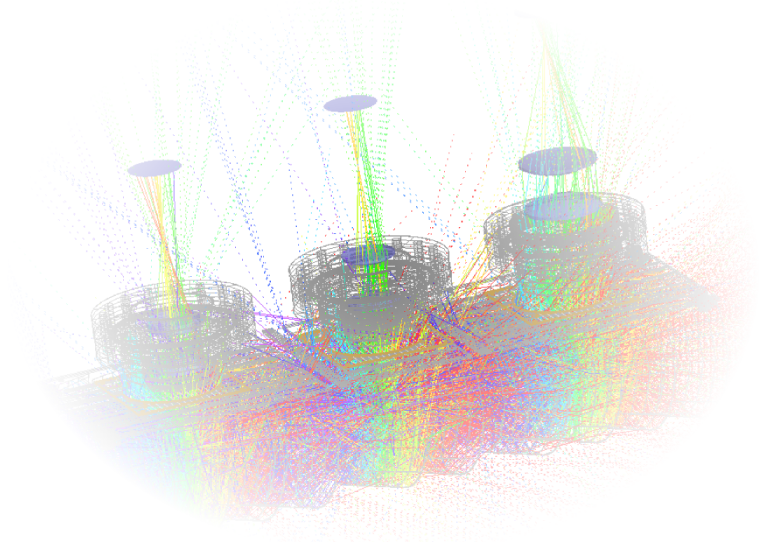


Test der Speziellen Relativitätstheorie mittels Laserspektroskopie an relativistischen ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen am ESR



Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

im Promotionsfach Chemie
am Fachbereich Chemie, Pharmazie und Geowissenschaften
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Benjamin Botermann
geb. in Bergisch Gladbach
Mainz, den 13. September 2012

Erster Berichtstatter:

Zweiter Berichtstatter:

Tag der mündlichen Prüfung: 31. Oktober 2012

Zusammenfassung

Die Invarianz physikalischer Gesetze unter Lorentztransformationen ist eines der fundamentalen Postulate der modernen Physik und alle Theorien der grundlegenden Wechselwirkungen sind in kovarianter Form formuliert. Obwohl die Spezielle Relativitätstheorie (SRT) in einer Vielzahl von Experimenten mit hoher Genauigkeit überprüft und bestätigt wurde, sind aufgrund der weitreichenden Bedeutung dieses Postulats weitere verbesserte Tests von grundsätzlichem Interesse. Darüber hinaus weisen moderne Ansätze zur Vereinheitlichung der Gravitation mit den anderen Wechselwirkungen auf eine mögliche Verletzung der Lorentzinvarianz hin. In diesem Zusammenhang spielen Ives-Stilwell Experimente zum Test der Zeitdilatation in der SRT eine bedeutende Rolle. Dabei wird die hochauflösende Laserspektroskopie eingesetzt, um die Gültigkeit der relativistischen Dopplerformel – und damit des Zeitdilationsfaktors γ – an relativistischen Teilchenstrahlen zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Ives-Stilwell Experiment an ${}^7\text{Li}^+$ Ionen, die bei einer Geschwindigkeit von 34 % der Lichtgeschwindigkeit im Experimentierspeicherring (ESR) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung gespeichert waren, durchgeführt. Unter Verwendung des $1s2s\ {}^3\text{S}_1 \rightarrow 1s2p\ {}^3\text{P}_2$ -Übergangs wurde sowohl Λ -Spektroskopie als auch Sättigungsspektroskopie betrieben. Durch die computergestützte Analyse des Fluoreszenznachweises und unter Verwendung optimierter Kantenfilter für den Nachweis konnte das Signal zu Rauschverhältnis entscheidend verbessert und unter Einsatz eines zusätzlichen Pumpasers erstmals ein Sättigungssignal beobachtet werden. Die Frequenzstabilität der beiden verwendeten Lasersysteme wurde mit Hilfe eines Frequenzkamms spezifiziert, um eine möglichst hohe Genauigkeit zu erreichen. Die aus den Strahlzeiten gewonnenen Daten wurden im Rahmen der Robertson-Mansouri-Sexl-Testtheorie (RMS) und der Standard Model Extension (SME) interpretiert und entsprechende Obergrenzen für die relevanten Testparameter der jeweiligen Theorie bestimmt. Die Obergrenze für den Testparameter α der RMS-Theorie konnte gegenüber den früheren Messungen bei 6,4 % der Lichtgeschwindigkeit am Testspeicherring (TSR) des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg um einen Faktor 4 verbessert werden.

