Umlauffrequenz der Ionen erfolgt die gewünschte longitudinale Fokussierung, die zur Ausbildung von Ionenpulsen führt. Außer für die anfängliche Beschleunigung der Ionen kann auf Laserstrahl $L1$ verzichtet werden.

Die Beschleunigung des statischen Anfangsensembles erfolgt analog zur Erzeugung eines kontinuierlichen Ionenstrahls durch eine kontinuierliche Frequenzänderung des Laserstrahls $L1$ (vgl. Beginn des Abschnitts 3.2). Allerdings wirken nun die beschleunigende Laserkraft $L1$ und die longitudinal fokussierende und defokussierende Pulskraft auf die Ionen.

Im linken Teil von Abb. 3.19 ist die Fluoreszenzrate der beschleunigten Ionen in Abhängigkeit von der steigenden Ionengeschwindigkeit dargestellt, die im Verlauf eine Serie von Maxima zeigt. Der rechte Teil von Abb. 3.19 zeigt das Ergebnis einer Simulation der Bewegung eines Teilchens in Wechselwirkung mit Pulspotential und Laserkräften, an dem die Ursachen der für das Ionenensemble beschriebenen Effekte veranschaulicht werden können.

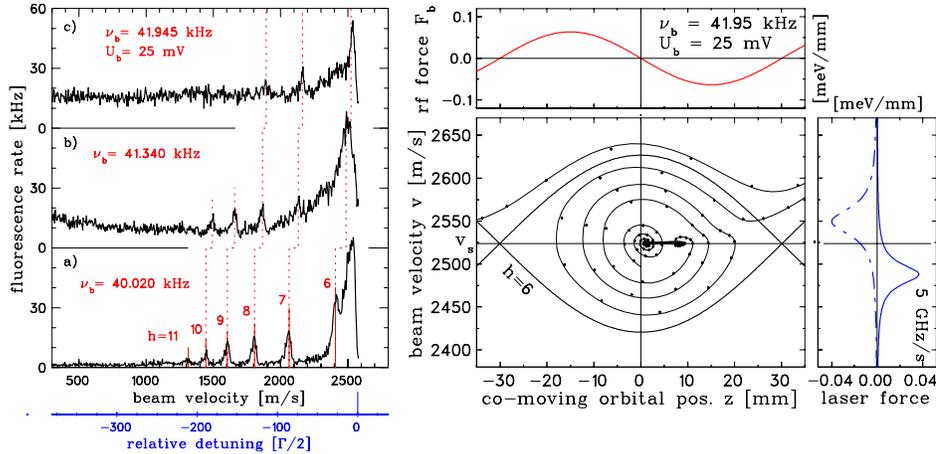


Abbildung 3.19: Der linke Bildabschnitt zeigt die Fluoreszenzrate eines Ionenstrahls in Abhängigkeit der Verstimmung des beschleunigten Laserstrahls L1 von der Resonanzfrequenz bei einer Endgeschwindigkeit $v_s = 2525$ m/s (vorgegeben durch die konstante Frequenz ω_{L2} von Laserstrahl L2) in Einheiten der halben natürlichen Linienbreite $\Gamma/2$ bzw. der Strahlgeschwindigkeit v_z . Von a) nach c) wurde die Pulsfrequenz erhöht und damit auf die sechste Harmonische der Umlauffrequenz der Ionen abgestimmt. Der rechte Bildabschnitt zeigt die Trajektorie eines einzelnen Iones in Wechselwirkung mit der geschwindigkeitsabhängigen Kraft durch Laserstrahl L1 (rechts) und der ortsabhängigen Gegenkraft durch das Bucket (oben) (vgl. Abschnitt 1.2.2 und 1.4.2). Die Trajektorie eines exemplarisch mit einer Geschwindigkeit $v_z = v_s - 25$ m/s startenden Ions ist dargestellt. Die kontinuierliche Verstimmung des Laserstrahls L1 beschleunigt das Ion, wobei er die Synchrotronschwingung zuerst dämpft, dann unterbindet und schließlich treibt, bis das Ion aus dem Fangbereich des Buckets getrieben wird. Der zeitliche äquidistante Punktabstand auf der Trajektorie veranschaulicht den Ablauf.

Für $h > 6$ kann aufgrund der noch zu kleinen Teilchengeschwindigkeit die Wechselwirkung mit Laserstrahl L2 vernachlässigt werden. Solange der beschleunigende Laserstrahl L1 der Frequenz ω_{L1} mit dem Teilchen wechselwirkt, dessen mittlere Geschwindigkeit $\langle v_z(z) \rangle$ kleiner ist als die Sollgeschwindigkeit $v_s(h)$ des Buckets, wird die Synchrotronschwingung des Teilchens gedämpft. Das Bucket stellt eine Gegenkraft zu dem Laserstrahl L1, das Ionenensemble wird daher nicht nur laserbeschleunigt, sondern auch gekühlt. Wenn die Laserfrequenz ω_{L1} weiter steigt und daher die maximale Laser- die Pulsleistung nahe des Bucketminimums übersteigt, wird das Teilchen in einer überdämpften Schwingung auf die Sollgeschwindigkeit v_s gebracht. Die Synchrotronschwingung ist ausgefroren, das Teilchen bewegt sich mit konstanter Sollgeschwindigkeit v_s mit dem Bucket, im Ort leicht gegen dessen Minimum verschoben. Eine weitere Erhöhung von ω_{L1} und damit der Laserkraft erfordert eine entsprechend höhere Gegenkraft, weshalb das Teilchen im Ort weiter aus dem Bucketminimum geschoben wird. Da das Ionenensemble immer näher an die Resonanz

mit Laserstrahl L1 gerät, steigt die Fluoreszenzrate an, bis die Laserkraft die maximale Pulskraft übersteigt. Die Fluoreszenzrate zeigt in ihrem Verlauf eines der in a) auftretenden Maxima. Eine weitere Erhöhung der Frequenz ω_{L1} führt nun wieder zu einer Beschleunigung des Teilchens. Die Laserkraft beginnt, die Synchrotronoszillation zu treiben, die Fluoreszenzrate des Ensembles bricht ein. Letztendlich wird das Teilchen von der Laserkraft aus dem Fangbereich des Buckets getrieben. Die weitere Beschleunigung ($v_s(h-1) > v_s(h)$) führt zum Einfang in das Bucket der nächst niedrigeren Harmonischen der konstanten Pulsfrequenz ($\omega_b \propto v_s(h) \cdot h = \text{constant}$, aus Gl. 1.32) und zu einer Wiederholung des beschriebenen Zyklus.

Nahe der durch die konstante Laserfrequenz ω_{L2} definierten Endgeschwindigkeit des Strahls gelangen die Ionen ebenfalls mit dem gegenläufigen Laserstrahl L2 in Wechselwirkung (gestricheltes Laserprofil in Abb. 3.19). Analog zum kontinuierlichen Strahl wird das Ionenensemble nun durch den zusätzlichen Laserstrahl gekühlt. Nach dem Verlassen des Buckets mit $h = 6$ überwiegt diese Kühlung den Einfluß des Buckets, dessen Pulsfrequenz ω_b noch nicht auf die durch die Laserfrequenz ω_{L2} festgelegte Ionenendgeschwindigkeit abgestimmt wurde.

Durch eine Erhöhung der Pulsfrequenz ω_b werden die Sollgeschwindigkeiten $v_s(h)$ der Buckets erhöht (vgl. Gleichung 1.32), die Maxima in Abb. 3.19 b werden gegenüber a) zu höheren Geschwindigkeiten verschoben, während die Laserfrequenz $\omega_{L1}(t)$ wiederholt durchgestimmt wird. Das Maximum der Kühlung durch Laserstrahl L1 und das Bucket mit der kleinsten Harmonischen ($h=6$) verschmilzt mit dem dominanten letzten Maximum der beiden Kühllaser. Gleichzeitig bleibt die Fluoreszenzrate nahezu unabhängig von der Frequenzverstimmung $\omega_{L1}(t)$. In Abb. c), für die abermals die Pulsfrequenz erhöht wurde, erreicht die Fluoreszenzrate ein konstantes Niveau.

Die Ionen werden durch den Laserstrahl L2 und die Gegenkraft durch das Bucket gekühlt, auf Laserstrahl L1 kann verzichtet werden.

Die bei der Pulsung des Strahls auftretende longitudinale Fokussierung, parametrisiert über die Synchrotronfrequenz ω_{syn} , ist dabei deutlich schwächer als die typische transversale Fokussierung durch das Speicherfeld ($\omega_{sec/\beta}$).

Aus dem Frequenzvergleich $\omega_{syn} \approx 0.1 \cdot \omega_z$ aus Gl. 1.36 und einem Tune $Q = \omega_{sec/\beta}/\omega_z \approx 100$ (vgl. Gl. 1.23) ergibt sich ein für PALLAS typisches Verhältnis

$$\frac{\omega_{syn}}{\omega_z} \approx 10^{-3} . \quad (3.3)$$

Somit sollte die longitudinale Strahlfokussierung das Bild der Strahlheizung nicht wesentlich modifizieren. Dieser Aspekt wird am Ende dieses Abschnitts im Zusammenhang mit den Messungen an gepulsten, ungekühlten Strahlen diskutiert.

3.2.2.1 Gepulste eindimensionale kristalline Strahlen

Bild 3.20 a zeigt das vertikale Profil des gepulsten nichtkristallinen Strahls bei konstanter Laserfrequenz ω_{L2} (L1 geblockt). Reduziert man die Pulsamplitude U_{bo} und erhöht das transversal einschließende Potential $\Psi_0 \propto q^2$, beobachtet man den in b) dargestellten Kollaps des vertikalen Strahlprofils bis an die Auflösungsgrenze des Detektionssystems. Bild 3.20 a zeigt das vertikale Profil

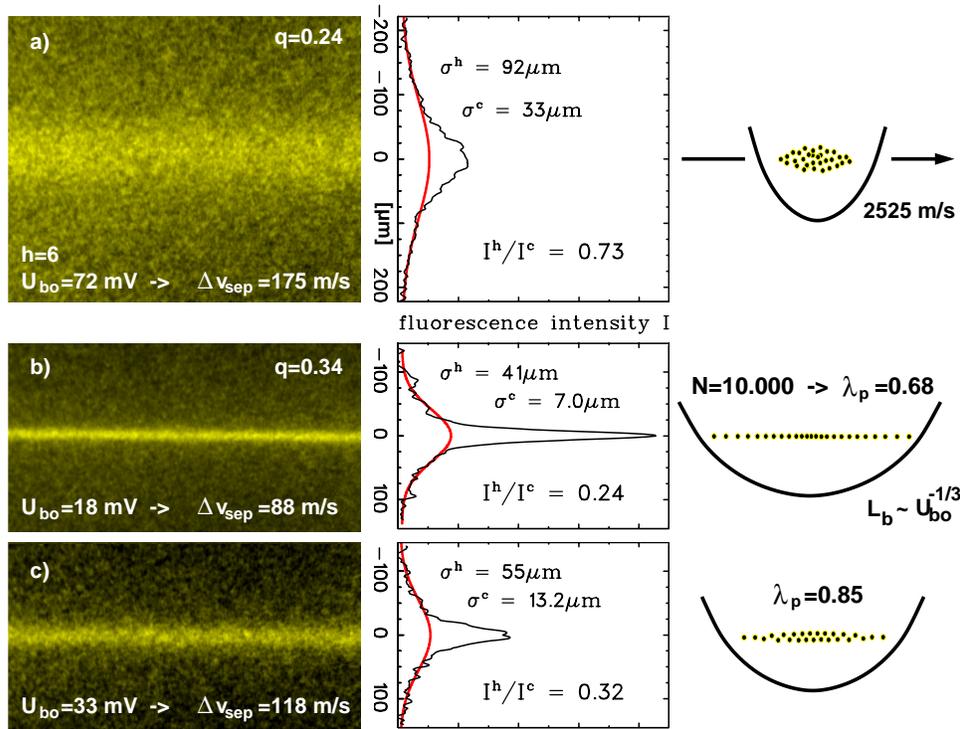


Abbildung 3.20: Auf der linken Seite sind die vertikalen Strahlprofile eines gepulsten Strahls aus 10 000 Ionen vor a) und nach b,c) der Kristallisation dargestellt. Die rechte Seite veranschaulicht die Vorgehensweise. Eine Erhöhung des transversal einschließenden Potentials führt in a) (anders als beim kontinuierlichen Strahl (vgl. Abb. 3.9)) zu einer dichten, nichtkristallinen Wolke im Bucket. Durch eine Reduzierung der Pulsamplitude wird die mittlere lineare Dichte $\langle \lambda \rangle$ im Bucket soweit abgesenkt, bis der Phasenübergang zu einer linearen Kette stattfinden kann. Eine erneute, sachte Erhöhung des Pulsopotentials und damit Verkürzung des Buckets in c) führt zum Übergang in eine größtenteils zweidimensionale Struktur. Der Parameter λ_p beschreibt die maximale lineare Dichte im Zentrum des Buckets. Die Beschreibung des zweikomponentigen Charakters der Strahlprofile wird später im Text aufgegriffen.

des gepulsten nichtkristallinen Strahls bei konstanter Laserfrequenz ω_{L2} (L1 geblockt). Reduziert man die Pulsamplitude U_{bo} und erhöht das transversal einschließende Potential $\Psi_0 \propto q^2$, beobachtet man den in b) dargestellten Kol-

laps des vertikalen Strahlprofils bis an die Auflösungsgrenze des Detektionsystems.

Der Übergang von der breiten ($\sigma^c = 33 \mu\text{m}$), nichtkristallinen zu der schmalen ($\sigma^c = 7.0 \mu\text{m}$) Strahlprofilbreite ist äquivalent zu den Beobachtungen bei der Kristallisation von kontinuierlichen Strahlen bei vergleichbaren Parametern, wie z. B. in Abb. 3.9 gezeigt.

Die Breite der kalten Komponente $\sigma^c = 7.0 \mu\text{m}$ ist vergleichbar mit jener der statischen linearen Kette, wie sie z. B. in Abb. 3.3 gezeigt wird, bzw. der des eindimensionalen kristallinen Strahls aus Abb. 3.9 b. Die Auflösungsgrenzung läßt mit Gl. 3.1 wiederum lediglich die Bestimmung einer Obergrenze der transversalen Temperatur $\mathbf{T}_\perp < \mathbf{0.8 K}$ zu.

Anders als im Fall der kontinuierlichen Strahlen sind die lineare Dichte λ und damit der mittlere Ionenabstand durch die longitudinale Fokussierung im Pulsbetrieb entlang der Sollbahn moduliert. In [Ell93] wird der Zusammenhang zwischen der potentiellen Energie der Ionen im raumladungsdominierten Puls und dem Pulspotential dargestellt. Daraus ergibt sich eine Beziehung zwischen dem mittleren Ionenstrom I und dem FWHM der zeitlichen Pulslänge $T_b = L_b/v_z$ bzw. der FWHM Pulslänge L_b entlang der Sollbahn (für $v_z \ll c$):

$$I = \frac{Nev_z}{C} = \frac{v_z^4 h^2 e^2 U_{b_{eff}}}{24 \sqrt{2} \pi^2 m_e c^2 r_e R_0^3 \ln\left(\frac{r_o}{\sigma^c}\right)} \cdot \left(\frac{L_b}{v_z}\right)^3. \quad (3.4)$$

Dabei stehen m_e für die Ruhemasse, r_e für den klassischen Radius des Elektrons und $U_{b_{eff}}$ ergibt sich nach Gl. 1.33 aus U_{bo} . Die speicherringspezifischen Parameter $C = 2\pi \cdot R_0$ und r_o lassen sich aus Abb. 1.1 entnehmen.

Löst man Gl. 3.4 nach der Pulslänge L_b auf, kann man in Analogie zu Gl. 1.43 eine mittlere lineare Dichte $\langle \lambda \rangle$ für den Strahlpuls angeben

$$\langle \lambda \rangle = \frac{N}{hL_b} \cdot a_{ws}; \quad \lambda_p = 1.3 \cdot \langle \lambda \rangle. \quad (3.5)$$

Hierbei wurde bei der Berechnung der maximalen linearen Dichte λ_p in Gl. 3.5 berücksichtigt, daß die Dichteverteilung im Bucket cosinusartig erwartet wird, λ im Bucketzentrum folglich ein Maximum aufweist.

Der in Abb. 3.20 gepulste ($h=6$) Strahl besteht aus 10 000 Ionen mit einer Sollgeschwindigkeit v_s von 2525 m/s. Bei der Pulsamplitude $U_{bo} = 18 \text{ mV}$ erfolgt eine Kompression des Strahls auf sechs Pulse einer jeweiligen Länge $L_b \approx 23 \text{ mm}$ bzw. auf 38% des Ringumfangs C . Dies ergibt die mittlere lineare Dichte $\langle \lambda \rangle \approx 0.52$ im Strahl. Die maximale lineare Dichte im Bucketminimum beträgt damit $\lambda_p \approx 0.68$. Diese steht in Einklang mit der Ausbildung einer linearen Struktur.

Da der mittlere Ionenabstand im Puls ca. $15 \mu\text{m}$ beträgt, ergibt sich zusammen mit der gemessenen Obergrenze der transversalen Temperatur die auflösungslimitierte Untergrenze für den Plasmaparameter zu $\mathbf{\Gamma} > \mathbf{1.3}$.

Da bei vergleichbarer Ionendichte ein Kollaps der Heizrate aufgrund von IBS bereits für $\Gamma > 0.5$ erwartet wird, wie aus Abb. 1.11 a ersichtlich, weist bereits diese Untergrenze auf einen eindimensionalen kristallinen Strahl hin.

3.2.2.2 Gepulste zweidimensionale kristalline Strahlen

In Abb. 3.20c tritt ein weiterer sprungartiger Übergang in ein ca. doppelt so breites Strahlprofil ($\sigma^c = 13.2 \mu\text{m}$) auf. Ausgelöst wird dieser durch eine Erhöhung der Pulsamplitude U_{bo} .

Gemäß Gl. 3.4 folgt aus einer Erhöhung der Pulsamplitude U_{bo} von 18 auf 33 mV. eine weitere Verkürzung der Pulslänge L_b auf ca. 18 mm, die Längen aller sechs Ionenpulse nehmen nur mehr 30% des Ringumfangs ein. Aus Gl. 3.5 folgt, daß eine lineare Struktur (bzw. die zugehörige lineare Dichte) bei der vorliegenden Ionenzahl $N/6$ in einem Bucket nur für Pulsamplituden $U_{bo} < 20$ mV erreicht werden kann (vgl. rechter Teil von Abb. 3.20). Bei einer weiteren Erhöhung der longitudinal fokussierenden und damit den Ionenpuls longitudinal komprimierenden Pulsamplitude U_{bo} auf 33 mV von b) nach c), erhöht sich die lineare Dichte im Zentrum des Buckets auf einen Wert von $\lambda_p \approx 0.85$. Die kristalline Phase bleibt erhalten, aber beginnend vom Zentrum des Ionenpulses bildet sich ein dominanter Anteil des Kristalls in eine zweidimensionale Zick-Zack Struktur um.

Das in Abb. 3.20c gezeigte Profil läßt sich durch zwei lineare Ketten modellieren (analog zu dem des in Abb. 3.12 b und c gezeigten zweidimensionalen kontinuierlichen Strahls). Diese Ketten besitzen die Hälfte der Amplitude der Kette in Abb. 3.20b und liegen $8 \mu\text{m}$ vertikal voneinander getrennt, bilden demnach eine vertikale Zick-Zack Struktur.

Auch die Profile gepulster Strahlen können nur durch eine bimodale Gaußfunktion reproduziert werden. Man trägt analog zu den Resultaten bei den kontinuierlichen Strahlen die Amplitudenverhältnisse der kalten und heißeren Strahlkomponente (vgl. Abb. 3.17) in Abhängigkeit von der Breite der kalten Strahlkomponente auf. Das Verhalten von gepulsten und kontinuierlichen Strahlen bezüglich der zweikomponentigen kristallinen wie nichtkristallinen Strahlen unterscheidet sich nicht.

Schlußfolgerung für gepulste Strahlen: Es zirkulieren demnach sechs Kristallpulse im Speicherring, deren Struktur durch die Wahl der Pulsamplitude zwischen eindimensional und, bis auf Randeffekte, zweidimensional variiert werden kann. Die energetische Entartung der beiden transversalen Freiheitsgrade wird aufgrund der Zentripetalkräfte zu Gunsten der vertikalen Orientierung aufgehoben.

In dem vorliegenden Fall ist kein Übergang zu einer dreidimensionalen Struk-

tur möglich, indem lediglich die Pulsamplitude weiter erhöht wird.

Die zum Pulsen erforderliche Näherung (vgl. Abschnitt 1.2.2) der lediglich kleinen Energieänderung pro Umlauf ist für die bei dieser Ionenanzahl benötigte höhere Pulsamplitude nicht mehr gültig. Der Effekt des longitudinalen Fokussierens (Pulsens) geht mehr und mehr in unkorrelierte Energiezufuhr (Heizung des Strahls) über. (Es sei darauf hingewiesen, daß die vergleichbaren Spannungsamplituden U_{bo} beim Strahlpulsen und U_{scan} für die Diagnose der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung (siehe Abb. 3.10) unterschiedlich auf den Ionenstrahl wirken. Während U_{scan} den Strahl auf einer Zeitskala von Sekunden „gleichmäßig“ beschleunigt und abbremst, erfolgt die longitudinale Pulsung des Strahls resonant mit der Umlauffrequenz $h \cdot \omega_z$.)

Um dreidimensionale kristalline gepulste Strahlen erhalten zu können, wird man zukünftig mit höheren Ionenanzahlen bzw. bei höheren Strahlgeschwindigkeiten arbeiten.

Stabilität gepulster kristalliner Strahlen:

Um die Stabilität gepulster kristalliner Strahlen evaluieren und mit der kontinuierlicher kristalliner Strahlen vergleichen zu können, wird der verbleibende Kühllaserstrahl L2, vergleichbar der in Abschnitt 3.1.3 vorgestellten Meßmethode, geblockt und der Anstieg sowie das erreichte Niveau der Fluoreszenzrate nach Wiederaufnahme der Laserkühlung mit dem Laserstrahl L2 untersucht (vgl. Abb. 3.7).