Abstract

The invariance under Lorentz transformation of the laws of physics is a fundamental postulate of modern physics and all theories of the fundamental interactions have been stated in a covariant form. Although the theory of Special Relativity (SR) has been tested and confirmed with high accuracy in a large number of experiments, improved tests are of fundamental interest due to the far-reaching relevance of this postulate. Additionally modern attempts of a unified description of the four fundamental interactions point to possible violations of Lorentz invariance. In this context experiments of the Ives-Stilwell type for a test of time dilation play an important role. High resolution laser spectroscopy is applied on relativistic particle beams to investigate the validity of the relativistic Doppler formula – and therefore of the time dilation factor γ . In the course of this thesis an Ives-Stilwell experiment was performed with ${}^7\text{Li}^+$ ions at a velocity of 34 % of the speed of light, which were stored at the experimental storage ring (ESR) of the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. The techniques of Λ - as well as saturation spectroscopy were employed on the $1s2s\ {}^3\text{S}_1 \rightarrow 1s2p\ {}^3\text{P}_2$ transition. By a computer based analysis of the fluorescence detection system and utilization of appropriate edge filters the signal to noise ratio was decisively improved and the application of an additional pump laser allowed for the observation of a saturation signal for the first time. The frequency stability of both laser systems was specified by means of a frequency comb to obtain the highest possible accuracy. The data from the beam times were analyzed in the frameworks of the Robertson-Mansouri-Sexl test theory (RMS) and the Standard Model Extension (SME) and the corresponding upper limits of the relevant test parameters of the assigned theories were calculated. The upper limit of the parameter α was improved by a factor of 4 compared to earlier measurements performed at a velocity of 6.4 % of the speed of light at the test storage ring (TSR) at the Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	13
2	Theorie	17
2.1	Prinzip des Experiments	18
2.1.1	Ives-Stilwell-Experiment	18
2.1.2	Kollineare Laserspektroskopie an Teilchenbeschleunigern	20
2.2	Robertson-Mansouri-Sexl Testtheorie (RMS)	20
2.3	Erweiterung des Standardmodells	26
2.4	Lithium	28
3	Aufbau des Experiments	33
3.1	Ionenquellen	33
3.1.1	Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle	34
3.1.2	Penning-Quelle	36
3.2	Beschleuniger und Speicherringe	37
3.2.1	Linearbeschleuniger	37
3.2.2	Schwerionensynchrotron	38
3.2.3	Experimentierspeicherring	38
3.3	Experimentsteuerung und Datenaufnahme	45
3.4	Lichtsammelsysteme	47
3.4.1	Spiegelsystem	47
3.4.2	Lichtwellenleiter und Linsensystem	48
3.4.3	Simulationen mit FRED [®] zur Bestimmung der Lichtsammeleffizienz	50
3.5	Das Lasersystem	58
3.5.1	Frequenzstabilisierung	63
4	Messtechniken	67
4.1	Doppler-limitierte Fluoreszenzspektroskopie	67
4.2	Λ -Spektroskopie	68
4.3	Sättigungsspektroskopie	69
4.4	Systematische Unsicherheiten	72
4.4.1	Winkelfehler	72
4.4.2	Phasenfrontenfehler	74
4.4.3	Frequenzstabilisierung	78
5	Ergebnisse	89
5.1	Test der Penningquelle	89
5.2	Seitenbandspektroskopie	90

5.3	Doppler-limitierte Fluoreszenzspektroskopie und Ionenstrahldynamik . .	92
5.4	Dopplerfreie Messungen	94
5.4.1	Λ -Spektroskopie	94
5.4.2	Messungen mit Rückpump-Laser	99
5.4.3	Systematische Tests	102
5.4.4	Erste Messungen mit Sättigungsspektroskopie	113
5.5	Obergrenze des Testparameters α	115
5.5.1	Strahlzeit Februar 2009	115
5.5.2	Strahlzeit September/Okttober 2010	116
6	Zusammenfassung und Ausblick	121
A	Anhang	123
A.1	Transmissionskurven der Filter	123