Wie in Abb. 3.21 a dargestellt, springt die Fluoreszenzrate der Ionen nach einer Dunkelperiode von 400 ms innerhalb der Zeitaufösung der Messung (< 1 ms) auf 50-60% der ursprünglichen Signalhöhe, um diese anschließend innerhalb von ca. 200 ms zu erreichen. Folglich ist davon auszugehen, daß die kristalline Struktur erhalten geblieben, die Fluoreszenzrate aus den bereits in Abschnitt 3.2.1.3 angeführten Gründen für kontinuierliche kristalline Strahlen reduziert ist.

Nach einer Dunkelphase von 1.4 s, wie in Abb. b) gezeigt, erreicht das Signal nicht mehr als 30% des Ausgangswerts. Der Kristall ist aufgeschmolzen, die Kühlkraft zu klein, als daß sie eine Rekristallisation des Ensembles bewirken könnte. Diese findet erst nach einer kontinuierlichen Verstimmung der Laserfrequenz ω_{L2} statt.

Betrachtet man die vergleichbaren Sprunghöhen der Fluoreszenzrate eines kontinuierlichen kristallinen Strahls in Abb. c), so führt dies zur Schlußfolgerung, daß während der Dunkelphase vergleichbare Heizraten an den Strahlen angegriffen haben müssen, das Pulsen des kristallinen Strahls folglich keine zusätzliche Strahlheizung bedeutet.

Allerdings sind unterschiedliche Kühlzeiten für die Wiederherstellung der vollen Fluoreszenzrate notwendig. Im Falle des kontinuierlichen kristallinen Strahls stehen die beiden Laserstrahlen L1 und L2 für die Kühlung zur Verfügung. Im gepulsten Fall kühlt lediglich ein Laserstrahl L2 gegen den Gradienten des

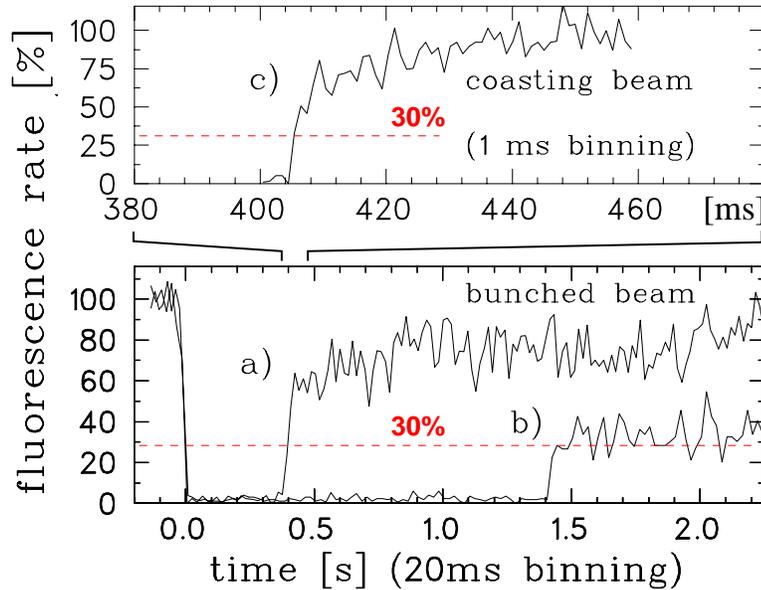


Abbildung 3.21: a) Zeigt das Fluoreszenzsignal eines kristallinen gepulsten Ionenstrahls ($U_b = 18 \text{ mV}$, $q = 0.34$, $N = 10000$), nachdem der einzige Kühllaser L2 für 400 ms geblockt wurde (vgl. Abb. 3.7, Zeitauflösung der Messung $< 250 \mu\text{s}$). In b) ist die Fluoreszenzrate nach einer Dunkelperiode von 1.4 s gezeigt, die Rate von lediglich 30% wird durch das Aufschmelzen der Kristallstruktur erklärt. Abb. c) dient dem direkten Vergleich mit einem kontinuierlichen kristallinen Strahl (siehe Abb. 3.16) bei im Bucket vergleichbaren Parametern.

Buckets, und Ionen, die nicht mehr in die Kristallstruktur eingebunden sind, führen in dem Bucket Synchrotronoszillationen aus. Daher ist eine ca. um etwa den Faktor 10 längere Kühlzeit notwendig.

In Zukunft gilt es, diese Messungen einerseits für höherdimensionale gepulste Strahlen durchzuführen, andererseits der Möglichkeit nachzugehen, ob gepulste, bereits kristalline Strahlen durch eine Erhöhung der Pulsfrequenz beschleunigt werden können, ohne die Kristallstruktur zu zerstören.

Ausblick

In dieser Arbeit wurde erstmals die Kristallisation eines Ionenstrahls erreicht und im Detail untersucht. Viele Vorurteile, denen zufolge kristalline Strahlen nicht realisierbar wären, erwiesen sich als falsch.

So weiß man aus dem Betrieb von Synchrotronen, daß ein Strahl bei einem ganz- oder halbzahligen Tune Q -Wert instabil ist, weil sich Störungen dann kohärent aufaddieren, bis die Betatronamplitude den Strahlrohrradius erreicht. Beim Übergang von einem gasförmigen zu einem kristallinen Strahl muß man diese verbotenen Q -Werte passieren, kristalline Strahlen galten aus dieser Perspektive als unerreichbar. Offenbar sind in PALLAS aufgrund der hohen Symmetrie die kohärenten Störungen so gering und zudem die Kühlrate so hoch, daß diese „Stop-Bänder“ überwunden werden können.

Wesentliche Vorstellungen der Beschleunigerphysik werden geändert, und man muß aufgrund des neuen Verständnisses untersuchen, wie und wo kristalline Strahlen eingesetzt werden können.

Da PALLAS vorerst der einzige Speicherring, ist an dem kristalline Strahlen untersucht werden können, sollen zuerst Erweiterungen der bisherigen Experimente in PALLAS diskutiert werden. In der Folge sollen Möglichkeiten aufgezeigt werden, an bestehenden Hochenergiespeicherringen mit optimierten Laserkühlmethoden kristalline Ionenstrahlen herzustellen. Hier würde die erhöhte Strahlqualität bzw. Luminosität zu wesentlichen Verbesserungen vieler Experimente beitragen.

Kristalline Elektronenstrahlen sind leider noch im Bereich von „science fiction“ anzusiedeln, weil bis heute keine Kühlverfahren bekannt sind, die hinreichend großen Plasmaparameter zu erreichen. Hier wollen wir zwei Vorschläge diskutieren.

Da kristalline Elektronenstrahlen keine Synchrotronstrahlung mehr emittieren, würde eine weitere Lehrmeinung der Beschleunigerphysik revidiert. Der zufolge müßte man, um bei $e^+ - e^-$ -Kollidern höhere Energien erreichen zu können und um die zu hohen Energieverluste durch Synchrotronstrahlung in Speicherringen zu vermeiden, zu linearen Kollidern übergehen.

Während die spontanen Strahlungsemissionen der Elektronen unterdrückt würden (destruktiv interferierten), eröffneten sich bei der stimulierten kohärenten Emission faszinierende Möglichkeiten.

Viele Detailbetrachtungen zu den zukünftigen Experimenten werden in Anhang A ausführlicher dargestellt, so daß hier ein kurzer Überblick gegeben werden kann:

A. PALLAS

1. Systematische Untersuchungen kalter und kristalliner Ionenstrahlen - mit vorhandener Technologie

a) Skalierung der Heizraten als Funktion der Strahlenergie:

Es wird untersucht werden, ob und wenn ja, ab welcher Ionengeschwindigkeit für kristalline Strahlen in PALLAS Limitierungen auftreten.

Auf dem Weg zu diesen Grenzen soll festgestellt werden, wie die Heizraten mit der Geschwindigkeit skalieren.

b) Synchrotronbetrieb:

Es soll versucht werden (wie in Synchrotronen) die Beschleunigung gepulster kristalliner Strahlen mit der HF-Pulsung durchzuführen.

Zudem sollte man dreidimensionale kristalline gepulste Strahlen realisieren können, indem man einen eindimensionalen Kristallstrahl hoher linearer Dichte erzeugt, ihn langsam in einen gepulsten Strahl überführt und den Puls dann kontinuierlich komprimiert, bis er in eine dreidimensionale Struktur übergeht. Außerdem sollte erstmals die Untersuchung der statischen Dichteverteilung innerhalb des Buckets durch (stroboskopische) PM-Aufnahmen möglich sein, die mit der stabilen Pulsfrequenz getaktet würden.

c) Anlegen von Störfeldern:

Die Symmetrie und Periodizität des optimierten Speicherfelds in PALLAS kann über zusätzliche Potentiale an den Driftröhren alternierend gestört und die Auswirkungen auf die Stabilität und Heizraten kristalliner Ensembles (statisch und bewegt) untersucht werden.

Zudem kann man durch das Anlegen einer nicht-sinusförmigen Speicherspannung die effektive Spannung und damit die Fokussierung bzw. den Tune Q weiter reduzieren und damit gleichzeitig eine Diskretisierung der Fokussierungselemente simulieren [Kja01].

d) Mischphasen (Zentral- und Halo-Komponenten:)

Die weitere Untersuchung der zweikomponentigen Strahlzusammensetzung nicht-kristalliner Strahlen (vgl. Abschnitt 3.2.1.4) soll durch Variation der Kühlrate bzw. die Separation von Kühl- und Diagnosebereich erfolgen und die Ursache klären, warum hier Phänomene beobachtet werden, die bei ruhenden Kristallen nicht auftreten.

2. Räumliche stroboskopische Diagnose

Nach einem geringfügigen Umbau des Detektorsystems (siehe Abschnitt 2.5) soll die klassische stroboskopische Methode zum Einsatz kommen, die den bewegten Strahlkristall in der räumlichen Abbildung wieder zum Stehen bringt und es erlaubt, wenn die Beobachtungsfrequenz ein Vielfaches von inneren Wiederhol frequenzen ist, innere Bewegungen sichtbar zu machen.

a) kontinuierlicher Strahl: Die stroboskopische Messung würde es erlauben, zusätzlich neben den Gitterabständen die Ionenzahl N , die Lichtausbeute für einzelne Ionen und die Strahlgeschwindigkeit v_z genauestens festzulegen.

b) gepulste kristalline Strahlen: Hier steht über die externe Pulsfrequenz ein mit hoher Präzision bestimmbares Triggersignal für die einzelnen, stroboskopischen Aufnahmen zur Verfügung. Die statische Dichteverteilung innerhalb der Buckets soll damit transversal vermessen werden.

c) transversale Oszillationen: Bei ruhenden, kurzen Kristallen wurde eine transversale Verschmierung beobachtet, die auf kollektive Oszillationen zurückgeführt wurde (siehe Abb. 3.4 a). Für diese transversalen Oszillationen könnten stroboskopisch die Frequenz ermittelt und ihre Anregung bzw. Bedämpfung untersucht werden. Außerdem gilt es zu festzustellen, ob diese Instabilitäten ebenfalls im Strahlbetrieb auftreten können.

d) flüssige Strahlen: Die erwartete flüssigkeitsähnliche Nahordnung in kalten nichtkristallinen Strahlen soll untersucht werden. Es gilt die Frage zu klären, ob die transversalen Ladungsscheiben ab einer gewissen Dichte einer strenger lokalisierenden Ordnung unterworfen sind, ohne aber zu kristallisieren.

3. Zeitliche Schottky-Diagnose kalter Ionenstrahlen

Bisher hat man das Schottky-Signal mit speziellen kapazitiven Pickup-Elektroden und rauscharmen Verstärkern gemessen. An PALLAS soll stattdessen eine neue optische Methode entwickelt und mit ihr untersucht werden, inwieweit die für kristalline Strahlen vorhergesagte, vollständige Veränderung des Schottky-Signals [Avi93] auftritt. Bei der Frequenz $N \cdot \omega_z$ (und deren höheren Harmonischen) soll sich ein starker Peak bei gleichzeitiger starker Unterdrückung des Spektrums niedrigerer Harmonischer ergeben.

4. Untersuchungen an heterogenen Ionenstrahlen

Um die Eigenschaften gemischter Ionenkristalle zu untersuchen, sollen im Speicherring PALLAS gleichzeitig $^{24}\text{Mg}^+$ - und $^{26}\text{Mg}^+$ -Ionen gespeichert werden, deren Resonanzfrequenzen um 3 GHz gegeneinander verschoben sind. Hierbei sind folgende Fragestellungen von Interesse:

a) Sympathetische Kühlung: Bei ruhenden Kristallen beobachtet man, daß ein einzelnes, kühlbares Ion bis zu 14 weitere Ionen sympathetisch mitkühlen kann [Bow99]. Entsprechend gut könnte auch die sympathetische Kühlung bei Strahlkristallen funktionieren.

b) Stroboskopie: Für stroboskopische Untersuchungen sind die nicht-leuchtenden Ionen einer weiteren Spezies nützlich, um Ionenplätze eindeutig identifizieren zu können, bzw. um die Diffusion von Ionen verfolgen zu können.

c) gepulste kristalline Strahlen: Wenn man den kristallinen Strahl in Strahlpulse formt, sollten sich bei der Laserkühlung im Puls auf der einen Seite die direkt laser-kühlbaren Ionen anreichern, während die Dunkelionen entgegen der Laserrichtung diffundieren (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die Verteilung der Ionen kann so beeinflußt werden. Hier ist das Mischungsverhältnis ein wichtiger Parameter.

B. Entwicklung zu Hochenergie-Speicherringen:

Da die Strahlenergie in PALLAS gegenüber der in Hochenergiespeicherringen immer vergleichsweise klein sein wird, wird das Ziel verfolgt, sukzessive die Resultate aus PALLAS auf „höherenergetische“ Ringe zu übertragen

ELISA: In einem ersten Schritt kann man den elektrostatischen Speicherring ELISA der Universität Aarhus in Betracht ziehen. In der „race track“-Geometrie können Ionen bis zu einer Strahlenergie von 25 keV gespeichert werden. Durch lokale Erhöhung der Periodizität und der Fokussierung auf zu PALLAS vergleichbare Parameter bei einer gleichzeitigen Verlängerung der Laserkühlwechselwirkung (60%) entlang ausgedehnter Driftstrecken erhofft man die Kristallisation des Strahls und die Überprüfbarkeit der Frage, welche Periodizitäten oder Superperiodizitäten für die Charakterisierung des Rings für kristalline Strahlen entscheidend sind.

TSR: Um die Strahlenergie um weitere drei Größenordnungen auf ca. 10 MeV zu steigern, muß man zur magnetischen Strahlführung und Fokussierung bei höchstmöglicher Periodizität und Symmetrie des „lattice“ übergehen. Der relativ kleine Tune $Q \in [1; 3]$ hat eine schwache Kopplung der Freiheitsgrade zur Folge. Um kristalline Strahlen ermöglichen zu können, muß das Stabilitätsdiagramm aus Abb. 3.15 b zu niedrigerem Tune erweitert werden.

Implementiert man einen helikalen Wiggler-Magneten in die Laserkühlstrecke, so wie er in Synchrotronen für die Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht durch hochrelativistische Elektronenstrahlen eingesetzt wird, bewegt sich ein Ion auf einer Spiralbahn um seine ehemalige Sollbahn, gegen die die Bewegungsrichtung des Ions nun einen kleinen, aber konstanten Verkipfungswinkel aufweist. Dadurch kann ein Teil der ursprünglich rein transversalen Schwingungsamplitude auf die Sollbahn projiziert und vom Laserstrahl ausgefroren

werden, die Ionenbewegung wird somit direkt transversal gekühlt (siehe Abschnitt A).

LEIR: Wenn es gelänge mit Hilfe der Laserkühlung höher geladene Schwerionen, wie z.B. B^{2+} , in gepulste Strahlen zu kristallisieren, könnte man sich vorstellen, kristalline Pulse bis auf LHC-Energien zu beschleunigen.

SIS 200: An diesem projektierten Speicherring (GSI) wird es erstmals möglich sein, relativistische, hochgeladene Ionen laserzukühlen. Während Elektronenkühlung bei zunehmender Strahlenergie E_z ineffizienter ($\propto \gamma^{-2}$) wird, sollte die Laserkühlkraft mit $E_z^3 \propto \gamma^3$ ansteigen. Sollte es hier möglich werden, kristalline Strahlen zu realisieren, dann sollte das Fluoreszenzlicht kohärent emittiert werden. Würde man solch einen Ionenstrahl (zusätzlich) mit einem gepulsten Kühllaserstrahl überlappen, ergäben sich intensive, kurze Laserpulse, da die Photonenenergie im Laborsystem mit $(2\gamma)^2$ skaliert und sich die Pulsdauer des Lasers mit γ^{-2} verkürzen würde.

Dieses Verfahren ließe sich auch auf die Speicherringe RHIC und LHC bei noch höheren γ -Werten übertragen.

C. Kristalline Elektronenstrahlen:

Es wurden zwar bereits Elektronenstrahlen mit longitudinalen Plasmaparametern $\Gamma > 1.4$ realisiert [Alek92], es stehen aber bisher keine effizienten Kühlmechanismen zur Verfügung, um einen solchen Strahl zu kristallisieren. Hier könnte man sich vorstellen, die Elektronenkühlung zu invertieren, d.h. durch den lasergekühlten, kristallinen Ionenstrahl in einem Speicherring den Elektronenstrahl in einem zweiten Speicherring in einer Überlappstrecke sympathisch zu kühlen. Würde die Kristallisation des Elektronenstrahls gelingen und könnte man ihn bei Erhalt der kristallinen Phase beschleunigen, wäre die Emission von Synchrotronstrahlung stark unterdrückt [Jack75, Pri99]. Damit könnten Elektronenstrahlen in kleineren Speicherringen auf sehr viel höhere Energien beschleunigt werden [Pri99].

Auch eine direkte Laserkühlung eines partiell kristallisierten Elektronenstrahls könnte denkbar werden, wenn man mit einem zusätzlichen Laserstrahl bei der Frequenz des kristallinen Peaks einstrahlen würde.

Der gewogene Leser möge abschließend bedenken, daß zu Beginn dieses Ausblicks konkrete Schritte für den direkt anschließenden Experimentierbetrieb in PALLAS vorgestellt wurden.

Die Projektion der Resultate von PALLAS auf Hochenergiespeicherringe könnte ebenfalls im folgenden Jahr durch die Einführung des neuen Laserkühlverfahrens am TSR erfolgen. Alle weiteren Entwicklungsschritte sollten durch ungebremsten Forscherdrang vorangetrieben werden, ihre Realisierung muß aber natürlich auf einer anderen Zeitskala diskutiert werden.

Anhang A

Weiterführende Experimente

Es werden im Folgenden zunächst die Experimente diskutiert, die an PALLAS unmittelbar durchführbar sind. In einem zweiten Teil werden Projekte vorgestellt, die einen weiteren Ausbau der Diagnosemöglichkeiten erfordern. Im Anschluß werden Perspektiven diskutiert, welche Modifikationen mittelfristig an Hochenergiespeicherringen vorgenommen werden müßten, um dort die Ergebnisse aus PALLAS reproduzieren zu können.

A.1 PALLAS mit vorhandener Technologie

Systematische Untersuchungen kalter und kristalliner Ionenstrahlen mit vorhandener Technologie:

a) Skalierung der Heizraten als Funktion der Strahlenergie:

Ein wichtiger Skalierungsparameter ist die Ionenenergie. Nachdem wir zunächst kristalline Ionenstrahlen bis ungefähr 2 eV Strahlenergie untersucht haben, wollen wir den Energiebereich in einem ersten Schritt bis 10 eV ausweiten. Während man einerseits mit zunehmender Strahlenergie einen zunehmenden Energieübertrag in das mitbewegte System erwartet, können sich andererseits bei höherer Strahlenergie lokale Störungen besser ausmitteln.

Hier ist zum einen die Skalierung der Heizraten von Interesse, z.B. eingekoppelt über Strahl-Interne-Streuung (IBS), als Funktion der Strahlenergie zu untersuchen (vgl. Abschnitt 1.3) und mit den theoretischen Vorhersagen zu vergleichen [Sor87, Seu96]. Damit kann überprüft werden, ob sich die Heizeffekte in PALLAS bei den vergleichsweise kleinen Strahlenergien in der Skalierung wie Hochenergiestrahlen verhalten.

Ein weiterer Vorteil von PALLAS ist die Möglichkeit, den Tune $Q \propto 1/v_z$ und die Periodenlänge $L \propto 1/v_z$ über die Strahlgeschwindigkeit v_z zu

variieren und die Folgen in der Heizung bzw. für die Stabilität der Strukturen zu prüfen (vgl. Abschnitt 1.5 und 3.2.1.3).

Grundsätzlich gilt es zu untersuchen, wie die für Strahlkristalle verminderte Stabilität besser verstanden und damit strahlspezifische Heizeffekte reduziert werden können.

Eine Möglichkeit, den in Abb. 3.15 b gezeigten Stabilitätsbereich zu kleinerem Tune Q zu erweitern, besteht in einer effizienteren Kühlung. Dies wird durch eine Verdopplung der Kühlstrecke (Kühlung in Beobachtungsbereich B1 und B2) untersucht werden.

Dieser Teil des Stabilitätsdiagramms kristalliner Strahlen ist aber auch der für die meisten Hochenergiespeicherringe zugängliche und damit relevante Bereich.

Wahrscheinlich ist eine weitere Erhöhung der Strahlenergie (>10 eV) und damit eine Vergrößerung des in PALLAS untersuchbaren Parameter-raumes möglich. Hierfür muß die Zentrifugalkraft, die zunächst eine relevante Ablage der Ionen von der Sollbahn (bei $E_z = 10$ eV und maximaler Fokussierung über $40 \mu\text{m}$) verursacht, durch ein statisches, dipol-ähnliches Feld zwischen den beiden äußeren und inneren RFQ-Elektroden kompensiert werden ($U_{DC} \approx 2$ V).

Um Scherkräften entgegenzuwirken bzw. deren Relevanz für die kristalline Strahlstabilität zu untersuchen, kann wahrscheinlich durch die Erzeugung eines Intensitätsgradienten im Kühllaserstrahlprofil auf konstante Winkelgeschwindigkeit gekühlt werden.

Der maximale Unterschied der Bahngeschwindigkeiten für Ionen eines kristallinen Strahls ($E_z = 10$ eV) mit einem Durchmesser von $50 \mu\text{m}$ beträgt ca. 10 m/s.

b) Anlegen von Störfeldern:

Die störenden Einflüsse sollen genauer untersucht werden, die bisher bei Hochenergiespeicherringen den Phasenübergang zu kristallinen Strahlen verhindert haben. Dazu können wir dem auf Symmetrie und Periodizität optimierten Speicherfeld in PALLAS über die Driftröhren alternierende, fokussierende und defokussierende und zeitabhängige Störfelder überlagern.

Vergleichbar zu den in Referenz [Kja01] beschriebenen Experimenten an einer linearen Falle kann man auch im Speicherring PALLAS durch das Anlegen einer nicht-sinusförmigen Speicherspannung die effektive Spannung und damit die Fokussierung bzw. den Tune Q weiter reduzieren und damit gleichzeitig eine Diskretisierung der Fokussierungselemente simulieren, wie sie in Hochenergiespeicherringen vorliegt. Interessant ist hierbei z.B. die Untersuchung der Frage, ob mit abnehmendem Ausgangs-Tune Q beim Übergang vom gasförmigen zum kristallinen Strahl eine re-

sonante Überhöhung der Strahlheizung auftritt, wenn Stop-Bänder niedrigerer Ordnung bereits zu Beginn der Kristallisation gekreuzt werden (siehe Abschnitt 1.5).

c) Synchrotronbetrieb:

Während bisher die Beschleunigung der kristallinen Ionenstrahlen durch Lichtdruck erfolgte, wollen wir in Zukunft- wie in Synchrotronen - die Beschleunigung gebunchter kristalliner Strahlen mit der HF-Pulsung durchführen.

Zudem sollte man dreidimensionale kristalline gepulste Strahlen realisieren können, indem man zuerst einen kristallinen eindimensionalen Kristallstrahl hoher linearer Dichte erzeugt, ihn langsam in einen gepulsten Strahl überführt und den Puls dann kontinuierlich komprimiert, bis er in eine dreidimensionale Struktur übergeht. Bei einer "adiabatischen" Änderung sollten sich die Ionen dabei stets im kristallinen Zustand mit sehr kleiner Heizrate befinden.

d) Mischphasen (Zentral- und Halo-Komponenten):

Von grundsätzlichem Interesse ist bei der zweikomponentigen Strahlzusammensetzung nichtkristalliner Strahlen (vgl. Abschnitt 3.2.1.4), daß hier Phänomene beobachtet werden, die bei ruhenden Kristallen nicht auftreten. Diese Phasenmischung soll genauer untersucht werden. Es ist eine offene Frage, ob es sich um lokale Mischphasen handelt (z.B. ausschließlich im Wechselwirkungsbereich der Kühlaserstrahlen) oder ob die Phasen räumlich getrennt an verschiedenen Stellen des langen Ionenstrahls auftreten. Hierzu kann man z.B. durch die Diagnose des Strahlprofils in Beobachtungsbereich B2 (nach einem Umsetzen der CCD-Kamera bei fortgesetzter Kühlung in B1) und dem Einsatz eines reinen Diagnoselaserstrahls L3 Erkenntnisse gewinnen. Ein interessanter Ansatz läßt sich bei der Untersuchung der statischen Dichteverteilung innerhalb des Strahlpaketes verfolgen. Triggert man die Datennahme des Photonenvervielfachers P1 mit der Pulsfrequenz ω_b , kann man die Fluoreszenzrate in Abhängigkeit von der Pulsphase messen. Somit erhält man die räumliche Verteilung der Ionen im Bucket, die Einflüsse von Raumladungseffekten können untersucht werden. Bei unseren Experimenten mit gepulsten kristallinen Strahlen konnten wir die Strahldichte durch das Pulsen um einen Faktor drei erhöhen. Wir wollen hierzu die vorhergesagte cosinus-artige Dichteverteilung [Ell93] als Funktion der Kompression studieren.

Auf einer längeren Zeitskala kann man die Synchrotronschwingungen des Strahlpulses im Bucket beobachten.

A.1.1 Räumliche stroboskopische Diagnose

Diagnosemethoden, die rein auf das ohnehin aufgrund der Laserkühlung anfallende Fluoreszenzlicht angewiesen sind und damit keine zusätzliche Aufheizung des Ionenstrahls bedeuten, sind für den Fortschritt in dem Arbeitsfeld kalter bzw. kristalliner Strahlen äußerst vorteilhaft.

Die klassische, stroboskopische Methode bringt den bewegten Strahlkristall in der räumlichen Abbildung wieder zum Stehen und erlaubt es, wenn die Beobachtungsfrequenz ein Vielfaches von inneren Wiederholfrequenzen ist, innere Bewegungen sichtbar zu machen. Aus der Forderung nach scharfen Bildern ergeben sich zusätzlich Anforderungen an das System.

A.1.1.1 Technische Voraussetzungen

- a) **Belichtungszeiten und Triggerraten der CCD-Kamera:** Wie in Abschnitt 2.5 bereits diskutiert, benötigt man für eine stroboskopische Einzelionenauflösung in einem kristallinen Ionenstrahl ($v_z \approx 3000$ m/s, $\lambda \approx 0.4$) Belichtungszeiten in der Größenordnung von ns bei Repetitionsraten von mehreren MHz.
Kommerzielle CCD-Kamera-Systeme existieren hierfür. Derzeit wird die Möglichkeit geprüft, das Kamera-System von PALLAS umzurüsten (vgl. Abschnitt 2.5).

- b) **Laserstabilität:** Die Strahlgeschwindigkeit muß auf der Zeitskala der effektiven Belichtungszeit ausreichend konstant gehalten werden, da sich kleine Geschwindigkeitsabweichungen nach kürzerer Zeit in einen deutlichen, örtlichen Versatz bei den stroboskopischen Aufnahmen übersetzen. Bei der genannten zukünftigen Repetitionsrate (3 MHz) und maximal möglicher Belichtungszeit (1 ns) ergibt sich für eine ausreichende Statistik von 10 Photonen pro Bild (2 kHz/Ion Zählrate, ca. 200 Ionen im Beobachtungsbereich) eine totzeitkorrigierte, effektive Belichtungszeit von $300 \cdot 20 \mu\text{s} = 6$ ms. Die Kurzzeitstabilität (ms) der Frequenz der Laserstrahlen ist mit ca. 100 kHz ($\approx 3 \cdot 10^{-3}$ m/s) mehr als ausreichend (bei einer Belichtungszeit einer Einzelaufnahme von 1 ns entspricht dies einer theoretischen maximalen Ortsunschärfe von sub-Nanometern.)

Auf einer Zeitskala von 6 ms hingegen, und damit relevant bei der Aufaddierung der Einzelaufnahmen aus diesem Zeitraum, kann die Frequenz im schlimmsten Fall mit einer Rate von 100 kHz/s driften, entsprechend einem maximalen und tolerablen räumlichen Versatz der Position von ca. $1 \mu\text{m}$.

A.1.1.2 Stroboskopische Untersuchungen

Bei kristallinen Ensembles gibt es (abhängig von der jeweiligen Struktur) Translationsinvarianzen des Kristallgitters, die verschiedene Experimente, z.B. seine stroboskopische Untersuchung der Dichteverteilung erlauben.

- **kontinuierlicher Strahl:** Mit dem longitudinalen Fortschreiten entlang der Strahlrichtung um ein Vielfaches der Periodenlänge ließe sich ein Kristall auf sich selbst abbilden. Die stroboskopische Messung würde es erlauben, zusätzlich neben den Gitterabständen die Ionenzahl N , die Lichtausbeute für einzelne Ionen und die Strahlgeschwindigkeit v_z genauestens festzulegen.
Als Schwierigkeit bleibt hier bestehen, daß für einen kontinuierlichen kristallinen Strahl kein einfach zugängliches Triggersignal zur Verfügung steht und die Ionengeschwindigkeit und damit die Laserfrequenz nach dem Stand derameratechnik für Millisekunden sehr stabil gehalten werden müßte.
- **gepulste kristalline Strahlen:** Für gepulste kristalline Strahlen steht über die externe Pulsfrequenz ein mit hoher Präzision bestimmbares Triggersignal für die einzelnen stroboskopischen Aufnahmen zur Verfügung. Hier kann man Pulse aufeinander abbilden und damit die statische Dichteverteilung innerhalb der Buckets transversal vermessen (vgl. Abschnitt 3.2.2). Bei typischen Pulsfrequenzen in der Größenordnung von $2\pi \cdot 50 \text{ kHz}$ führt dies zu effektiven Belichtungszeiten von Minuten, die aber schon durch eine Unterschreitung der Pulsfrequenzdrift $\Delta\omega_b < 0.01 \text{ Hz}$ zu einem vernachlässigbaren, räumlichen Versatz des Buckets führen.
- **transversale Oszillationen:** Bei ruhenden, kurzen Kristallen wurde eine transversale Verschmierung beobachtet, die auf kollektive Oszillationen zurückgeführt wurde (siehe Abb. 3.1.2 a). Für diese transversalen Oszillationen könnten stroboskopisch die Frequenz gemessen und ihre Anregung bzw. Bedämpfung untersucht werden. Ähnliche Oszillationen werden auch bei Bruchstücken von kristallinen Strahlen in einer etwaigen Mischphase erwartet.
- **flüssige Strahlen:** In geschmolzenen, kristallinen Strahlen wird durch die starke longitudinale Strahlkühlung eine flüssigkeitsähnliche Nahordnung erwartet. Sollte allerdings bereits eine weiterreichende Wechselwirkung auftreten, können sich die Ladungsdichtescheiben longitudinal regelmäßig anordnen (vgl. Abschnitt 3.2.1.1). Diese longitudinale Dichteverteilung und damit die Korrelation über nächste Nachbarn hinweg soll nachgewiesen werden.

A.1.2 Zeitliche Schottky-Diagnose kalter Ionenstrahlen

Die Analyse des Schottky-Rauschens eines Ionenstrahls ist eine klassische Methode der Speicherring-Physik, um Eigenschaften von Ionenstrahlen auszumessen [Bou85]. Hier soll im folgenden kurz die Meßmethode vorgestellt werden.

Man mißt das Leistungsspektrum $P_{Schottky}$ bei jeweils einer Harmonischen h der Umlauffrequenz ω_z , das sich aus den gemessenen zeitlichen Fluktuationen des Ionenstroms $u(t)$ berechnet. Bei heißen Strahlen kann man aus der Breite des Schottky-Signals direkt auf die Impuls-Unschärfe und die Geschwindigkeit des Strahls schließen. Bei kälteren Strahlen beobachtet man eine Verzerrung des Signals durch kollektive Wellen und kann die Dispersionsrelation und Schallgeschwindigkeit im Strahl untersuchen. Für kristalline Strahlen wird eine vollständige Veränderung des Schottky-Signals vorhergesagt [Avi93], die bisher nicht beobachtet werden konnte. Man erwartet bei der Frequenz $N \cdot \omega_z$ (und höheren Harmonischen) einen starken Peak, der zeitlich der Abfolge der Ionen mit Geschwindigkeit v_z im Abstand der Gitterlänge des Kristalls entspricht, während die Intensitäten der üblichen niedrigen Harmonischen stark unterdrückt sein sollten.

Bisher hat man das Schottky-Signal mit speziellen kapazitiven Pickup-Elektroden und rauscharmen Verstärkern gemessen. An PALLAS soll stattdessen eine neue optische Methode Anwendung finden.

Wenn die Ionen spontan Fluoreszenzlicht aussenden, dann sind die Pulse bzw. der Strom des Photomultipliers dem lokal beobachteten Ionenstrom proportional. Auf Grund der hohen Fluoreszenzrate erhält man ein rauscharmes Signal.

Um das Rauschen bei einer hohen Harmonischen h messen zu können, darf die Länge L_s der Beobachtungsstrecke nicht zu groß sein, weil sich sonst diese kurzwelligen Intensitätsfluktuationen wegmitteln. Für die Beobachtungsstrecke ergibt sich $L_s \leq C/h$, wenn C der Umfang des Rings ist. Wenn man den "kristallinen" Peak bei der Harmonischenzahl, die gleich der Anzahl der Ionen im Ring ist ($h = N$), messen will, benötigt man eine Beobachtungsstrecke, die nur wenige μm lang ist. Dies führt aber zu einer stark reduzierten Effizienz des Systems.

Man wird deshalb ein schnelles Zeitsignal des Fluoreszenz-Photons vom Bildverstärker (Phosphorschirm mit offenem Microchannelplate (MCP)) abgreifen und in einem dahinter angeordneten eindimensionalen Anodenstreifen-Detektor gleichzeitig die Position und Ankunftszeit der dem Lichtquant entsprechenden Elektronen messen. Durch diese Positionsmessung kann auf den Ort des Ions ereignisweise korrigiert werden und die Empfindlichkeit wird durch das 100 mal größere Beobachtungsfeld wesentlich gesteigert. Der geplante Detektor ist im Aufbau weitgehend identisch mit dem Detektor für das "Coulomb Explosion Imaging", der am MPI in Heidelberg [Sche99] erfolgreich eingesetzt wird (Ortsauflösung $\approx 150 \mu\text{m}$, Zeitauflösung $\approx 200 \text{ps}$, maximale Zählrate

> 1 MHz).

Mit dem Schottky-Signal kann man direkt Variationen in der Geschwindigkeit der Ionen messen und so die Stabilität der Laser und die Einstellung der Puls-Frequenz überprüfen. Wenn man gleichzeitig $^{24}\text{Mg}^+$ und $^{26}\text{Mg}^+$ bei verschiedenen Geschwindigkeiten umlaufen ließe, könnte man deren Geschwindigkeiten sehr genau messen. Ein solche Schottky-Messung ließe sich auch am TSR bei der Laserkühlung von Be^+ -Strahlen einsetzen, insbesondere weil die herkömmliche Schottky-Messung bei den Strahlen kleiner Dichte keine guten Ergebnisse liefert.

A.1.3 Untersuchungen an heterogenen Ionenstrahlen

Um die Eigenschaften gemischter Ionenkristalle zu untersuchen, sollen im Speicherring PALLAS gleichzeitig $^{24}\text{Mg}^+$ - und $^{26}\text{Mg}^+$ -Ionen gespeichert werden, deren Resonanzfrequenzen um 3 GHz gegeneinander verschoben sind. Hierbei sind folgende Fragestellungen von Interesse:

- **Sympathetische Kühlung:** Bei ruhenden Kristallen beobachtet man, daß ein einzelnes kühlbares Ion bis zu 14 weitere Ionen sympathetisch mitkühlen kann [Bow99]. Entsprechend gut könnte auch die sympathetische Kühlung bei Strahlkristallen funktionieren.
- **Stroboskopie:** Für stroboskopische Untersuchungen sind die nicht leuchtenden Ionen einer weiteren Spezies nützlich, um Ionenplätze eindeutig identifizieren zu können bzw. um die Diffusion von Ionen verfolgen zu können.
- **gepulste kristalline Strahlen:** Wenn man den kristallinen Strahl in Strahlpulse formt, sollten sich bei der Laserkühlung im Puls auf der einen Seite die direkt laser-kühlbaren Ionen anreichern, während die Dunkelionen entgegen der Laserrichtung diffundieren (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die Verteilung der Ionen kann so beeinflußt werden. Hier ist das Mischungsverhältnis ein wichtiger Parameter.

A.2 Entwicklung zu Hochenergiespeicherringen:

A.2.1 ELISA

In einem ersten Schritt kann man den elektrostatischen Speicherring ELISA in Aarhus (ISA) in Betracht ziehen. In der "race track" Geometrie können Ionen bis zu einer Strahlenergie von 25 keV gespeichert werden. Der Speicherring besitzt einen Umfang $C \approx 8$ m bei einem Tune $Q \approx 1.4$ und einer Periodizität $P \leq 4$ [Moll97].

Aus der bisherigen Diskussion des Stabilitätsbereichs kristalliner Strahlen (vgl. Abb. 3.15 b) wird klar, daß dies strenggenommen nur Strukturen einer linearen Dichte $\lambda < Q = 1.4$ erlaubt (Scherkräfte), der Tune hier aber zu klein sein wird, um ausreichende Ankopplung der Freiheitsgrade zu gewährleisten. Eine Strahlkristallisation ist damit bisher trotz der effizienten longitudinalen Laserkühlung auf ca. 60% des Ringumfangs nicht zu erwarten.

Ein Ansatz wäre nun, den Tune Q hierfür auf den geraden Laserkühl- und Driftstrecken (je ca. 2.5 m) lokal so stark wie möglich zu erhöhen. Durch den Einbau von RFQ-Driftstrecken wie in PALLAS ($\Omega \approx 2\pi \cdot 6.3$ MHz, $\omega_{sec/\beta} \approx 2\pi \cdot 1$ MHz), läßt sich bei einer Strahlenergie von 10 keV ($v_z \approx 3 \cdot 10^5$ m/s) ein gemittelter Tune $Q \in [10; 20]$ erreichen. Einerseits läuft man zwar hierdurch Gefahr, einen potentiell entstandenen Strahlkristall durch die Anregung seiner Eigenfrequenzen zu schmelzen ($P \not\geq 2\sqrt{2}Q$). Andererseits besteht die Möglichkeit, daß auch ein kristalliner Strahl bei der aufgezwungenen periodischen externen Störung durch die starke Fokussierung entlang der langen Drift- und Kühlstrecken und der dort hohen lokalen Periodizität ($L \approx 50$ mm bei 2.5 m Driftstrecke und damit einer lokalen Periodizität von ca. 50) das „Gedächtnis“ für die Phase der Störung verliert.

Hier würde man gleichzeitig untersuchen, inwieweit die Restriktion durch Scherkräfte (vgl. Gl. 1.49) umgangen werden kann bzw. aufgrund der lokal hohen Periodizität und Fokussierung hier nicht stringent greift.

A.2.2 TSR

Um die Strahlenergie nochmals um drei Größenordnungen auf ca. 10 MeV zu steigern, muß man zur magnetischen Strahlführung und Fokussierung bei höchstmöglicher Periodizität und Symmetrie des „lattice“ übergehen. Wie bereits aus Abb. 1.3 ersichtlich, handelt es sich beim Heidelberger TestSpeicher-Ring (TSR) nicht um einen Ring, der auf die Erzeugung kristalliner Strahlen optimiert worden wäre. Die maximale Periodizität von lediglich $P=4$ führt zu starken Heizeffekten, der relativ kleine Tune $Q \in [1; 3]$ gleichzeitig zu einer schwachen Kopplung der Freiheitsgrade. Dies erschwert es, ähnlich wie bei

ELISA, die laut MD-Simulationen theoretisch möglichen kristallinen Strahlen kleiner linearer Dichte λ in der Gasphase effizient in allen Raumdimensionen zu kühlen.

Der Ansatz am TSR trotz der wenig begünstigenden Rahmenbedingungen kristalline Strahlen zu realisieren, läßt sich mit Hilfe des in Abb. 3.15 b gezeigten Stabilitätsdiagramms erläutern, wonach eine Verstärkung der transversalen Kopplung und damit der transversalen Kühlung die Untergrenze des Stabilitätsdiagramms weiter zu kleinerem Tune Q verschieben könnten. Eine Möglichkeit, erhöhte direkte dreidimensionale Kühlung zu gewährleisten ist in der in Abschnitt 1.4.2.1 dargestellten Methode des „dispersiven Kühlens“ zu sehen. Leider ist aber die Stärke dieses transversalen Kühlprozesses noch nicht ausreichend.

Implementiert man einen helikalen Wiggler-Magneten in die Laserkühlstrecke, so wie er in Synchrotronen für die Erzeugung von polarisiertem Licht durch hochrelativistische Elektronenstrahlen eingesetzt wird, bewegt sich ein Ion mit einem kleinen Verkippungswinkel α gegen die z -Achse auf Spiralbahnen, wie in Abb. A.1 schematisch gezeigt. Dadurch wird ein Anteil aus den ursprünglich

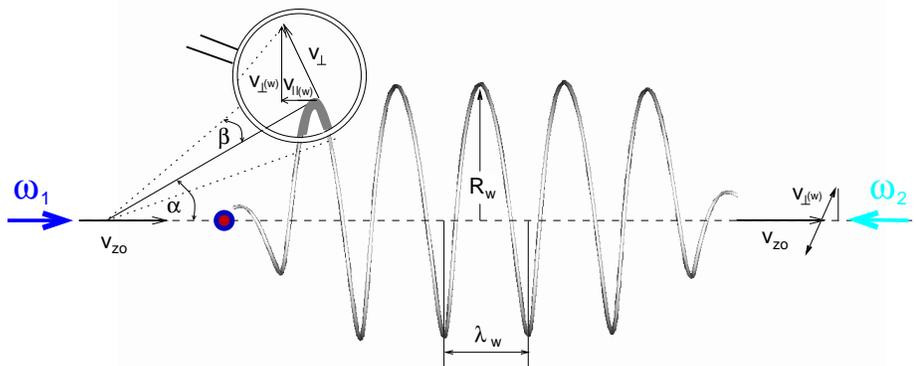


Abbildung A.1: *Schematische Darstellung der direkten transversalen Wigglerkühlung.*

rein transversalen Oszillationen auf die z -Achse projiziert, auf der er direkt durch die Laserkühlung reduziert werden kann. Dies wird im folgenden anhand typischer Experimentierbedingungen am TSR bzw. eines von BESSY II in Berlin entlehbaren Wiggler [Jae01] erläutert.

Ein gasförmiger Strahl aus Be^+ -Ionen ($\tau_{1/2} = 8 \text{ ns}$) mit einer Geschwindigkeit $v_{z0} \approx 10^7 \text{ m/s}$ und einer anfänglich durch den Elektronenkühler vorgegebenen transversalen Temperatur $T_{\perp} = 10^3 \text{ K}$ besitzt eine entsprechende transversale Geschwindigkeitsbreite von $v_{\perp} = 3 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Das Verhältnis

$v_{\perp}/v_{z0} = \tan \beta \approx \beta$ bestimmt den gezeigten Winkel des Geschwindigkeitskegels β zu $3 \cdot 10^{-4}$.

Bei einer magnetischen Feldstärke der Wiggler-Magnete von typisch 1 T führt dies bei der gegebenen Geschwindigkeit v_{z0} und einfach geladenen Ionen zu einem Krümmungsradius R_w der helikalen Trajektorie von ca. 1.5 mm. Bei einer Periodenlänge des Wiggler von $\lambda_w \approx 0.2$ m verursacht dies einen konstanten Winkel α zwischen der Bewegungsrichtung eines Ions und der z -Achse. Dieser ergibt sich zu $\sin \alpha = R_w/(\lambda_w/2) \approx \alpha = 3 \cdot 10^{-2}$. Die ursprünglich rein transversale Geschwindigkeit v_{\perp} erhält somit in der Projektion auf die z -Achse eine longitudinale Komponente $v_{\parallel(w)} = v_{\perp} \sin \alpha \approx 90$ m/s. Die Änderung der ursprünglichen Geschwindigkeit beträgt dabei $v_{z0} \cdot (1 - \cos \alpha) \approx 5000$ m/s. Während der Flugzeit durch den Wiggler (ca. 2 m Länge) werden die Ionen daher lediglich mit dem parallel eingestrahlt und auf die reduzierte Geschwindigkeit v_z der Ionen abgestimmten Laserstrahl wechselwirken, dabei pro Durchlauf ca. 10 beschleunigende Photonen absorbieren und damit eine maximale Geschwindigkeitsänderung $\Delta v_z \approx 1$ m/s bewirken. Von entscheidender Bedeutung ist, daß nach Wiederaustritt des Ions aus dem Wiggler die bis dahin ungekühlte transversale Schwingungskomponente um den Winkel α gegen den antiparallel eingestrahlt Laser verkippt wird, woraufhin dieser ebenfalls mit ca 10 Photonen pro Durchgang auf die außerhalb des Wigglers in der Geschwindigkeit auf seine Frequenz adaptierten Ionen wirken kann. Gemittelt über viele Durchläufe könnten somit zwei nicht an der selben Position wirkende Kühlaserstrahlen ohne Frequenzänderung die Geschwindigkeitsverteilung des Ensembles entlang der Sollbahn bis an das Doppler-Limit kühlen, entsprechend einer resultierenden Geschwindigkeitsbreite des Ensembles von 0.6 m/s $= v_{\parallel(w)D}$. In den transversalen Freiheitsgraden übersetzt sich dies wiederum in eine Geschwindigkeitsbreite $v_{\perp D} = v_{\parallel(w)D} / \sin \alpha \approx 20$ m/s, entsprechend einer neuen transversalen Gleichgewichtstemperatur $T_{\perp} \approx 560$ mK.

Dies entspricht bei einer typischen linearen Dichte $\lambda=0.4$ einem minimalen (lediglich transversal betrachtet) Plasmaparameter $\Gamma > 1.4$. Man sollte somit den Bereich starker Kopplung erreichen.

Würden auch höherdimensionale Strukturen möglich, müßten ebenfalls die in den Dipol-Magneten auftretenden Scherkräfte ausgeschaltet werden. Ein weiterer Vorteil des Wiggler Einsatzes besteht nun darin, daß er den gesamten Strahlkristall in Rotation um die Strahlachse versetzt, so daß sich die möglicherweise problematischen Scherkräfte ausmitteln können.

Die Minimierung der Energie im horizontalen Zentrifugalpotential, das verantwortlich für die vertikale Ausrichtung einer zweidimensionalen Zick-Zack Struktur zeichnet, wird nun einen potentiellen dreidimensionalen Strahl in den Dipol-Magneten horizontal komprimieren, so daß Scherkräfte reduziert werden.

Beim TSR würde sich für größere Strahlkristalle das Problem ergeben, daß

Eigenschwingungsmoden des Kristalls angeregt werden könnten, da die in Gl.1.47 formulierte Bedingung aufgrund der niedrigen Periodizität P nicht erfüllt werden kann ($P > 2\sqrt{(2)Q}$). Ein typischer Tune des TRS beträgt zwischen 2-3, muß dann aber kleiner als 1.4 gehalten werden.

A.3 Kristalline Elektronenstrahlen:

- Elektronenstrahlen mit einem Plasmaparameter $\Gamma > 1.4$ in Strahlrichtung wurden bereits realisiert (Strahlenergie keV)[Ale92].
- Wenn man in einem Dämpfungs-(Damping-) Speicherring den Elektronenstrahl über Synchrotronabstrahlung gekühlt hat, dann wird die minimale Temperatur des Elektronenensembles durch Quantenfluktuationen bei der Emission der einzelnen Synchrotron Photonen bestimmt [Rop95].
- Invertieren der Elektronenkühlung: Durch den lasergekühlten Ionenstrahl in einem Speicherring kann ein Elektronenstrahl in einem zweiten Speicherring in einer Überlappstrecke sympathetisch gekühlt (und unter Umständen kristallisiert) werden. Somit würde indirekt die Methode der Laserkühlung auf den Elektronenstrahl übertragen werden können.
- Würde es gelingen, die Rückstoßenergie der Photonen „Mößbauerartig“ auf ein korreliertes Ensemble aus Elektronen zu übertragen ($E_{recoil} = p_\gamma^2/2M$), dann würden entsprechend der kollektiven Masse sehr viel kleinere Rückstoßenergien und entsprechend sehr viel kleinere Temperaturen erreicht. Man könnte auf die Elektronen beim Passieren des Wiggler-Magneten mit einem Laserstrahl der Wellenlänge einstrahlen, die im mitbewegten System gerade dem Gitterabstand der Elektronen bzw. der Frequenz des kristallinen Synchrotronstrahlungspeaks entspräche. Durch die erfolgte stimulierte Synchrotronabstrahlung würde das kollektiv emittierende Ensemble abgebremst und durch die Gegenkraft aufgrund der Pulsspannung an einem bestimmten Ort im Bucket gehalten. Dort könnten diese kalten Ensemble Elektronen akkumulieren und sukzessive zu einer vollständigen Kristallisation des Elektronenstrahls führen.
- Der kristalline gepulste Elektronenstrahl könnte in einem Synchrotron weiter beschleunigt werden.
- Die kristalline Ordnung im Strahl würde die Emission von Synchrotronstrahlung unterdrücken [Jack75, Pri99].

- Der die Strahlenergie eines Elektronensynchrotrons limitierende Energieverlust durch Synchrotronstrahlung tritt nicht mehr auf, Elektronenstrahlen könnten damit auf sehr viel höhere Energien beschleunigt werden [Pri99].

Kristalline Elektronenstrahlen würden viele neue Phänomene zeigen, wie z.B. die oben genannte Unterdrückung der breitbandigen spontanen Emission zugunsten einer schmalen Linie und ihrer Harmonischen, deren Intensität mit N^2 zunehmen und deren Wellenlänge gerade dem relativistisch kontrahierten Elektronenabstand im Kristall bzw. deren Frequenz $N\omega_z$ betragen würde.

Anhang B

Aufbau des Speicherrings

B.1 Speicherring

B.1.0.1 Fertigung des Speicherrings

Die Toleranzen bei der Bearbeitung der ringförmigen Quadrupolelektroden bezüglich der Rundlaufpräzision wurden eingehalten, die Oberfläche der Elektroden wies jedoch rundlaufende Spuren des Drehstahls mit einer Tiefe von ca. $30\ \mu\text{m}$ auf. Sie wurden daher in einer hochreinen Lösung¹ elektropoliert.

B.1.0.2 Driftröhren

Aus geometrischen Gründen ist eine Positionierung von monostrukturierten Driftröhren um die Speicherelektroden nicht möglich. Daher mußte jede der 16 Driftröhren in sechs Streifen segmentiert auf den Keramikflächen der Isolatorringe aufgebracht werden. Das Aufdampfen einer leitfähigen und kontaktierbaren Schicht auf Al_2O_3 -Keramik gestaltet sich aufwendig. Etablierte Verfahren scheidet wegen Präzisions- und UHV-Ansprüchen aus. Silber-Siebdruck wegen der für die Metallisierung notwendigen Heizung auf 1500°C und dem damit verbundenen Verzug der Keramik, Galvanisierung wegen der Problematik der nichtleitenden Oberfläche sowie deren feinporiger Struktur und der sich daraus ergebenden Verschmutzung durch das Galvanikbad. Das zur Realisierung der Streifenelektroden entwickelte Bedampfungs-Verfahren kann aus patentrechtlichen Gründen noch nicht näher beschrieben werden. Nicht zu bedampfende Flächen werden, wie in Abbildung B.1 a-c gezeigt, durch zahnradähnliche Masken abgedeckt, die wiederum flexible, ca. $1/10\ \text{mm}$ dicke Metallstreifen auf die Oberfläche drücken. Die absolute Lage der Streifenelektroden bzw. der

¹IPP-Galvanik, Garching: 6%Flußsäure, 88%Athylenglycol und 6% H_2O nanodest

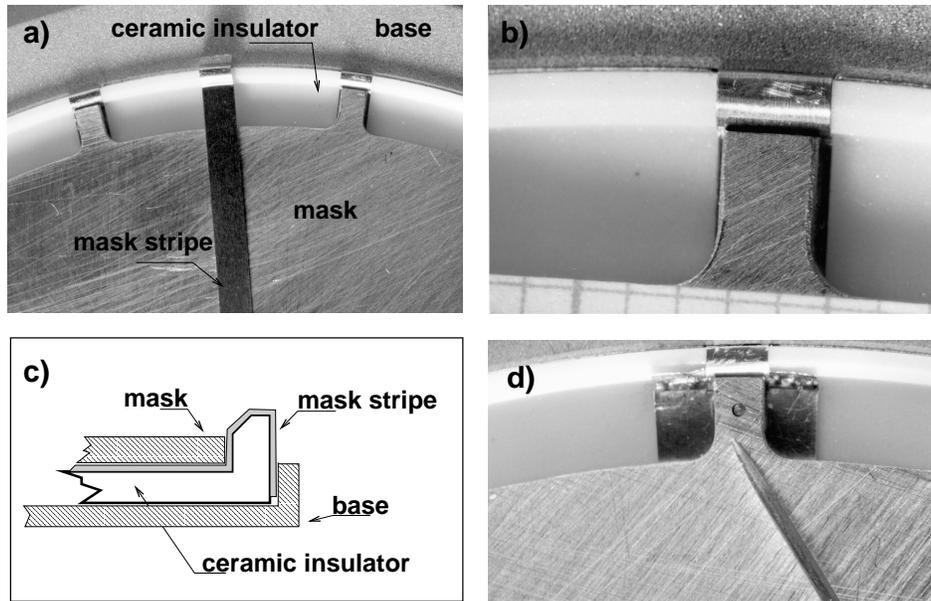


Abbildung B.1: a) Teilaufsicht (zweifach vergrößert) auf den bereits zum Aufdampfen maskierten Keramik-Ring (horizontal/innen) mit einem zusätzlichen flexiblen Metallstreifen. Mit einer Breite von 2,0 mm für Innenringe und 2,2 mm für Außenringe werden diese durch eine zahnradähnliche Scheibe auf die Keramik gepreßt. b) zeigt eine achtfache Vergrößerung, während c) einen Querschnitt durch die Maske symbolisiert. d) zeigt die Fixierung der absoluten Position des Referenz Maskenstreifens durch einen Paßstift in vierfacher Vergrößerung.

Beschleunigungsspalte unterschiedlicher Keramikringe zueinander wird durch Paßstifte, wie in Abbildung B.1 d gezeigt, auf 5/100 mm genau bestimmt.

Die Kontaktierung der von Außerhalb der Speicherringes leicht zugänglichen vier Streifenelektroden pro Driftröhre in der horizontalen Ebene wurde bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben. Die Kontaktierung der schwer zugänglichen Mittelstreifenelektroden erfolgt durch Goldstifte, die mit den vergoldeten Kupferbügeln durch Hartlötungen verbunden² wurden (siehe Abbildung B.2 a) und durch Bohrungen mit 1 mm Durchmesser durch die Deck- und Bodenkeramik zu den Elektroden führen, wie in Abbildung B.2 b ersichtlich ist. Das weichgeglühte Stifte wurde ca. 1/10 mm unter die Keramikoberfläche gesenkt (siehe Abbildung B.2 c und d) und abermals durch drei Bondingverbindungen mit der Streifenelektrode kontaktiert. Die Höhe jedes Bonding-Kontaktbogens beträgt ca. 100 μm , beeinflusst das Speicherpotential also nicht meßbar. Die vergoldeten Kupferbügel werden mit einem Vorsprung unter der Keramik eingehakt und auf der gegenüberliegenden Seite mit einer durch Kontermutter gesicherten Schraube an der Keramik festgeklemmt. Sie dient gleichzeitig der Kontaktierung durch Kapton isolierter Drähte.

²GSI-Galvanik, Darmstadt

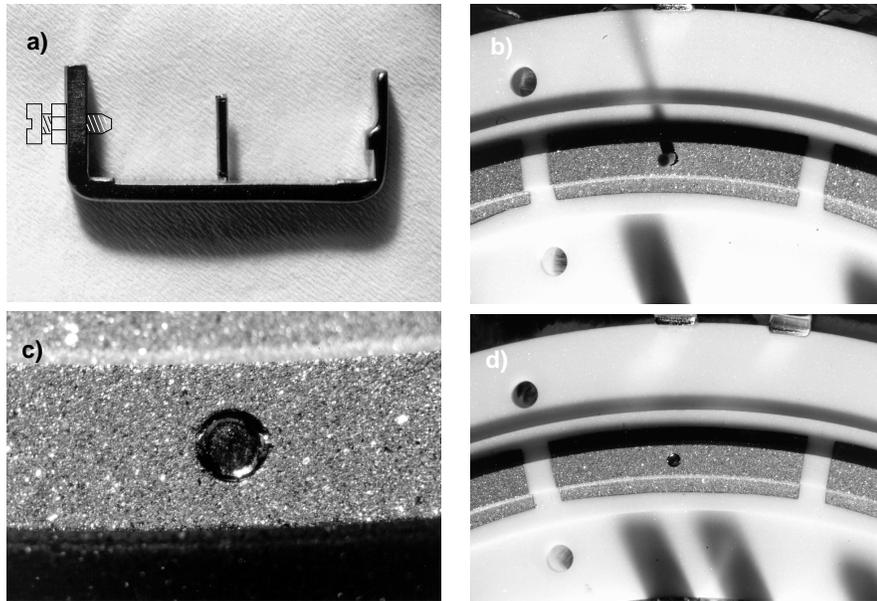


Abbildung B.2: a) Profil eines vergoldeten Kupferbügels, zur Kontaktierung der vertikalen Streifenelektroden zusätzlich mit Gold Kontakt-Stift ausgestattet. b) Montierter Zustand mit in das Fallenvolumen reichenden Kontakt-Stift in zweifacher Vergrößerung. c) Leicht versenkter Kontakt-Stift in zehnfacher Vergrößerung. d) Mit drei nicht aufgelösten Bondingkontakten ansteuerbare vertikale Streifenelektrode in zweifacher Vergrößerung.

In der dreidimensionalen Topologie der Keramik-Ringe stellt die gleichmäßige leitende Bedampfung vor allem an Kanten eine Herausforderung dar. Die Leitfähigkeit der bedampften Schichten wurde gemessen und Kanten, deren Widerstand als höher 2Ω bestimmt wurden durch Bondingdrähte gebrückt. Der Widerstand der Streifenelektroden untereinander bzw. den Streifenelektroden und den Speicherelektroden wurde mit einer DC-Spannung von 1200 V zu größer $1000\text{ M}\Omega$ gemessen, ein Signalübergreif ist also zu vernachlässigen. In einem ersten Schritt wurden von den 12 nicht in den Beobachtungsbereichen liegenden Driftröhren die jeweils sechs Streifenelektroden zusammengeschlossen.

B.1.0.3 Erzeugung des Speicherpotentials

Wie in Abschnitt 2.1 dargelegt, muß die am RF-Kreis reflektierte und in den Raum abgestrahlte RF-Leistung minimiert, d.h. die Einkopplung maximiert werden. Dies erreicht man, wenn der elektromagnetischen Welle, die sich in dem Wellenleiter fortbewegt, beim Eintritt in den RF-Kreis keine Änderung des Widerstandes (in unserem Fall 50Ω) widerfährt. Dieser Abgleich wird als Anpassung der Einkopplung (kritische Kopplung) bezeichnet und kann gal-

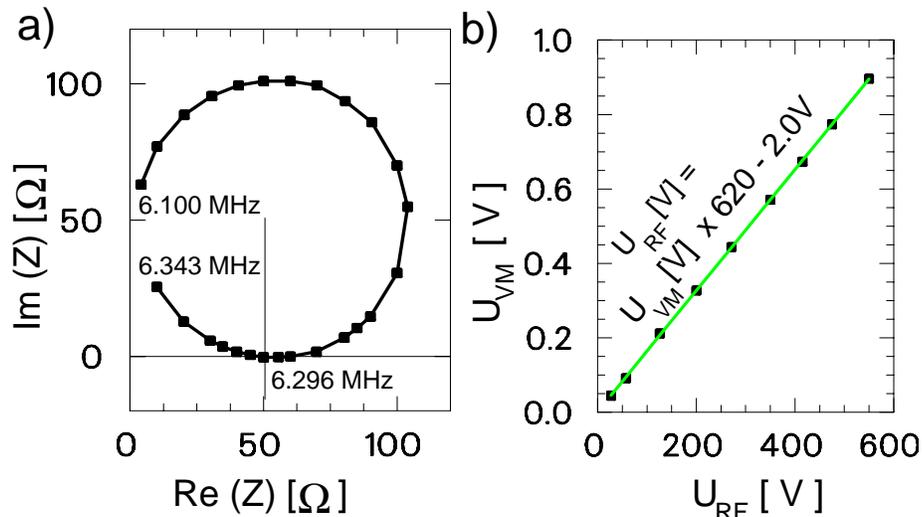


Abbildung B.3: a) Komplexe Eingangsimpedanz des RF-Kreises als Ortskurve der Speicherfrequenz im Meßbereich [6.100;6.343] MHz. Bei 6.296 MHz wurde durch Optimierung der kritischen induktiven Kopplung ein rein reeller Eingangswiderstand von $50\Omega \pm 0,1\%$ erreicht. b) Die in der in Abbildung 2.5 angedeuteten Auskoppelspule induzierte Spannung U_{VM} wurde auf die an den Speicherelektroden anliegende Spannung U_{RF} kalibriert. Der Zusammenhang wird durch die lineare Gleichung $U_{RF} = U_{VM} \cdot 620^{-2.0V}$ auf besser als 1% genau beschrieben.

vanisch, also durch eine Lötverbindung des Leiters mit dem Zentrum der Sekundärspule des RF-Kreises erreicht werden. Dabei steht dem Vorteil der einfachen mechanischen Realisierbarkeit der Nachteil der fehlenden Möglichkeit der Nachregelung entgegen.

Bei einer leistungsbedingten und damit vom Speicherpotential abhängigen Erwärmung des Systems variiert die Einkopplung ebenso wie z.B. durch eine Veränderung der Verschaltung der Streifenelektroden und damit deren Beitrag zur Gesamtkapazität des Systemes. Gleichzeitig muß auf kleine Verluste, entsprechend auf eine hohe Güte Q_{RF} des RF-Kreises geachtet werden. Je höher die Güte Q_{RF} , je kleiner folglich die Breite $\delta\omega_{RF}$ der Resonanzkurve ($Q_{RF} = \omega_{res} / \delta\omega_{RF}$ bei kritischer Kopplung), desto sensibler reagiert aber das System auf die oben genannten Veränderungen der Resonanzfrequenz ($\omega_{res} = \Omega = 1/\sqrt{LC}$). Dies macht die Nachregelung der Ankopplung notwendig, die bei induktiver Kopplung durch eine Drehung der Primärspule in der Sekundärspule um einen entsprechenden Winkel erfolgt (vgl. Abbildung 2.5). Bei unterschiedlichen RF-Leistungen wurde eine Messung der Eingangsimpedanz in Abhängigkeit von der eingestrahlten Radiofrequenz vorgenommen. Ein typisches Darstellung der erhaltenen Ergebnisse ist in Abbildung B.3a gegeben.

Mit dem beschriebenen Aufbau ist es möglich, bei einer Frequenz von 6.3 MHz einen rein reellen Eingangswiderstand von $50\Omega \pm 0,1\%$ zu erreichen. Aus der FWHM Breite der Resonanzkurve von $2\pi \cdot 82$ kHz läßt sich bei kritischer Kopp-

lung (50Ω) eine Güte von 75 ableiten.

Die reflektierte Leistung wird hier nicht mehr durch eine Abweichung von der idealen Ankopplung der Speicherfrequenz, sondern durch die Nichtlinearität des Verstärkers bestimmt. Nichtlinearität in der Verstärkung eines Sinus-Signals führt zu Abweichungen von der reinen Winkelfunktion, die sich durch höhere harmonische Beiträge im Fourierspektrum äußern. Für diese Multiplen der Speicherfrequenz kann keine Einkopplung erfolgen, sie werden vollständig reflektiert. Folglich wurde auf den Einsatz eines auf Linearität optimierten Verstärkers (class A) geachtet. Bei 50 W eingekoppelter Leistung unterschreitet die reflektierte Leistung damit die Nachweisgrenze von -60 dBm und wird beim Rücklauf in den Verstärkerausgang so gedämpft, daß sie nicht auf der Zuleitung anschwingen kann.

Um die Elektronik im Labor vor weiteren elektromagnetischen Störungen zu schützen, wurden alle Geräte zur Erzeugung von Steuer- und Regelspannungen zur Vermeidung von Erdschleifen sternförmig mit einer zentralen Leitung (dem Skin-Effekt durch 400 Sehlen mit Radius $50 \mu\text{m}$ Rechnung tragend) geerdet, die aus dem Labor direkt an einen sonst ungenutzten Erdanker des Gebäudes gelegt wurde. Die Meßnetz-Spannungsversorgung wurde durch Netzfilter gereinigt, selbsterzeugte Störungen durch die Schaltnetzteile der Computer und Pumpen durch Filter unterdrückt. Die in den Rezipienten führenden Leitungen für Elektronenkanone, Atomofen und Streifenelektroden wurden als Antennen für hochfrequente Störungen durch Tiefpässe unbrauchbar gemacht.

Die Kalibrierung der in der separaten Meßspule induzierten Spannung auf die Spannung an den Speicherelektroden ist in Abbildung B.3b nachzuvollziehen, wobei die durch die Meßpunkte gezogene Linie durch einen linearen Fit der Form $U_{RF} = U_{VM} \cdot 620 - 2.0 \text{ V}$ parametrisierbar ist.

Um den Einfluß von externen Störpotentialen auf das idealer Weise entlang der Sollbahn gleichförmige Speicherpotential zu minimieren, wurden wie in Abbildung B.4b dargestellt, die Speicherelektroden symmetrisch verschaltet. Die symmetrische Ansteuerung aller Speicherelektroden birgt die Problematik, daß vier Speicherelektroden kapazitiv gegeneinander abgeglichen werden müssen. Dabei ist zu beachten, daß zwei unabhängige Effekte, Mikrobewegung und Dipoloszillation, unterschieden werden müssen.

Lagert sich z.B. Magnesium auf den Speicherelektroden ab, so entstehen Kontaktpotentiale, die lokal zu einer Deformierung des Speicherpotentials führen und, wie in Abbildung B.5a gezeigt, eine Ablage des Ions aus dem mikrobewegungsfreien Potentialminimum bewirken. Hier ist das Ion unterschiedlich weit von den individuellen Spannungen der Speicherelektroden entfernt, vollführt folglich eine harmonische Oszillation mit der Speicherfrequenz Ω . Durch Anlegen einer Gleichspannung an die dem Kontaktpotential gegenüberliegende Elektrode kann dies lokal kompensiert werden (vgl. Abbildung B.5b). Für den Speicherring bewirkt eine Kompensationsspannung an der unsegmentier-

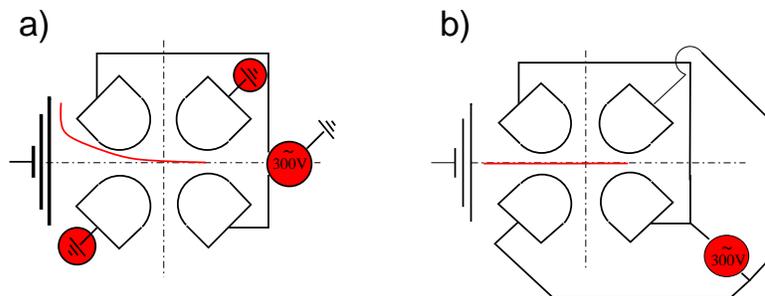


Abbildung B.4: Querschnitt durch die a) un- bzw. b) symmetrische Verschaltung der Speicherelektroden. Die rote Linie zeigt schematisch den Verlauf einer Äquipotentiallinie im Speicherring unter dem Einfluß eines externen Potentials. Das jeweils von links durch Erdsymbol angedeutete, von außen an den Speicherring herangeführte Störpotential, steht stellvertretend für die Beobachtungsfenster bzw. die äußerste Elektrode der Elektronenkanone. Die Abbildung zeigt die Auswirkung auf den transversalen Potentialverlauf und die damit verbundene Störung auf der sonst feldfreien Sollbahn.

ten Speicherelektrode jedoch eine Verschiebung der gesamten Sollbahn. Lokale Kompensation eines Kontaktpotentials führt andererseits erst zum Auftreten von Mikrobewegung.

Die unterschiedliche Größe von Innen- und Außenelektroden, sowie ihre geringfügig unterschiedlichen Zuleitungswege erklären ihre unterschiedlichen Kapazitäten. Bei gleicher transportierter Ladung Q bedingt eine kleinere Kapazität $C_{<}$ eine größere Spannung $U_{>}$. Dies ist in Abbildung B.5c veranschaulicht. Die 180° -phasenverschobene Oszillation der Speicherspannung mit unterschiedlichen Amplituden führt zu einer in erster Ordnung vertikalen Schwingung eines Ions. Legt man paarweise positive Gleichspannung an die inneren bzw. äußeren Speicherelektroden, so wird das Ion horizontal aus dem Speicherpotentialminimum nach außen bzw. innen verschoben. Erfolgt die dortige Mikrobewegungsanregung gegenphasig zur Dipolanregung, so kann eine teilweise Aufhebung der Effekte erreicht werden, wie in Abbildung B.5d veranschaulicht.

Im hier dargestellten Aufbau werden die Kapazitäten und damit die anliegenden Spannungen durch den Einsatz zusätzlicher Trimmkondensatoren abgeglichen (siehe Abb. 2.6). Es erübrigt sich somit die Kompensationsgleichspannung.

Die Messung der in den Beobachtungsbereichen B1 und B2 auftretenden Ionenoszillationen erfolgt mit Hilfe einer RF-Korrelationsmethode, die in [Hof97] dargestellt wurde. Anschaulich beschrieben wird dabei das eingestrahelte Laserlicht im Ruhesystem des mit der Speicherfrequenz getriebenen Ions frequenzmoduliert, wodurch sich, wie in Abbildung B.6a) durch die rote Kurve gezeigt, eine Amplitudenmodulation der Fluoreszenzrate ergibt. Durch eine geringfügige Verkipfung der nahezu ausschließlich tangential in den Speicherring geführten Laserstrahlen bzw. durch die gegebene Kopplung der Freiheitsgrade

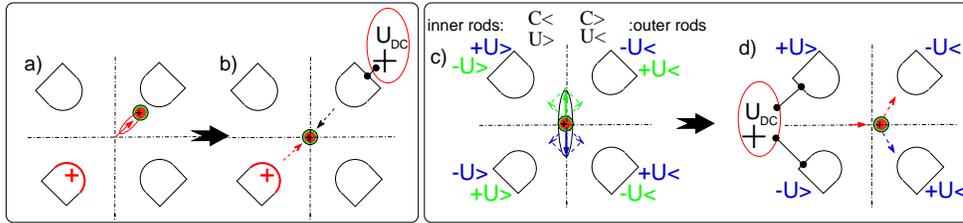


Abbildung B.5: Durch Störpotentiale werden Ionen aus dem mikrobewegungsfreien Speicherpotentialminimum gedrückt. a) Lokale Störungen, z.B. aufgrund von Kontaktpotentialen, führen zu Mikrobewegung, die wie in b) gezeigt durch Anlegung einer Gleichspannung an die gegenüberliegende Elektrode kompensiert werden kann. c) Ungleiche Kapazitäten der Speicherelektroden führen zu unterschiedlichen Spannungsamplituden. Folglich ergeben sich vertikale Oszillationen im resultierenden Dipolfeld. Blaue bzw. grüne Farbe steht für den Zeitpunkt jeweils maximaler bzw. minimaler Spannungsamplitude. Durch Anlegen einer positiven Gleichspannung an die inneren Speicherelektroden in d) erreicht man eine zur Dipolschwingung gegenphasige Mikrobewegungsanregung, die diese kompensieren kann. Das Ion bleibt außerhalb des Speicherpotentialminimums 'in Ruhe'.

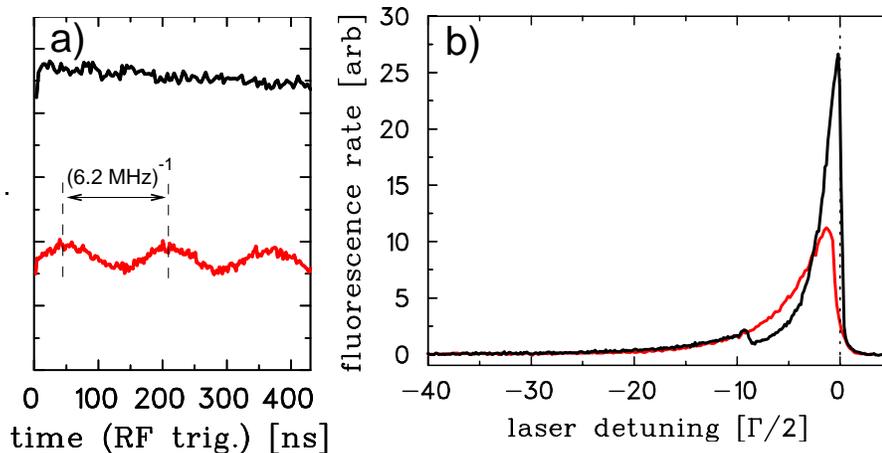


Abbildung B.6: a) Mit der Speicherfrequenz getriggerte Aufnahme des Fluoreszenzlichts der Ionen, gekühlt von einem Laser bei konstanter Frequenz gegen einen statischen Potentialwall zweier Driftröhren. Vor dem Abgleich der Kapazitäten der Speicherelektroden (rote Kurve) ist eine deutliche Modulation des Signals mit der Speicherfrequenz erkennbar, die nach dem Abgleich (schwarze Kurve) nicht mehr auftritt. b) Verstimmt man den Laser (wie in Abschnitt 3.1 näher erläutert) über die Ionenverteilung, so erkennt man eine Nichtkristalline (rote) bzw. die kristalline (schwarze) Signatur des Fluoreszenzlichtes. Erst nach der Kompensation der Dipolschwingung und der damit verbundenen Heizung durch Stöße ist eine Kristallisation der Ionenverteilung möglich. - Die beiden Datensätze (rot und schwarz) entsprechen dabei zwei unterschiedlichen Ionenensembles.

kann die transversale Schwingung somit sichtbar gemacht werden. Daß nicht lediglich die Kapazitäten lokal mit etwaigen Störpotentialen abge-

glichen wurden, wird aus der simultanen Optimierung in den beiden Beobachtungsbereichen B1 und B2 deutlich, in denen unabhängig voneinander für gleichermaßen ausgeschaltete Kompensationsspannung die Ionenoszillationen nicht mehr nachweisbar sind. Dipolschwingungen sind somit bis unter die Nachweisgrenze unterdrückt.

Trotzdem wird es entlang der Sollbahn des Speicherrings Bereiche geben, in denen lokale Störungen auftreten, die Ionen eine Ablage von der Sollbahn erfahren und damit Mikrobewegung auftritt. Für den Betrieb im Speichermodus bewirkt dies eine Aufheizung des Strahles. Daher wurde, wie in Kapitel 2 beschrieben, penibel auf die Minimierung der internen, aber auch durch die beschriebene symmetrische Beschaltung der externen Störpotentiale geachtet.

Eine Abschätzung der verbleibenden Heizleistung kann indirekt aus der Überlebenszeit ungekühlter kristalliner Strahlen abgeleitet werden (vgl. Abschnitt 3.2.1.3).

B.2 Vakuum

Der in diesem Experiment verwendete Vakuumrezipient ist aus bei 980°C wasserstofffrei geglühtem Edelstahl gefertigt und besitzt ein Gesamtvolumen von ca. 50l. Um den Anforderungen im UHV zu genügen, dürfen im Rezipienten lediglich Materialien wie Edelstahl (1.4429 bzw. 1.4404 ESU), sauerstofffreies Kupfer und als Isolatormaterial Al_2O_3 -Keramik verwendet werden, die drei materialspezifischen Reinigungsschritten im Ultraschallbad bei ca. 60°C unterzogen wurden (20 min alkalisches Bad³ für Edelstahl und Keramik, bzw. 20 min Bad in gesättigter Zitronensäure für Kupfer; 20 min Bad in Isopropanol; 20 min Bad in destilliertem Wasser und abschließendes Trocknen mit Stickstoffgebläse [Ben98]). In zwei Fällen wurden andere Materialien (Kapton-isolierte Drähte (siehe Abschnitt 2.1 bzw. eine Makor-Keramik (siehe Abschnitt 2.4.2)) verwendet, deren negativer Einfluß auf das UHV erfreulicher Weise zu vernachlässigen ist.

Durch einen die gesamte Apparatur aufnehmenden Umluft-Ofen (Eigenbau) wird ein von Temperaturfühlern (PT-100) überwachtes Ausheizen zur Beschleunigung der Desorption durchgeführt. Dabei wird die Temperatur mit einem Gradienten kleiner als $20^{\circ}\text{C}/\text{h}$ bis auf 210°C erhöht. Die Maximaltemperatur wird dabei durch die Schmelztemperatur des Lotes der mit dem Rezipienten verbundenen Fenster vorgegeben (305°C , Dichtigkeit garantiert bis 180°C). Nach fünftägigem Ausheizen erfolgt die Aktivierung des im Rezipienten befindlichen Non-Evaporable-Getter(NEG) durch Heizen dieses Modules auf 350°C für 5 h.

³Fa. Stamm, Berlin, 5% Tickopur R 33

Mußte das UHV im Rezipienten gebrochen werden, wurde stets mit reinem Stickstoff belüftet. Da das Stickstoffmolekül N_2 ungefähr die gleiche Größe wie ein Argonatom besitzt und Teilchen dieser Größe bevorzugt in Edelstahl eingelagert werden können, verhindert man die Kontamination des Rezipienten durch nur mit kleinem Wirkungsquerschnitt abpumpbares Edelgas [Ben98]. Zudem dringt zumindest kurzfristig weniger Wasserdampf in den Rezipienten, und die Oxidation der Oberflächen wird reduziert.

B.3 Atomofen und Elektronenkanone

B.3.0.4 Atomofen

Um die Funktionstüchtigkeit des mit ^{24}Mg -Folie befüllten Atomofens und der den Atomstrahl beschneidenden Blende zu testen, wurden Vorversuche im UHV (10^{-8} hPa) durchgeführt. In drei verschiedenen Abständen vor dem Atomofen wurde eine Al_2O_3 -Keramikscheibe mit einer Fläche von $20 \cdot 20 \text{ mm}^2$ dem verschiedenen Heizströmen entsprechenden Atomstrahl ausgesetzt. Durch Wägung des Ofens vor und nach dem Experiment wurden die Abdampfraten, durch Vermessung des sichtbaren Mg-Niederschlages auf der Keramik das Atomstrahlprofil bestimmt.

Befindet sich auf dem metallischem Magnesium eine Oxydschicht, so muß diese aufgrund ihres gegenüber metallischem Magnesium erhöhten Dampfdrucks in einem ersten Schritt bei einer zu hohen Temperatur abgedampft werden. Sowohl bei dem von uns getesteten Mg-Stäbchen natürlicher Isotopenzusammensetzung als auch bei unserer ^{24}Mg -Folie führte ein Heizstrom von 1.6 A zwar zu einem Abdampfen des Oxyds, jedoch wurden anschließend bis zu 20% des metallischen Magnesiums explosionsartig verdampft, was zu einer speckleartigen Beschichtung der Monitorkeramik führte. Dies bedingt einerseits eine stark verkürzte Betriebsdauer des Atomofens, verbunden mit einem notwendigen Nachfüllen und damit dem Brechen des UHV. Schwerwiegender sind die Folgen der Speckle-artigen Beschichtung der Speicherelektroden und Keramiken zu bewerten.

Selbst bei der vorherigen Behandlung des Magnesiums mit Zitronensäure, was zu einem Austausch der Oxyd-Schicht gegen eine Zitratschicht (bei einem Mg-Verlust von ca. 2%) kleineren Dampfdruckes führt, treten weiterhin durch anfängliches stärkeres Heizen explosive Abtragungen auf. Diese müssen einerseits aus dem Atomstrahl ausgeblendet, besser aber noch durch Betrieb bei minimalen Heizströmen vermieden werden.

Bei einem Heizstrom von 1.12 A über 48 h ergab sich eine abgedampfte Mg-Masse von $70 \mu\text{g}$, von der sich (ohne Einsatz von Blenden) $33 \mu\text{g}$ auf der Ke-

ramik niederschlugen. Aus den sich ergebenden Abdampfraten im Vergleich zu Literaturwerten [Ard64, Bir94] läßt sich auf eine Obergrenze der Verdampfungstemperatur von weniger 300 °C schließen, die durch den späteren Betrieb am Speicherring mit 1.09 A nochmals gesenkt wurde.

Das Atomstrahlprofil führte ohne Blende in einem Abstand von 8 mm zu einem kreisförmigen Niederschlag (angenommener gaußverteilter Dicke) eines Radius σ von ca. 2 mm. Unsere Blende des Durchmesseres 0.5 mm in einem Abstand von 20 mm vor dem Rohr kollimiert den Atomstrahl auf einen halben Öffnungswinkel von 1,7°, läßt somit nur ca. 0.5% des verdampften Magnesiums passieren. Dies wurde durch eine Messung des Strahlprofils mit Blende bestätigt. Eine weitere Verkleinerung der Blende kann zu ihrem Verschluß durch aufgedampftes Magnesium führen.

B.3.0.5 Elektronenkanone

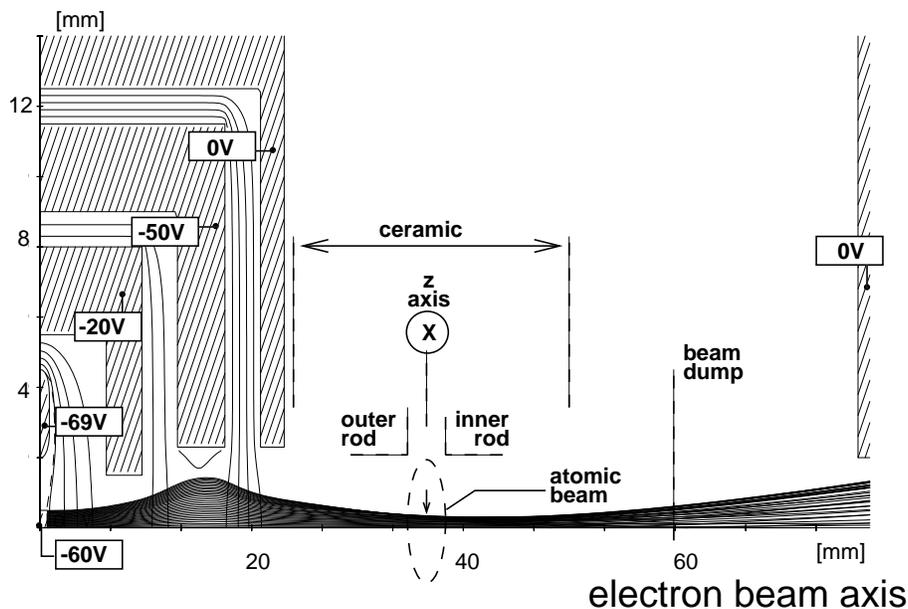


Abbildung B.7: Selbstkonsistente Simulation des Elektronenstrahls in der Elektronenkanone mit dem Code IGUN. Dargestellt sind die Konturen der Elektrodengeometrie mit den angelegten Potentialen, die Äquipotentiallinien und die Trajektorien der Elektronen unter Berücksichtigung ihrer gegenseitigen Wechselwirkung. Dies führt zu einem Elektronenstrom von $35 \mu\text{A}$. Zusätzlich wurde die Position der Speicherelektroden und die Sollbahn (z-Achse) des Ringes angedeutet. Durch die Geometrie der Kanone sowie die Abstimmung der Potentiale ergibt sich ein Fokus innerhalb des Speicherringes und ein Elektronenstrahlquerschnitt im Überlappbereich mit dem ^{24}Mg -Atomstrahl (Querschnitt durch gestrichelten Kreis angedeutet) von ca. 1 mm. Nach 60 mm wird der Elektronenstrahl, wie in Abbildung 2.8 dargestellt, von einer Elektrode aufgenommen und (anders als in der Simulation) geblockt.

Bei der Konstruktion der Elektronenkanone wurde berücksichtigt, daß der Stoßionisationswirkungsquerschnitt von Mg zu Mg^+ durch eine Reduktion der Elektronenenergie von 150 eV [Ard64, Bir94] auf 80 eV um einen Faktor drei ansteigt, während der Stoßionisationswirkungsquerschnitt von N_2 zu N_2^+ nahezu konstant bleibt [OAK70]. Nach der Reduktion der Dunkelionen durch Mg-Isotope um 20% beim Bau des Atomofens wird dadurch der Dunkelionenanteil durch N_2 -Ionisation um ca. 70% vermindert.

Bis zur endgültigen Fertigstellung der Elektronenkanone und ihrem Einbau im UHV wurden Vorversuche bezüglich des real extrahierbaren Elektronenstrahlstromes, des realen Strahlverlaufs sowie Vakuum- und Temperaturverträglichkeit mit dem Experiment getestet.

- Da thorierter Wolframdraht in Abhängigkeit von seiner Temperatur Thorium abdampft, wurde unthorierter und daher spröder Wolframdraht unter Verwendung eines Heißluftgebläses bei ca. 200 °C zu einer Kathodendrahtschleife (vgl. Abb. 2.10) gekrümmt.
- Um den in der Umgebung der bei ca. 1400 °C glühenden Drahtes (Heizstrom 3.8 A) extremen Bedingungen standzuhalten, wurde sowohl die ringförmige Pierce-Elektrode, als auch der erste Elektrodenzylinder aus Molybdän gefertigt, die Zylinder zwei und drei bestehen aus sauerstofffreiem Kupfer. Die Drei Zylinder sind zur Vermeidung von Toträumen beim Pumpen mit Bohrungen durchbrochen.
- Die Isolatorplatte, auf der die Elektroden unabhängig voneinander kontaktiert werden, konnten trotz der hohen Anforderungen an das Vakuum aus leichter und im Hause bearbeitbaren Makor (anstelle von Al_2O_3)-Keramik gefertigt werden.
- Der extrahierbare Elektronenstrom skaliert mit der Extraktionsspannung $(U_{z1}-U_c)^{3/2}$ (vgl. Abbildung 2.10), woraus auf den raumladungsbegrenzten Arbeitsbereich und damit auf die Gültigkeit der Simulationen mit dem Code IGUN⁴ (siehe Abb. B.7) geschlossen werden darf [Rao95].
- Da sich die Außenseite des Speicherrings nur ca. 30 mm vor dem Wolframdraht befindet, wurde die Aufheizung und damit die lokale Verformung des Speicherringes untersucht. Die Temperatur einer jeweils 3 mm vor der Elektronenkanone befindlichen dünne Keramik- bzw. Titan-Probe wurde mit einem aufgeklebten Meßfühler (Pt-100) ermittelt. Die Temperaturerhöhung von 20 °C auf 75° bzw. 70 °C nach 150 Minuten Bestrahlung

⁴CODE IGUN: Becker, Universität Frankfurt

unter realistischen Betriebsbedingungen führt auf einer maximal exponentierten Länge von 10 mm zu einer Materialausdehnung der Größenordnung $5\ \mu\text{m}$ und ist daher für die Präzision der Falle unbedenklich.

Nach Fertigstellung der Elektronenkanone wurde ihr Elektronenstrahlprofil in drei Abständen von 28, 33 und 39 mm mit einer 12fach segmentierten Elektrode vermessen. Durch eine nicht erhebliche Abänderung der durch Simulation erhaltenen Beschleunigungs- und Fokussierungspotentiale und der damit verbundenen Kompensation von den Potentialen an den Streifenelektroden des Speicherringes (ca. 50 V während des Ladevorganges zur Erzeugung der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Potentialmulde) und von Simulationsunzulänglichkeiten ergibt sich ein den Anforderungen genügendes Strahlprofil mit den drei unterschiedlichen Abständen gehörenden Strahlradien von 1 mm, 1 mm im Atomstrahlüberlapp bzw. 2 mm, bei einem Elektronenstrom von $40\ \mu\text{A}$. Damit ist gewährleistet, daß selbst bei geringfügiger Dejustage der Kanone ein ausreichender Elektronenstrom in dem Bereich des Ringes zur Verfügung steht, in dem die Ionisation zu einer Speicherung des Teilchens führt.

Anhang C

Ionentransport - Driftröhren

Ionentransport:

Die Entwicklung aus dem Fallenmodus in den Speicherringmodus kann bei PALLAS in diskreten Schritten erfolgen. Wie in Abschnitt 2.1 bereits dargestellt, kann durch Potentialdifferenzen an den Driftröhren ein elektrisches Feld entlang der Sollbahn erzeugt werden, das zum longitudinalen Einschluß der Ionen in einer Potentialmulde genutzt werden kann (vgl. Abb. 3.2) oder durch seine Verschiebung dem Ionentransport dient.

Einerseits kann aus der minimalen, zum Ionentransport benötigten Spannungsdifferenz an den Driftröhren auf die Höhe und Position von Störpotentialbarrieren geschlossen werden. Andererseits kann das Vorgehen zu einer Optimierung von Schaltzeiten bzw. Schaltamplituden genutzt werden.

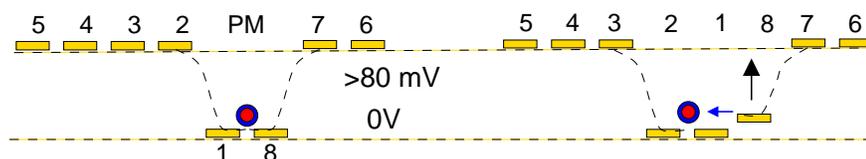


Abbildung C.1: Schematische Darstellung des diskreten Ionentransports. In Abb. a) wird das Ion in einer durch die Driftröhren erzeugten Potentialmulde im Beobachtungsbereich B1 gehalten und lasergekühlt (vgl. Abb. 3.2). Das Beschalten der Driftröhren mit ausreichender Spannung in dem durch Simulationen ermittelten und optimierten Zeitraum erlaubt dann in b) die schrittweise Verschiebung des Ions entlang der Sollbahn mit 100%iger Effizienz.

Wie in Abb. C.1 a am Bsp. von 8 Driftröhren gezeigt, kann ein Ion in der Potentialmulde in Beobachtungsbereich B1 gehalten werden, aber auch aus dem Wechselwirkungsbereich des Kühllasers transportiert werden. Erzeugt man erneut eine nun vorerst leere Potentialmulde im Beobachtungsbereich, kann man untersuchen, wie lange die Ionen ungekühlt in der verschobenen Potentialmulde gehalten werden können.

Als minimal notwendige Spannungsdifferenz ergeben sich beidseitig bis in den Ladebereich vor der Elektronenkanone 60 mV, um den Ladebereich passieren zu können 80 mV, bedingt durch unvermeidliche Kontaktpotentiale bzw. eine Störung des Speicherpotentials durch die unmittelbar am Ring befindliche Elektronenkanone. Dies entspricht einer minimalen Ionengeschwindigkeit im Strahlbetrieb von $v_z > 800$ m/s. Für Transportspannungen > 100 mV erhält man Transporteffizienzen von 100% und einen Einschluß der ungekühlten Ionen auf der Zeitskala von Minuten ($q \approx 0.2$; $\lambda \approx 2$ in der Potentialmulde).

Ionenbeschleunigung:

Nach der Optimierung des Transportprozesses kann das Ensemble zu höheren Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Dazu wird die in Abb. C.2 a gezeigte Potentialtreppenfunktion an die Driftröhren angelegt und mit den zu beschleunigenden Ionen „mitgefahren“. In Abb. C.2 b wird das Fluoreszenzspektrum

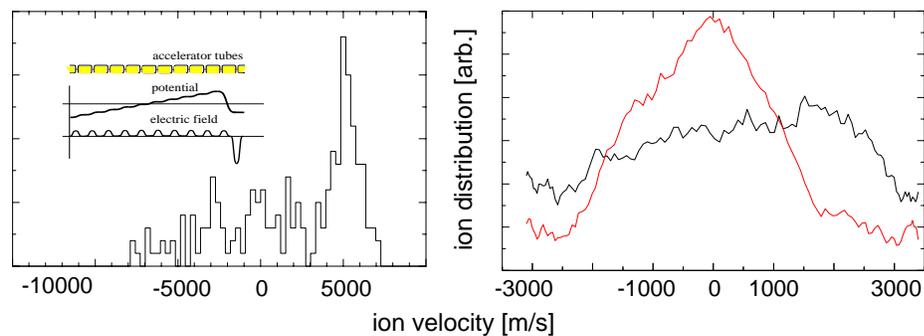


Abbildung C.2: a) Zeigt die MD-Simulation des Geschwindigkeitsspektrums eines Ionenensembles nach dem Beschleunigungsprozeß durch die an die Driftröhren angelegte Beschleunigungsspannung und das resultierende elektrische Feld. Mehr als 50% der Ionen aus dem thermischen Startensemble wurden auf eine Geschwindigkeit von 5000 ± 1000 m/s beschleunigt. b) Zeigt das Fluoreszenzspektrum eines thermischen $^{24}\text{Mg}^+$ Ionenensembles in PALLAS vor (rot) und nach der Beschleunigung (schwarz) auf 1000 m/s bei einem Heliumpartialdruck von 10^{-5} hPa.

eines thermischen $^{24}\text{Mg}^+$ Ionenensembles in PALLAS vor (rot) und nach der Beschleunigung über Driftröhren auf eine Endgeschwindigkeit von 1000 m/s bei einem Heliumpartialdruck von 10^{-5} hPa gezeigt. In ersten, bisher nicht fortgeführten Experimenten kann bereits eine Verschiebung des Zentrums der Geschwindigkeitsverteilung bei gleichzeitiger Aufheizung (zum Teil durch Stöße mit dem Puffergas) erreicht werden. Die Effizienz der Beschleunigung einer erheblichen Ionenanzahl, die sich folglich über einen weiten Bereich der Sollbahn und damit unterschiedliche Beschleunigungsfelder der Driftröhren erstreckt, wird effizienter durch Lichtdruck gewährleistet (vgl. Kapitel 3).

Zur Beschleunigung eines bereits gepulsten Strahls bieten die Driftröhren die Möglichkeit, eine weitere Beschleunigung bereits kristalliner Strahlpulse zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

- [Abr84] Abramowitz, M. & Stegun, I., *Handbook of Mathematical Functions* Verlag Harri Deutsch (1984).
- [Alek92] Aleksandrov, A.V. et al., *Europhys. Lett.* **18**, 151 (1992).
- [Ard64] Ardenne, M.v., *Tabellen zur Angewandten Physik* VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1964).
- [Avi93] Avilov, V.V. et al., *Phys. Rev.* **E 47**, 2019 (1993)
- [Bau80] Baus, M., Hansen, J.P., *Phys. Rep.* 59:1 (1980)
- [Ben98] Bender, priv.com., MPI Heidelberg, Tel: 0049/89/06221 516233
- [Bir92] Birkl, G., Kassner, S. & Walther, H., *Nature* **357**, 310 (1992).
- [Bir94] Birkl, G., Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1994).
- [Blo00] Block, M., Drakoudis, A., Leuthner, H., Seibert, P., Werth, G., *J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys.* **33**, L375 (2000).
- [Blu88] Blümel, R. et al., *Nature* **334**, 309 (1988).
- [Blu89] Blümel, R., Kappler, C., Quint, W., and Walther, H., *Phys. Rev. A* **40**, 808 (1989).
- [Bow99] Bowe, P. et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2071 (1999).
- [Bou85] Boussard, D., CERN Accelerator School (ed. Turner, S.), CERN Report 87-03, 416 (1987).
- [Bruck86] Bruck, H., *Circular Particle Accelerators*, La-TR-72-10 Rev., Los Alamos, reprint, MPI-K, Heidelberg, 1986.
- [Bry93] Bryant, P.J. & Johnson, K., *Circular Accelerators and Storage Rings*, Cambridge Univ. Press (1993).

- [Dan01] Danared, H., Källberg, A., Rensfeld, K.G., Simonsson, A., *Observations of ordered ion beams in cryring*, Proc. PAC 2001, Chicago (2001), PaperID TPPH165.
- [Day54] Dayton, I.E. et al., *Rev. Sci. Instrum.* **25**, 485 (1954).
- [Dehm67] Dehmelt, H.G., *Adv. At. Mol. Phys.* **3**, 53 (1967).
- [Dem93] Demtröder, W., *Laserspektroskopie*, Berlin Springer Verlag, (1993).
- [Den71] Denison, D.R. et al., *Vac. Sci. Techn.* **8**, 266 (1971).
- [Died87] Diedrich, F. et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2931-2934 (1987).
- [Drew98] Drewsen, M., Brodersen, C., Hornekaer, L., Hangst, J.S., Schiffer, J.P., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2878 (1998).
- [Drew00] Drewsen, M. et al., *Phys. Rev. A* **62**, 045401 (2000).
- [Dre01] Drewsen, M., priv. com., Aarhus Univ. (2001).
- [Dub90] Dubin, D., *Phys. Rev. A* **42**, 4972 (1990).
- [Dub93] D.H.E. Dubin, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2753 (1993).
- [Eis00] Eisenbarth, U. et al., *Hyp. Int.* **127**, 223 (2000).
- [Ell93] Ellison, T.J.P. et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 790 (1993).
- [Eri96] Maletic, D.M. & Ruggiero, A.G. (eds), *Proc. INFN Eloisatron Workshop on Crystalline Beams*, World Scientific (1996).
- [Goh95] P.K. Gosh, *Ion Traps*, Clarendon Press, Oxford (1995).
- [Hab86] Habs, D., In *Frontiers in Particle Beams, Proc. South Padre Island, Texas 1986*, ed. Month, M., Turner, S., Berlin Springer Verlag, 296 (1986).
- [Hab95] Habs, D. & Grimm, R., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 391 (1995).
- [Hak80] Haken, H., *Dynamics of Synergetic Systems*, Berlin Springer Verlag, (1980).
- [Han91] Hangst, J.S. et al., *Phys. Rev.* **67**, 1238 (1991).
- [Han92] Hangst, PhD-thesis, Argonne National Laboratory (1992).
- [Han93] Hangst, J.S., Nielsen, J.S., Poulsen, O., Schiffer, J.P., Shi, P., Wanner, B., in [Mont94], p. 343 (1993).

- [Has90] Hasse, R.W., & Schiffer, J.P., *Annals of Phys.* **203**, 419 (1990).
- [Has92] Hasse, R.W., *Phys. Rev. A* **46**, 5189 (1992).
- [Has99] Hasse, R.W., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3430 (1999).
- [Has01] Hasse, R.W., priv. com., GSI-Darmstadt (2001)
- [Hesiod700vC] Hesiod, *Hesiod Theogony*, [380] (700vC), translated by H.G.E. White
- [Hof97] Höffges, J., Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1997).
- [Hor98] Hornekaer, L., Drewsen, M., Brodersen, C., Hangst, J.S., Schiffer, J.P., *Hyp. Int.* **115**, 37 (1998).
- [Hor01] Hornekaer, L., Kjaergard, N., Thommesen, A.M. & Drewsen, M., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1994 (2001).
- [Ich82] Ichimaru, S. et al., *Rev. of Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).
- [Isi89] Isihara, A., *Solide State Phys.* 42:271 (1989)
- [Jack75] Jackson, J.D., *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons, New York, 697 (1975)
- [Jae01] Jäschke, E., Krämer, D., priv. com., BESSY II, Berlin (2001)
- [Jav80] Javanainen, J., Stenholm, S., *Appl. Phys.* **21**, 238 (1980).
- [Lau98] Lauer, I. et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2052 (1998).
- [Lotz70] Lotz, W., *Z. Phys.* **232**, 101 (1970).
- [Lun99] Lunny, D., Moore, R.B., *Int. J. Mass. Spectrom.* **190/191**, 153 (1999).
- [Kja01] Kjaergard, N., Ph.D. thesis, Aarhus Univ. (2001).
- [Mad99] Madsen, N. et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4301 (1999).
- [Mad98] Madsen, N., PhD-thesis, Aarhus Univ. (1998)
- [May00] Mayer, H.J., priv. com., LMU München
- [Met99] Metcalf, H.J. & van der Straten, P., *Laser Cooling and Trapping*, Springer (1999).
- [Mies94] Miesner, H.J. et al., *Int. Conf. on Atomic Physics, 14th Boulder* (1994).

- [Mies96] Miesner, H.J. et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 623 (1996).
- [Mer68] Mermin ND., *Phys. Rev.*, **176** 250 (1968)
- [Moll97] Moller, S., P., *Nucl. Instrum. Meth. A* **394**, 281 (1997).
- [Mont94] Bosser, J., (ed.), *Workshop on Beam Cooling and Related Topics*, Montreux, Switzerland, 1993, CERN Rep. 94-03 (1994).
- [Nae98] Nägerl, H.C., Bechter, W., Eschner, J., Schmidt-Kaler, F., Blatt, R., *Applied Phys. B* **66**, 603 (1998).
- [OAK70] Carlson, T.A., *Comprehensive calculation of ionization potentials and binding energies for multiply-charged ions*, OAK Ridge National Laboratory, Tennessee (1970).
- [Par80] Parkhomchuk, V., *Review of Electron Cooling Investigation at the Novosibirsk INP*. in [Eri96], pp. 409.
and Pestrikov, D.V., Schottky Spectra and Crystalline Beams. In *ibid.* 275.
- [Paul53] Paul, W., Steinwedel, H., *Zeitschr. Naturforscher* **8a**, 448 (1953).
- [Paul55] Paul, W., Raether, M., *Z. Phys.* **140**, 262 (1955).
- [Paul58] Paul, W., Reinhard, U., *Z. Phys.* **152**, 143 (1958).
- [Paul64] Drees, J., Paul, W., *Z. Phys.* **180**, 340 (1964).
- [Peik98] Peik, E., priv. com., MPQ München jetzt: PTB Braunschweig
- [Phil92] Phillips, W.D., *Proceedings of the international school of physics Enrico Fermi Course CXVIII*, Italy, 1992, edited by E. Arimondo, 289 (1992).
- [Piw87] Piwinsky, A., CERN Accelerator School (ed. Turner, S.), CERN Report 87-03, 402 (1987).
- [Pod99] Podlech, C., Diplomarbeit, LMU-München (1999).
- [Pri99] Primack, H., Blümel, R., *Phys. Rev. E* **60**, 957 (1999).
- [Rah86] Rahman, A. & Schiffer, J.P., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1133 (1986).
- [Rai92] Raizen, M.G. et al., *Phys. Rev. A* **45**, 6493 (1992).
- [Rao95] Rao, R., Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995).
- [Ria95] Riabko, A. et al., *Phys. Rev. E* **51**, 3529 (1995).

- [Rop95] Ropert, A., CERN Accelerator School (ed. Turner, S.), CERN Report 95-06, 783 (1995).
- [Rug99] Ruggiero, A.G., *Proc. Part. Acc. Conf.* (eds Luccio, A., MacKay, W.), 3731 (1999).
- [Schat99] Schätz, T., Habs, D., Podlech, C., Wei, J. & Schramm, U., *Proc. Workshop on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics* (eds Dubin, D., Schneider, D.) *AIP Conf. Proc.* **457**, 269 (1999).
- [Schat01] Schätz, T., Schramm, U., Habs, D., *Nature* **412**, 717 (2001).
- [Sche99] Scheffel, M., *Untersuchung orts-und zeitaufgelösender Mehrteilchendetektoren mit Laserpulsen*, Diplomarbeit, MPIH-V17-1999
- [Schif85] Schiffer, J.P., & Kienle, P., *Z. Phys.* **A321**, 181 (1985).
- [Schif88] Schiffer, J.P., Rahman, A., *A. Z. Phys. A* **331**, 71 (1988).
- [Schif93] J.P. Schiffer, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 818 (1993).
- [Schif96] Schiffer, J.P., "The Physics of Crystalline Beams", in [Eri96], p. 217.
- [Schif00] Schiffer, J.P., Drewsen, M., Hangst, J. & Hornekaer, L., *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **97**, 10697-10700 (2000)
- [Schr01] Schramm, U., Schätz, T., Habs, D., in *Applications of Accelerators in Research and Industry*, J.L. Duggan, (edt.), *AIP Conf. Proc.* **576**, 667 (2001).
- [Schr01b] U. Schramm, T. Schätz, D. Habs, *Phys. Rev. Lett.* **87** 184801 (2001).
- [1] Schramm, U., Schätz, T., Habs, D., *Phys. Rev. Lett.* submitted (2001).
- [Schro90] Schröder, S. et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2901 (1990).
- [Sla80] Slattery, W.L. et al., *Phys. Rev. A* **21**, 2087 (1980).
- [Sor87] Sorensen, HA., CERN Accelerator School (ed. Bossert, J.), CERN Report 87-10, 135 (1987).
- [Spr95] Spreiter, Q., Seurer, M. & Toepffer, C., *Nucl. Instr. Meth.* **A 364**, 239 (1995).
- [Ste96] Steck, M. et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3803 (1996).
- [Str90] Stringfellow, G.S. et al. *Phys. Rev. A.* 41:1105 (1990)

- [Seu96] Seurer, M., Spreiter, Q., Toepffer, C., *IBS in Dense and Cold Beams*, in [Eri96], p. 311.
- [Taw85] Tawara, H., Kato, T., Ohnishi, M., Nagoya Univ. Report IPPJ-AM-37 (1985).
- [Wei94] Wei, J., Sessler, A., *Brookhaven Natl. Lab. Rep. BNL-52439* (1994).
- [Wei96] Wei, J., A. Dräsecke, X.-P. Li, A. Sessler, “Diverse Topics in Crystalline Beams”, in [Eri96], p. 229 (1996).
- [Wei98] Wei, J., Okamoto, H. & Sessler, A.M., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2606 (1998).
- [Weis78] Weissbluth, M., *Atoms and Molecules*, Academic Press, London (1978)
- [Wig38] Wigner, E.P., *Trans. Faraday Soc.* 34:678 (1938)
- [Wil92] Wille, K., *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner-Verlag Stuttgart (1992)
- [Wine87] Wineland, D. et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2935 (1987).
- [Wuer59] Wuerker, R.F. et al., *J. Appl. Phys.* **30**, 342 (1959).

Publikationen:

Im Rahmen dieser Arbeit sind folgende Veröffentlichungen entstanden:

Stability of crystalline ion beams,

T. SCHÄTZ, U. Schramm und D. Habs,
Proc. Int. Conf. on SStored Particles and Fundamental Physics", Aarhus,Denmark,
08-13 Sept. 2001, J. Hangst (Ed.),
submitted to Hyperfine Interactions (10/2001)

Three-dimensional Crystalline Ion Beams,

U. Schramm, T. SCHÄTZ, and D. Habs,
submitted to Phys. Rev. Lett. (10/2001)

Crystalline Ion Beams in the RF Quadrupole Storage Ring PALLAS,

U. Schramm, T. SCHÄTZ, and D. Habs,
Proc. 4th Int. Conf. on Non-Neutral Plasma Physics", La Jolla (UCSD), CA/USA
8/2001, F. Anderegg, L. Schweihard, C.F. Driscoll (Eds.)
AIP Conf. Proc. in press (1/2002)

Bunched Crystalline Ion Beams,

U. Schramm, T. SCHÄTZ, and D. Habs,
Phys. Rev. Lett. **87**, 184801 (2001)

Crystalline Ion Beams,

T. SCHÄTZ, U. Schramm, & D. Habs,
Nature **412**, 717–720 (2001)

Towards crystalline ion beams - the PALLAS ring trap,

T. SCHÄTZ, D. Habs, C. Podlech J. Wei and U. Schramm,
Proc. Int. Conf. on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics", Mon-
terey/CA, USA, Aug. 31.-Sept. 4 1998, D. Dubin, D. Schneider (Eds.),
AIP Conf. Proc. (Woodbury) **457**, 269–273 (1999)

Experimental approaches to crystalline ion beams,

T. SCHÄTZ, U. Schramm, D. Habs,
Proc. 3rd Euroconf. on Atomic Physics with Stored Highly Charged Ions", Ferrara,
Italy, Sept. 22.-26. 1997, R. Calabrese, G. Moi (Eds.),
Hyperfine Interactions **115**, 29–36 (1998)

Crystalline ion beams

T. Schätz, U. Schramm & D. Habs

Sektion Physik, LMU München, D-85748 Garching, Germany

By freezing out the motion between particles in a high-energy storage ring, it should be possible¹⁻⁴ to create threads of ions, offering research opportunities beyond the realm of standard accelerator physics. The usual heating due to intra-beam collisions should completely vanish, giving rise to a state of unprecedented brilliance. Despite a continuous improvement of beam cooling techniques, such as electron cooling and laser cooling, the ultimate goal⁵ of beam crystallization has not yet been reached in high-energy storage rings. Electron-cooled dilute beams of highly charged ions show liquid-like order^{6,7} with unique applications⁸. An experiment⁹ using laser cooling^{9,10} suggested a reduction of intra-beam heating, although the results were ambiguous. Here we demonstrate the crystallization of laser-cooled Mg⁺ beams circulating in the radiofrequency quadrupole storage ring PALLAS^{11,12} at a velocity of 2,800 m s⁻¹, which corresponds to a beam energy of 1 eV. A sudden collapse of the transverse beam size and the low longitudinal velocity spread clearly indicate the phase transition. The continuous ring-shaped crystalline beam shows exceptional stability, surviving for more than 3,000 revolutions without cooling.

In ion storage rings¹³, gaseous ion beams are heated through scattering within the beam. In combination with the varying focusing and bending elements, this mechanism couples part of the beam energy into the random ion motion. Cooling increases the phase-space density of the beam, and further amplifies the scattering rate¹⁴. In high-energy rings, this vicious circle can only be overcome by increasing the number of focusing sections¹⁵, or, in practice, by choosing a sufficiently low density of stored ions⁵. Recently, space-charge-limited densities have been reached¹⁰, but no beam crystallization has been observed so far, in striking contrast to the routine generation of elongated ion crystals at rest in linear^{16,17} and ring traps^{12,18}. As an illustration, in Fig. 1 we present images of ion crystals at rest¹², gained with our storage ring PALLAS (Paul laser cooling acceleration system), described below. Ions remain ordered because their mutual Coulomb repulsion overcomes their mean kinetic energy. The overall Coulomb repulsion is compensated by an external parabolic trapping potential ψ . The formation of the crystalline structure is well understood^{4,17-20}. It develops from a linear chain of ions over a zig-zag band to three-dimensional helices when the linear ion density¹⁹ λ is increased, either by adding more ions or by reducing the confining potential.

The difference between the behaviour in storage rings and traps might be caused by the predicted excitation of ion crystals passing through the periodic bending and focusing sections of a ring²⁰⁻²². To bridge this gap and experimentally elucidate the conditions necessary for obtaining crystalline beams in high-energy rings, we

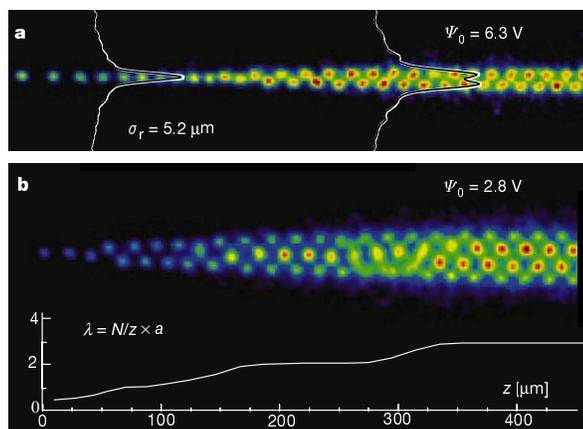


Figure 1 Images of ion crystals at rest in PALLAS. False colours reflect the fluorescence intensity of individual ions. The ions are longitudinally confined in a weak static potential¹² which is generated by the two drift tubes, highlighted in Fig. 2. The crystal becomes more complex when the linear ion density $\lambda = (N/z) \times a$, N denoting the number of particles and a the Wigner–Seitz radius¹⁹, increases with lowered confining potential ψ_0 from **a** to **b** or when it increases stepwise along the axis z because of the weak longitudinal confinement, as illustrated in **b**. The radius $\sigma_r = 5.2 \mu\text{m}$ of the linear ion string mainly reflects the overall spatial resolution (integration time 0.4 s).

constructed the low-energy radio frequency (r.f.) quadrupole storage ring PALLAS¹¹, which resembles a linear Paul trap, bent in a circle¹⁸ (see Fig. 2). Sixteen individual drift tubes enclose the quadrupole rods and can be used to transport and position ions along the orbit¹². Care has been taken to keep potential distortions on axis below 100 meV and to provide perfect grounding of the drift tubes to facilitate ion acceleration and to reduce heating due to longitudinal excitations. Radial confinement is achieved by applying an r.f. voltage $U_0 \cos(\Omega t)$ of a typical amplitude $U_0 = 200 \text{ V}$ and frequency $\Omega = 2\pi \times 6.3 \text{ MHz}$ between the quadrupole ring electrodes. Stored ions experience a harmonic pseudo-potential $\psi(r) = \psi_0 r^2 / r_0^2$ with a depth of $\psi_0 = eU_0^2 / 4m\Omega^2 r_0^2 = 4 \text{ V}$, where e and m stand for the ion charge and mass of the $^{24}\text{Mg}^+$ ions and

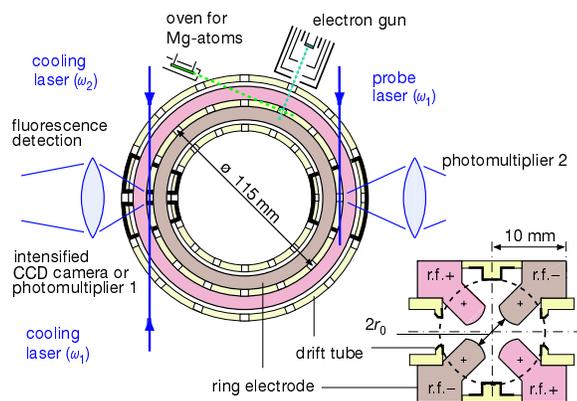


Figure 2 Axial and radial cut through the r.f. quadrupole storage ring PALLAS. The length of the orbit enclosed by the ring-shaped quadrupole electrodes is 0.36 m. Sixteen drift tubes are distributed around the ring, which can be powered individually. The drift tubes at the two opposite locations for laser cooling and laser probing are highlighted. To load the ring, ^{24}Mg atoms are ionized inside the trapping volume by electron bombardment.

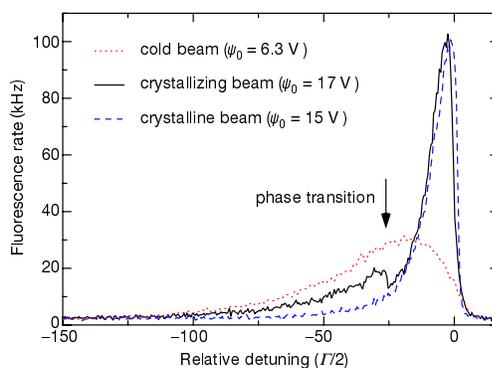


Figure 3 Fluorescence rate of the ion beam as a function of the frequency detuning of the co-propagating laser. The detuning is given in terms of half the natural transition linewidth ($\Gamma = 2\pi \times 42.7 \text{ MHz}$). The laser is slowly (4 s) tuned towards the resonance with the counter-propagating laser at fixed frequency, which defines the nominal ion velocity of $2,800 \text{ m s}^{-1}$. The beam contained 18,000 $^{24}\text{Mg}^+$ ions, as deduced from the fluorescence rate which was calibrated against the ion crystal at rest. The marked discontinuity in the solid curve (arrow) is characteristic of the phase transition to the crystalline beam.

$r_0 = 2.5 \text{ mm}$ for the aperture radius. The oscillation of ions in this confining pseudo-potential corresponds to the betatron oscillation¹³ of ions in a high-energy ring, and the period of the time-varying potential corresponds to its discrete focusing sections. For the given parameters, the number of betatron oscillations per round trip Q , which characterizes the focusing conditions, amounts to $Q = 50$. The ion velocity spread is reduced by means of standard laser cooling, exploiting the Doppler-shifted $3s^2S_{1/2} - 3p^2P_{3/2}$ transition of the moving $^{24}\text{Mg}^+$ ions.

Ions are accelerated by the light pressure of the continuously tuned co-propagating laser (force $+F_1$). The final beam velocity of $v = 2,800 \text{ m s}^{-1}$ is defined by the counter-propagating and thus decelerating laser ($-F_2$), kept at fixed frequency. The longitudinal velocity spread of the beam is reduced by the dispersive character of the combined laser force ($F_1 - F_2$). The typical behaviour of a circulating cold ion beam is shown by the dotted curve in Fig. 3. As the detuning of the co-propagating laser is decreased, the fluorescence rate increases. Then, as it approaches the resonance, the forces start to compensate and the rate drops off again. Increasing the confining potential markedly changes the behaviour (solid curve). Here the fluorescence at first follows the previous curve, then decreases abruptly, and subsequently rises to a sharp peak whose width is dominated by the saturation-broadened linewidth of the transition. This signature of an abrupt decrease has been previously observed in ion traps²³ and indicates the phase transition to the crystalline state. After a slight reduction of the potential, the phase transition can no longer be resolved (dashed curve). This behaviour suggests that the ions are confined strongly enough to form the string but do not experience unnecessary r.f. heating, which is responsible for the visibility of the phase transition.

Additionally, the phase transition is pinpointed by a sudden decrease of the transverse beam size (Fig. 4a, b). A comparison of the spatial profile with that in Fig. 1a specifies the formation of a circulating ion string. The number of particles in the string (18,000) was deduced from the overall fluorescence yield and denotes a mean interparticle distance of $d \approx 20 \mu\text{m}$ ($\lambda = 0.4$). The beam radius σ_r corresponds to an initial transverse temperature of $T_{\perp} = 30 \text{ K}$ for the gaseous and $T_{\perp} < 0.4 \text{ K}$ (resolution-limited) for the crystalline beam. The longitudinal velocity spread of the beam was probed opposite to the cooling section (see Fig. 2). The line profiles in Fig. 4c and d reveal a width of the velocity distribution of 4 m s^{-1} ($T_{\parallel} = 50 \text{ mK}$) for the cold gaseous beam and less than 1 m s^{-1}

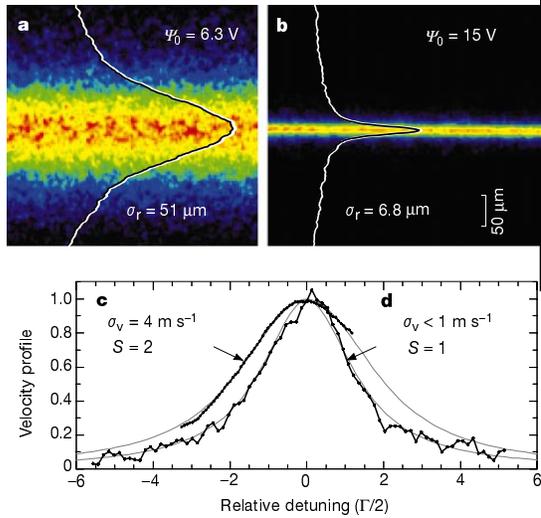


Figure 4 Transverse beam profiles and velocity profiles before (a, c) and after (b, d) the phase transition. The transition is induced by increasing the radial focusing strength Ψ_0 , forcing the ions, already sufficiently cold, into the linear string. To prove the longitudinal velocity distribution, the ions are periodically velocity shifted by the pair of drift tubes shown in Fig. 2 (amplitude $\sim 60 \text{ mV}$, frequency 1 Hz). By use of the Doppler effect they are tuned over the resonance with the fixed frequency probe laser and the fluorescence rate is recorded. Voigt-profiles (grey lines) were fitted to disentangle the Doppler contribution σ_v for the two measurements from the saturation-broadened width of the transition (S denotes the saturation).

($T_{\perp} < 3 \text{ mK}$) for the crystalline beam. The inter-ion coupling strength is usually described by the plasma parameter $\Gamma_p = (e^2/4\pi\epsilon_0 d)(1/kT)$, the ratio of the mutual potential energy of ions to their mean thermal energy kT . In the longitudinal direction, Γ_p is 250 for the circulating ion string. It even exceeds the theoretical threshold of 180 which is required for the formation of three-dimensional ion crystals^{20,24}. The independent measurement of the transverse temperature of the crystal reveals a value of $\Gamma_p > 2$, consistent with the longitudinal value and pointing to the strongly coupled regime¹⁵, where both components have to be identical. So the full phase-space density has been determined to increase by a factor of at least 10^4 and, assuming $T_{\perp} = T_{\parallel}$, beyond 10^6 in the phase transition.

One of the outstanding properties of ion crystals is their elasticity which leads to a strong suppression of the coupling of the periodic r.f. motion into random thermal motion²⁵. Under continuous laser cooling, circulating ion strings were observed to survive for many hours without any significant ion loss. For the study of heating rates, both cooling lasers were simultaneously blocked for a given period of time. The lasers were unblocked and the remaining fluorescence rate was measured. For the ion crystals at rest (Fig. 1b), the fluorescence rate immediately reappears at its full strength for blocking periods of up to 90 s (Fig. 5, upper frame). This indicates the persistence of the crystalline state. In contrast, after a blocking time of 250 s the fluorescence rate is characteristic for the gaseous cloud. The survival time of 6×10^8 r.f. periods reasonably coincides with simulations²⁵ of ion crystal stability in time-varying potentials. A similar procedure for the crystalline ion beam also results in an immediate restoration of the fluorescence signal after 40 ms of blocking the lasers (Fig. 5d). After a period of 400 ms (Fig. 5e) the signal reappears at a level of 50%, a signal rate that reflects the survival of a less dense crystalline beam. Moreover, the signal fully recovers on a millisecond timescale. We therefore suggest that a two-phase regime is formed, in which a string of decreased ion number

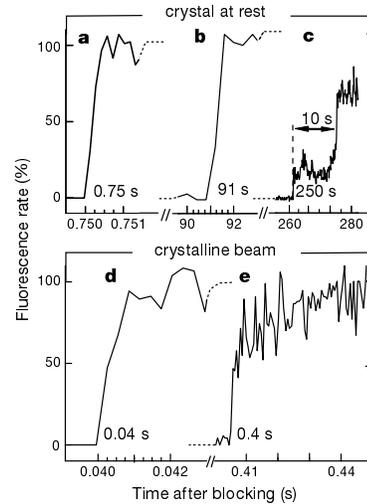


Figure 5 Fluorescence signal of the ion crystal at rest and the crystalline beam after blocking and unblocking the cooling lasers. The crystal at rest (a–c) survives blocking periods of the order of seconds to minutes, where for a the time resolution of $250 \mu\text{s}$ excludes the possibility of melting and subsequent re-crystallization within the rise-time of the fluorescence signal. For the blocking period of 250 s the crystal melts (c) and re-crystallizes after 10 s of cooling on a timescale of seconds. The crystalline beam shows an instantaneous recovery after 40 ms (d). After blocking the cooling for 400 ms (e), the count rate jumps back to 50% of the initial level and fully recovers within 10 ms.

survives and a cold beam halo has to be rearranged into the crystalline beam.

The realization of the circulating ion string and the prospect of attaining vertical zig-zag and helical structures in PALLAS should allow experimental investigation of many questions concerning the formation of ion crystals in high-energy rings, currently known only from simulations. The problem of shear and the potential necessity of cooling to constant angular velocity, as well as the complex interplay between the ion crystal and the periodic focusing of the ring^{21,22}, can be addressed in PALLAS and directly transferred to large-scale rings¹¹. The drift tubes can be used to alter the focusing conditions and the velocity can at present be varied between 10^3 and 10^4 m s^{-1} . Bunching of an ion beam, one important feature of high-energy rings, has also been studied and will be reported elsewhere. □

Received 20 April; accepted 24 June 2001.

1. Parkhomchuk, V. in *Crystalline Beams and Related Issues* (eds Maletic, D. M. & Ruggiero, A. G.) 409–420 (World Scientific, Singapore, 1996).
2. Pestrikov, D. V. in *Crystalline Beams and Related Issues* (eds Maletic, D. M. & Ruggiero, A. G.) 275–294 (World Scientific, Singapore, 1996).
3. Schiffer, J. P. & Kienle, P. Could there be an ordered condensed state in beams of fully stripped heavy ions. *Z. Phys. A* **321**, 181 (1985).
4. Rahman, A. & Schiffer, J. P. Structure of a one-component plasma in an external field. A molecular-dynamics study of particle arrangement in a heavy-ion storage ring. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1133–1136 (1986).
5. Eisenbarth, U. *et al.* Anomalous behaviour of laser-cooled fast ion beams. *Hyperfine Interact.* **127**, 223–235 (2000).
6. Steck, M. *et al.* Anomalous temperature reduction of electron-cooled heavy ion beams in the storage ring ESR. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3803–3806 (1996).
7. Hasse, R. W. Theoretical verification of Coulomb order of ions in a storage ring. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3430–3433 (1999).
8. Radon, T. *et al.* Schottky mass measurements of stored and cooled neutron-deficient projectile fragments in the element range of 57. *Nucl. Phys. A* **677**, 75–99 (2000).
9. Lauer, I. *et al.* Transverse laser cooling of a fast stored ion beam through dispersive coupling. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2052–2055 (1998).
10. Madsen, N. *et al.* Density limitations in a stored laser-cooled ion beam. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4301–4304 (1999).
11. Schätz, T., Habs, D., Podlech, C., Wei, J. & Schramm, U. Towards crystalline ion beams—the PALLAS

- ring trap. in *Proc. Workshop on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics* (eds Dubin, D. & Schneider, D.) *AIP Conf. Proc.* **457**, 269–273 (1999).
12. Schramm, U., Schätz, T. & Habs, D. in *Proc. Conf. on Appl. of Acc. in Research and Industry* (eds Duggan, J. L.) *AIP Conf. Proc.* **576** (in the press).
 13. Bryant, P. J. & Johnson, K. *Circular Accelerators and Storage Rings* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993).
 14. Spreiter, Q., Seurer, M. & Toepffer, C. Relaxation in a strongly coupled particle beam. *Nucl. Instrum. Methods A* **364**, 239–242 (1995).
 15. Seurer, M., Spreiter, Q. & Toepffer, C. in *Crystalline Beams and Related Issues* (eds Maletic, D. M. & Ruggiero, A. G.) 311–328 (World Scientific, Singapore, 1996).
 16. Raizen, M. G. *et al.* Ionic crystals in a linear Paul trap. *Phys. Rev. A* **45**, 6493–6501 (1992).
 17. Drewsen, M., Brodersen, C., Hornekaer, L., Hangst, J. S. & Schiffer, J. P. Large ion crystals in a linear Paul trap. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2878–2881 (1998).
 18. Birkel, G., Kassner, S. & Walther, H. Multiple-shell structures of laser-cooled Mg-ions in a quadrupole storage ring. *Nature* **357**, 310–313 (1992).
 19. Hasse, R. W. & Schiffer, J. P. The structure of the cylindrically confined Coulomb lattice. *Ann. Phys.* **203**, 419–448 (1990).
 20. Habs, D. & Grimm, R. Crystalline ion beams. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 391–428 (1995).
 21. Schiffer, J. P. in *Crystalline Beams and Related Issues* (eds Maletic, D. M. & Ruggiero, A. G.) 217–228 (World Scientific, Singapore, 1996).
 22. Wei, J., Okamoto, H. & Sessler, A. M. Necessary conditions for attaining a crystalline beam. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2606–2609 (1998).
 23. Blümel, R. *et al.* Phase transitions of stored laser-cooled ions. *Nature* **334**, 309–313 (1988).
 24. Dubin, D. H. E. First-order anharmonic correction to the free energy of a Coulomb-crystal in periodic boundary conditions. *Phys. Rev. A* **42**, 4972–4982 (1990).
 25. Schiffer, J. P., Drewsen, M., Hangst, J. & Hornekaer, L. Temperature, ordering, and equilibrium with time-dependent forces. *Proc. Natl Acad. Sci. USA* **97**, 10697–10700 (2000).

Acknowledgements

We thank R. Neugart for technical support, and P. Kienle and H. Walther for discussions. The work was partially funded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft and the Maier Leibnitz Labor.

Correspondence and requests for material should be addressed to U.S.
(e-mail: ulrich.schramm@physik.uni-muenchen.de).

Bunched Crystalline Ion Beams

U. Schramm, T. Schätz, and D. Habs

Ludwig-Maximilians-Universität München, Sektion Physik, D-85748 Garching, Germany

(Received 10 July 2001; published 11 October 2001)

We report on the realization of bunched crystalline ion beams in a tabletop quadrupole storage ring. The phase transition of the beam, laser-cooled at an energy of 1 eV, is observed as a sudden drop in the transverse beam size. The crystalline beam evolves from a linear string of ions to a vertical zigzag band when the bunch is longitudinally compressed. Bunched and coasting beams show similar properties close to the phase transition. Here, the spatial beam profile exhibits an unexpected two-component distribution, possibly due to a phase mixing process.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.184801

PACS numbers: 29.20.Dh, 41.75.-i, 52.27.Gr

In a crystalline ion beam [1], individual ions are arranged to periodic order due to their mutual Coulomb repulsion, provided that their thermal energy is sufficiently reduced. These completely space-charge dominated beams strongly decouple from external heat sources, which allows ultimate brilliance and stability [2,3]. We recently realized a coasting crystalline string of Mg^+ ions at a beam energy of 1 eV in the tabletop rf quadrupole storage ring PALLAS [4]. Here, we focus on the dynamics of bunched laser-cooled beams [5]. Bunching, the periodic longitudinal modulation of ion beams, is of great relevance for beam acceleration and longitudinal beam compression [6] in high-energy particle accelerators and storage rings.

The storage ring PALLAS, sketched in Fig. 1, can be considered as a ring-shaped quadrupole ion guide [4,7–9]. The bending radius of the ring amounts to $C/2\pi = 57.5$ mm at an aperture of the quadrupole structure of $r_0 = 2.5$ mm. For transverse confinement and bending of the ion beam, a typical rf voltage $U_{\text{rf}} = 350$ V at a frequency $\Omega = 2\pi \times 6.3$ MHz is applied between the quadrupole electrodes. The resulting harmonic pseudopotential $\Psi(r) = qU_{\text{rf}}/8 \times (r/r_0)^2$ is characterized by the stability parameter $q = 2eU_{\text{rf}}/m\Omega^2 r_0^2 \approx 0.28$, where e and m stand for the charge and mass of the $^{24}\text{Mg}^+$ ion [10]. The corresponding single-particle secular frequency amounts to $\omega_{\text{sec}} = q\Omega/\sqrt{8} = 2\pi \times 625$ kHz. This transverse oscillation is equivalent to the betatron oscillation [6] of particles in a synchrotron with its alternating focusing and defocusing magnets, which, in the quadrupole ring, are represented by the alternating phase of the rf voltage. The focusing conditions of a beam of velocity $v \approx 2550$ m/s are described by the number of oscillations per round-trip $Q = (\omega_{\text{sec}}/2\pi) \times (C/v) \approx 90$ and the number of focusing sections $(\Omega/2\pi) \times (C/v) \approx 900$. Both quantities can be varied to investigate their influence on the stability of crystalline beams [3,11]. PALLAS is surrounded by 16 drift tubes for the manipulation of the longitudinal position of the ions. Their voltage penetration at the closed orbit amounts to 0.5% [8]. To load the ring, a weak beam of ^{24}Mg atoms is ionized inside the trapping volume by a focused electron beam. Simultaneously, the ions are Doppler cooled on the closed $3s^2S_{1/2}-3p^2P_{3/2}$

transition. Two frequency doubled dye lasers provide the required wavelength of 280 nm at an intensity close to saturation. The resonance fluorescence is recorded either with a fast photomultiplier or imaged with an intensified CCD camera [4,9].

For the acceleration of laser-cooled ^{24}Mg ions, the frequency of the copropagating laser ω_1 is continuously increased at a tuning rate of 5 GHz/s [4]. The counter-propagating laser is kept at a fixed frequency ω_2 which in this paper determines the velocity of the circulating ion beam to $v \approx 2550$ m/s. For a longitudinal modulation of the ion beam, an ac voltage $U_0 \cos(2\pi\nu_b t)$ is applied to one of the drift tubes. In the comoving frame, it exerts a position dependent force when tuned to a harmonic number h of the revolution frequency ν/C [6]. Ions that do not exactly match the synchronous velocity $v_s = C\nu_b/h$ perform synchrotron oscillations in the corresponding pseudopotential, the bucket. Because of the effective length of the drift tubes of $L = 22$ mm, the phase of the external voltage changes significantly during the passage of the ion. The energy transfer per passage amounts to $eU_b \cos(2\pi\nu_b t)$ with an effective amplitude of $U_b = 2U_0 \sin(\pi hL/C)$. The resulting bucket is characterized by its velocity acceptance $\Delta v_{\text{sep}} = (2eU_b/\pi mh)^{1/2}$ or by its synchrotron frequency $\nu_{\text{syn}} = \nu_b \Delta v_{\text{sep}}/2v_s$. For

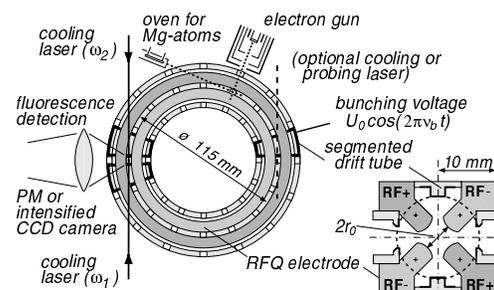


FIG. 1. Axial and radial cut through the rf quadrupole storage ring PALLAS. The circumference of the orbit amounts to $C = 361$ mm. Sixteen segmented drift tubes are distributed around the ring. The accented tubes can be used to localize ions in the laser cooling section or to bunch an ion beam.

$U_b = 25$ mV and $\nu_b \approx 40$ kHz, the fluorescence rate emitted by the laser accelerated ion beam is shown in Fig. 2a as a function of the rising beam velocity. The rate exhibits pronounced peaks at velocities corresponding to the synchronous velocity v_s for a series of decreasing harmonic numbers h .

This behavior is explained in Fig. 3. The bold line in the longitudinal phase space diagram encloses the region of bound oscillatory motion in the bucket. The corresponding (ring averaged) force amounts to $F_b(z) = (eU_b/C) \sin(2\pi hz/C)$. First, for $h > 6$, only the copropagating laser has to be considered. As long as its detuning addresses ion velocities below the synchronous velocity v_s , the synchrotron oscillation is damped: At the decelerating phase, the force of the bucket is partially compensated by the accelerating laser force and the trajectory is turned inwards [5]. When the laser detuning approaches v_s , the oscillation is fully damped [11]. Both forces equilibrate. Then, when the detuning is further reduced, the ion is slowly shifted out of the bucket center by the rising laser force. The fluorescence rate reaches one of the maxima observed in Fig. 2a. Passing the synchronous velocity, the laser force starts to drive the oscillatory motion, which leads to a sharp reduction in the fluorescence rate [5]. At last, the ion is driven out of the bucket. It is further accelerated by the laser into the bucket corre-

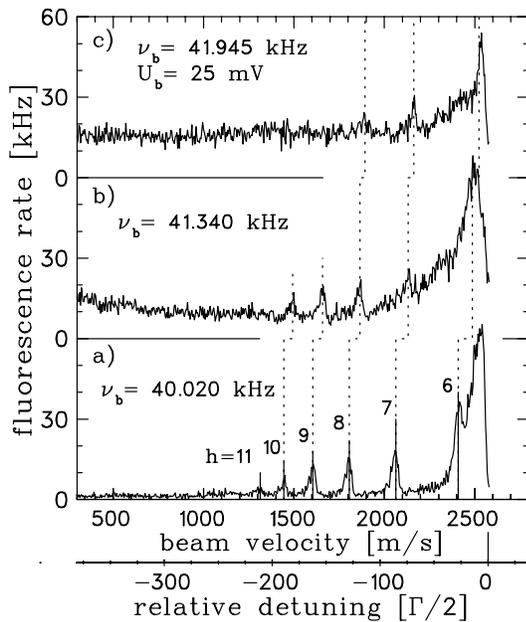


FIG. 2. Fluorescence rate of a $^{24}\text{Mg}^+$ ion beam, accelerated by the continuously tuned copropagating laser, as a function of the beam velocity. Zero relative detuning (given in terms of half the natural linewidth $\Gamma/2 = \pi \times 42.7$ MHz) and thus the final beam velocity is determined by the counterpropagating laser. From (a) to (c) the frequency of the ac bunching voltage is increased.

sponding to the next lower harmonic number, and the cycle restarts.

Close to zero relative detuning (Fig. 2a), the ion beam comes into resonance with the counterpropagating laser beam (dashed force profile in Fig. 3). As for the coasting beam [4], ions are cooled by the combined force of both lasers. It overrides the influence of the bucket while the bunching frequency ν_b is not yet matched with the laser-determined beam velocity. With an increase in ν_b , the labeled peaks are shifted to higher velocities as the accelerating laser is repeatedly scanned (Fig. 2b). The peak, corresponding to the lowest harmonic number $h = 6$, starts to merge into the dominant peak below zero detuning. Simultaneously, the fluorescence remains at a considerable level which is nearly independent from the detuning of the copropagating laser. In Fig. 2c the rate approaches a constant level. Ions are cooled by the combined force of the counterpropagating laser and the restoring force of the bucket; the copropagating laser becomes dispensable. This situation is equivalent to the one investigated in storage rings such as ASTRID [5] and TSR [11,12].

Figure 4 shows the beam profile of a bunched beam of about 10^4 ions [4] at a velocity of $v = 2525$ m/s. A sudden drop in the transverse beam size of the bunched beam is observed (Figs. 4a and 4b), when the radial confinement q is increased at comparably low longitudinal confinement U_b . It is interpreted as the signature of the phase transition to the one-dimensional crystalline beam, the linear string. The profile strongly resembles the one observed for a coasting crystalline beam of similar linear density (Fig. 4 of Ref. [4]). Its width σ^c coincides with that of a string of ions at rest (Fig. 1a of Ref. [4]), which is close to the spatial resolution of the imaging system. An upper limit of the transverse temperature $T_{\perp} < 0.8$ K can be estimated from

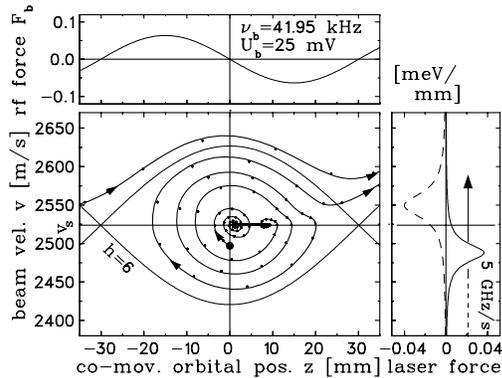


FIG. 3. Illustration of the motion of a single ion in the bucket. The ion experiences a velocity dependent acceleration by the laser and a position dependent restoring force. The sample trajectory starts 25 m/s below the synchronous velocity v_s . The point marks are equidistant in time. The scanning copropagating laser first damps, then inhibits, and finally drives the synchrotron oscillation of the ion.

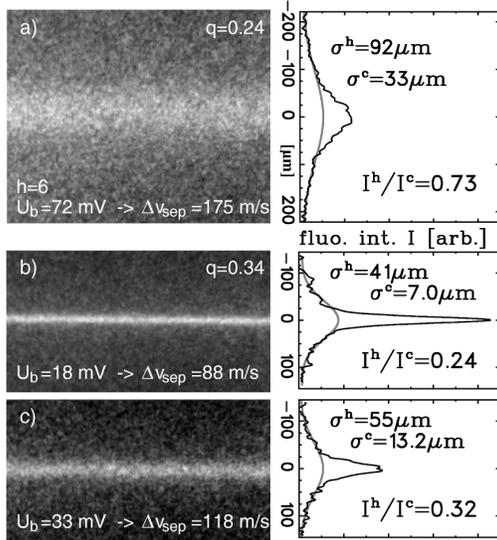


FIG. 4. Vertical beam profiles of a bunched ion beam (10^4 ions) before (a) and after (b) and (c) the phase transition. To induce the transition to the one-dimensional crystalline beam, the linear string, the radial focusing strength is increased at a comparably low bucket depth (b). For tighter longitudinal confinement (c), the string develops into a two-dimensional structure, the vertical zigzag band.

σ^c . It corresponds to a lower limit in the plasma parameter, the ratio of the mutual Coulomb energy of ions to their thermal energy kT , of $\Gamma_p = (e^2/4\pi\epsilon_0 d)(1/kT) > 1.5$. This value consistently points towards strong coupling, since, for ion beams, a collapse of the beam heating due to intrabeam scattering is expected for $\Gamma_p > 0.5$ [13].

The formation of the bunched ion string can be achieved only for $U_b < 20$ mV. For a single passage of the string through the drift tube, the energy transfer is low enough to barely affect longitudinal order. For the repeated passage in phase, the length (FWHM) of the space charge dominated bunch $l_b \propto 1/U_b^{1/3}$ [14] is compressed to about $l_b = 0.46 \times C/h$. The peak linear ion density (normalized to the Wigner-Seitz radius a [15]) $\lambda_p = a/d \approx 0.65$ affirms the one-dimensional order [15]. A modest increase of the longitudinal confinement ($U_b = 33$ mV) further compresses the bunch to $\lambda_p \approx 0.85$. The crystalline phase is maintained, but, starting from the center of the bunch, its dominant part evolves into a two-dimensional zigzag band (Fig. 4c). The broader profile can be described by a composition of two strings of half the intensity of Fig. 4b, separated by a vertical distance of $8 \mu\text{m}$. Only vertical orientation of the zigzag band occurs, presumably to circumvent shear.

A further indication for the existence of the crystalline phase of bunched beams can be deduced from Fig. 5. Here, the fluorescence rate is measured after blocking the cooling laser for a certain period of time. After a period of 400 ms, the signal of the bunched beam reappears to a level

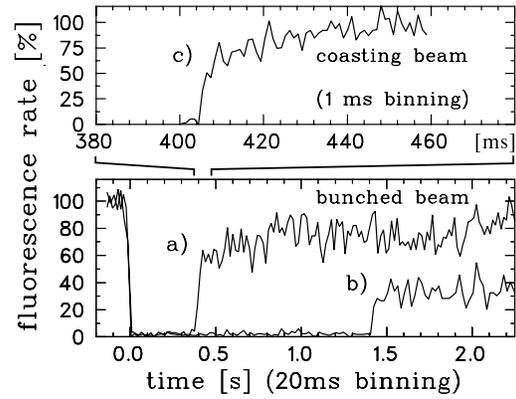


FIG. 5. Fluorescence signal of the bunched ion string while blocking and unblocking the cooling laser for (a) 400 ms and (b) 1.4 s. For comparison, the signal of a coasting crystalline beam is shown in (c) after blocking both cooling lasers for 400 ms.

of about 50%–60% of the initial, as observed for a coasting ion string [4]. Thus, both beams experience similar heating rates. These rates are strongly reduced compared to those of gaseous beams due to the elasticity of the crystalline state. After continued cooling, both the coasting and the bunched beam recover their original fluorescence rate. For the coasting beam with two counterpropagating cooling lasers, this recovery is much faster than for the bunched beam, where only one cooling laser acts against the bucket and synchrotron oscillations occur during the cooling process. For a blocking period of 1.4 s, the signal dropped to a level of 30%, characteristic for a noncrystalline beam [4].

For the investigation of the vicinity of the phase transition, the measured beam profiles (Fig. 4) are described by a double Gaussian distribution with the width σ^c and σ^h and the amplitude I^c and I^h of a core and a halo component. In Fig. 6, the corresponding amplitude ratio I^h/I^c as well as the width of the halo σ^h are shown as a function of the core width σ^c . The noncrystalline beams (open symbols) were recorded at varying, preferentially lower rf voltages than the crystalline beams. Their width is therefore normalized, conserving their transverse kinetic energy $kT \propto \Psi(\sigma) \propto (U_{rf}\sigma)^2$, to a reference voltage of $U_{rf} = 350$ V, which is typical for the crystalline beams. For the transition to the crystalline beam around $\sigma^c \approx 10 \mu\text{m}$, we find a significant reduction of the amplitude ratio of the halo to the core component I^h/I^c . In the behavior of bunched and coasting beams, no major difference is observed. The halo contribution of ion strings in flight is observed to coincide with that of ion strings at rest, recorded in PALLAS [4] and in a nearly identical ring trap [7]. The coincidence suggests that this remaining contribution might be due to scattering of light in the optical imaging system. The amplitude ratio remains nearly constant for larger crystals at rest and also for the zigzag beam.

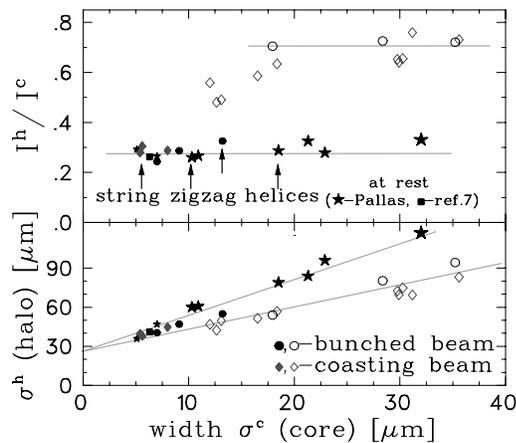


FIG. 6. For bunched and coasting beams as well as for ion crystals at rest, the behavior of the beam profile, described by a two-component Gaussian distribution, is shown as a function of the core width σ^c . For the noncrystalline beams (open symbols), σ^c and σ^h are normalized to $U_{rf} = 350$ V.

Therefore, the observed disappearance of the characteristic halo component of the noncrystalline beams could be used for the future identification of more complex crystalline beams of larger width.

Also, the noncrystalline beams with σ^c above $10 \mu\text{m}$ (open symbols in Fig. 6) appear to show some Coulomb order. Their longitudinal temperature was explicitly measured to $T_{\parallel} < 200$ mK [4] for coasting beams. It leads to a plasma parameter $\Gamma_p > 1.6$ with the assumption that the interion distance is of the order of $d \sim \sigma^h$. Under this anisotropic condition ($T_{\parallel} < T_{\perp}$), ions perform, in the weak confining potential, more than ten betatron oscillations during one binary collision [16]. Oscillating particles behave similar to transverse disks, which cannot overtake each other, and Coulomb order over several neighboring disks with a mean longitudinal separation of $\approx 15 \mu\text{m}$ should occur. One expects a partial decoupling of the longitudinal and transverse motion [17], responsible for the inefficient indirect cooling of the transverse motion.

The unexpected appearance of the significant halo component in the transverse profiles of the noncrystalline beams remains unclear. The linear relation of σ^h and σ^c suggests some correlation between the ions of both components. Since the scaling is independent of the longitudinal cooling strength and of the focusing potential, a radius dependent heating rate seems to be less probable. In general, the width σ of a beam is related to its transverse temperature $kT_{\perp} \propto m\omega_{\text{sec}}^2 \sigma^2$. Thus, one could speculate about the coexistence of individual (halo) ions and short

string fragments (core) of different collective mass at the same temperature T_{\perp} to describe the two components. Both phases could simultaneously exist at different orbital positions in the storage ring, since cooling is restricted to only a fraction of the circumference. In ion trap experiments [18], bistability is well established. Also, transverse oscillations of short crystalline strings were observed [9]. However, the observed distinct ratio of σ^h/σ^c is not evident and should be explored by simulations.

We reported the realization of bunched crystalline ion beams. Variable longitudinal confinement with negligible additional heating lead to the observation of one- and two-dimensional crystalline beams. The success of the method encourages one to attempt the laser-independent acceleration of the bunched beam by continuously increasing the bunching frequency.

This work has been supported by the DFG (HA1101/8) and the MLL. We acknowledge fruitful discussions with P. Kienle and generous technical support by R. Neugart.

- [1] J. P. Schiffer and P. Kienle, *Z. Phys. A* **321**, 181 (1985); A. Rahman and J. P. Schiffer, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1133 (1986).
- [2] For an overview, see the references in [4] and [11].
- [3] *Crystalline Beams and Related Issues*, edited by D. M. Maletic and A. G. Ruggiero (World Scientific, Singapore, 1996).
- [4] T. Schätz, U. Schramm, and D. Habs, *Nature (London)* **412**, 717 (2001).
- [5] J. S. Hangst *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 86 (1995).
- [6] P. J. Bryant and K. Johnson, *Circular Accelerators and Storage Rings* (Cambridge University, Cambridge, England, 1993).
- [7] G. Birkel, S. Kassner, and H. Walther, *Nature (London)* **357**, 310 (1992).
- [8] T. Schätz, U. Schramm, and D. Habs, *Hyperfine Interact.* **115**, 29 (1998).
- [9] U. Schramm, T. Schätz, and D. Habs, *AIP Conf. Proc.* **576**, 667 (2001).
- [10] P. K. Gosh, *Ion Traps* (Clarendon, Oxford, 1995).
- [11] D. Habs and R. Grimm, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 391 (1995).
- [12] U. Eisenbarth *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **441**, 209 (2000).
- [13] M. Seurer *et al.*, in Ref. [3], p. 311.
- [14] T. J. P. Ellison *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 790 (1993).
- [15] R. W. Hasse and J. P. Schiffer, *Ann. Phys. (N.Y.)* **203**, 419 (1990).
- [16] R. W. Hasse, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3430 (1999).
- [17] R. W. Hasse, *Phys. Rev. A* **46**, 5189 (1992).
- [18] F. Diedrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2931 (1987).

Danksagung:

Zum Abschluß möchte ich mich bei all denen herzlich bedanken, die das Gelingen dieser Arbeit ermöglicht haben. Insbesondere gilt mein Dank dabei:

- Herrn Prof. Habs für die Möglichkeit, an seinem Lehrstuhl zu lernen und zu forschen und für die nimmermüde Unterstützung in 'erfolglosen' Zeiten.
- Herrn Dr. Schramm, der mehr als ein Betreuer im herkömmlichen Sinne war. Stets in tiefschürfenden wie technischen Fragen hilfsbereit und kompetent und ein Freund.
- Herrn Prof. Walther möchte ich für die Pionierarbeit in diesem Arbeitsfeld danken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Zudem für seine Echtzeitunterstützung in physikalischen wie in Planungsfragen.
- Herrn Prof. P. Kienle für die schönen Diskussionsnachmittage, die Unterstützung und die Fähigkeit, auch im Flugzeug Gedanken mit Bodenhaftung zu produzieren.
- Herrn Prof. R. Neugart für die selbstlose und langzeitige Unterstützung mit einem zweiten Farbstofflasersystem, ohne das die Experimente nicht möglich gewesen wären.
- Herrn Dr. Hans-Jörg Maier, Herrn Jürgen Perchermeier, Herrn Dr. Peter Maier-Komor sowie Frau Dagmar Frischke und Pavel Solc für das unermüdliche Beschichten und Bonden bis zur Patentreife.
- Herrn Otto Schaile und Herrn Rudolph Lutter stellvertretend für die Rechnergruppe für die exzellente Betreuung bei Rechnerproblemen und die stets sofortige Hilfe.
- Herrn Rolf Oehm und Fritz Haftlmeier stellvertretend für die Mitarbeiter der Mechanischen Werkstätten.
- Herrn Dr. K. Berdermann und Herrn Dr. Klaus Rudolph für die kompetente Beratung in der immer wieder spannenden Radiofrequenzwelt.
- Herrn Jovan Simovic und Herrn Dr. Hegewisch stellvertretend für die Elektronikwerkstätte.
- Herrn Reinhardt Satzkowski für seine stete Hilfsbereitschaft, aber in erster Linie für die Meisterleistung, über Jahre hinweg ansteckend gute Laune zu verbreiten.

- Herrn Tollrian von der Firma Rettinger und Herrn Tobiasen der Firma Wesco für die gute Zusammenarbeit und das Verständnis für „oberflächliche“ Probleme.
- Herrn Thomas Faestermann und Herrn Gunther Korschinek für die interessanten Diskussionen und die über die Physik hinausgehenden Gespräche.
- Herrn Eckart Nolte und der Beschleunigercrew.
- Herrn priv. Doz. Uwe Trinks für die interessanten Diskussionen.
- Herrn Dr. Andreas Dachs für die galvanische Unterstützung an der GSI.
- Prof. Witte und Herrn priv. Doz. Georg Pretzler für die Möglichkeit, einen interessierten fast noch Jungphysiker an einem packenden Arbeitsfeld partizipieren zu lassen.
- Der TSR Mannschaft für die sehr interessanten und fordernden Strahlzeiten am Speicherring in Heidelberg.
- Den mehr als nur Theoretikern Herrn Dr. Reinhold Blümel und Herrn Dr. Reiner Hasse und Herrn Dr. Jei Wei für die Beratung in MD-Simulationen und die Hilfen bei der Umrechnung von Temperaturen aus inversen Metern.
- Meiner unglaublich verständnisvollen Freundin Karin Daske für die Inspiration zu meinem Password und dem schönen Leben darumherum.
- Meiner Mutter
- Meinen Brüdern Boris und dem leider absenten Thomas.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Schätz
Vorname: Tobias
Adresse: Isarweg 2
85521 Ottobrunn
Geburtsdatum: 16.11.1969

Schulausbildung:

09/76 - 07/80 Grundschule III Ottobrunn
09/80 - 07/89 Gymnasium Ottobrunn
Abschluß: Allgemeine Hochschulreife

Militärdienst:

06/89 - 05/91 1. Gebirgsdivision,
3. Panzergrenadierbataillon 223
und Fallschirmjägersausbildung
04/92 Dienstgrad: Leutnant d.R.

Hochschulausbildung:

WS 91/92 Technische Physik an der
Technischen Universität München
SS 93 Stipendiat der Studienstiftung des Deutschen Volkes
WS 94/95 - SS 95 Theoretische Physik an der
Ecole Normale Supérieure - Paris
Abschluß (Maîtrise de Physique)
SS 96 - WS 96/97 Studentischer Vertreter der
TU-München im Forschungskollegium
SS 96 - WS 96/97 Diplomarbeit bei Prof. P. Kienle and H.J. Körner:
"Mangan (Mn^{53}) in extraterrestrischer Materie"
Diplom (mit Auszeichnung)

Promotion:

05/97 - 12/01 Doktorarbeit bei Prof. D. Habs:
"Kristalline Ionenstrahlen"
07/97 - 12/01 Studentischer Vertreter der
LMU-München im Forschungskollegium
11/97 - 07/01 Tutor der Seminare
Physik für Mediziner und Physik für Pharmazeuten
07/01 Jahrespreis der Fakultät für Physik
der LMU-München
für Nachwuchswissenschaftler 2001