Abbildungsverzeichnis

2.1	Lichtemission eines bewegten Emitters	18
2.2	Prinzip der Spektroskopie	21
2.3	Bezugssysteme der RMS Theorie	22
2.4	Termschema von ${}^7\text{Li}^+$	30
2.5	Hyperfeinstruktur in ${}^7\text{Li}^+$	31
3.1	Übersicht Beschleunigeranlage	34
3.2	Schematische Zeichnung EZR-Quelle	35
3.3	Schematische Zeichnung der Penning-Quelle	36
3.4	Übersicht UNILAC	37
3.5	Übersicht SIS18	38
3.6	Schematischer Aufbau eines DC-Transformators	39
3.7	Zeichnung ESR	40
3.8	Fotos von DC-Transformator und Schottky Pick-Up	41
3.9	Beispiel eines Schottky-Spektrums	42
3.10	Schemazeichnung des Elektronenkühlers im ESR	43
3.11	Schematischer Messaufbau am Speicherring	44
3.12	Positioniersystem am ESR	45
3.13	Datenaufnahme- und Experimentsteuerungssystem	46
3.14	Spiegelstrecke im Strahlrohr mit Photomultipliern	48
3.15	Verschiedene Ansichten des Spiegelsystems	49
3.16	Strahlengang in den Lichtsammelsystemen	51
3.17	Simulation zum Vergleich von Linsensystem und Wellenleitern	53
3.18	Vergleichsmessungen von Linsensystem und Lichtwellenleiter	54
3.19	Fluoreszenz aufgeschlüsselt nach Wellenlänge und nach Position der Quelle für alle Photomultiplier	55
3.20	Anteil des Fluoreszenzsignals pro Wellenlängenintervall	57
3.21	Vergleich zwischen Simulation und Messung	58
3.22	Schematischer Aufbau des Lasersystems	59
3.23	Detailskizze Lasersystem	60
3.24	Ersatzschaltbild Frequency-Offset Lock	61
3.25	Detaillierter Aufbau des Frequenzstabilisierung	64
4.1	Erwartetes dopplerverbreitertes Signal	68
4.2	Erwartetes Signal der Λ -Spektroskopie	70
4.3	Theoretisch erwartetes Signal der Sättigungsspektroskopie	71
4.4	Skizze zum Schaltzyklus	73
4.5	Winkelunsicherheiten	75
4.6	Vergleich der Wellenfronten von Gaußstrahl und ebener Welle	76

4.7	Frequenzverschiebung durch Krümmung der Wellenfronten	78
4.8	Frequenzverschiebung durch Justageunsicherheiten	79
4.9	Aufbau zur Nachmessung der $^{127}\text{I}_2$ -Stabilisierung	80
4.10	Messergebnisse $^{127}\text{I}_2$ -Stabilisierung	80
4.11	Systematische Messungen zur Sättigungsspektroskopie an $^{127}\text{I}_2$	83
4.12	Übersicht über alle systematischen Messungen zur Ti:Sa-Lasers Frequenzstabilität	84
4.13	Versuchsaubau zum direkten Vergleich der Frequenz des Diodenlasers mit dem Frequenzkamm	85
4.14	Versuchsaufbau zum Vergleich der Frequenzen von Ti:Sa-Laser und Diodenlaser	85
4.15	Ergebnisse der Messungen zur Frequenzstabilität des Diodenlasers	86
4.16	Abweichung der Absolutfrequenz des Diodenlasers zur Frequenz des Stabilisierungsübergangs in ^{87}Rb	87
5.1	Vergleich zwischen EZR- und PIG-Quelle	90
5.2	Messungen zur Seitenbandspektroskopie	91
5.3	Doppler-limitiertes Spektrum	93
5.4	Lebensdauerermessung und Ionenstrahldynamik	94
5.5	Typisches Λ -Spektrum	95
5.6	Verschiedene Messreihen der Λ -Spektroskopie	96
5.7	Abweichung der gemessenen Frequenz zur erwarteten Frequenz	98
5.8	FWHM-Breiten bei verschiedenen Schaltfrequenzen	100
5.9	Anregungsschema mit Rückpumplasers	101
5.10	Messungen mit verschiedenen Leistungen des Rückpump-Lasers	103
5.11	FWHM-Breite bei Verstimmung der parallelen und der antiparallelen Frequenz	105
5.12	Spektren UV- versus IR-Frequenzverstimmung	106
5.13	Messungen mit verschiedenen zirkularen Polarisationen	107
5.14	Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit des Sättigungsparameters	108
5.15	Λ -Spektren bei verschiedenen Laserleistungen	109
5.16	Frequenz des Linienposition in Abhängigkeit der Laserleistung	111
5.17	Halbwertsbreiten in Abhängigkeit der Laserintensität	112
5.18	Messung mit Sättigungsspektroskopie	114
5.19	Entwicklung des Testparameters α	118
A.1	Transmissionskurven der getesteten Farbglasfilter	123

Tabellenverzeichnis

2.1	Übergangsfrequenzen in ${}^7\text{Li}^+$	29
3.1	Fluoreszenzverluste durch Filter	56
4.1	Systematische Untersuchung zur Laserstabilisierung mit der ${}^{127}\text{I}_2$ -Spektroskopie	82
4.2	Systematische Untersuchung zur Laserstabilisierung mit der ${}^{87}\text{Rb}$ -Spektroskopie	86
5.1	Absolutfrequenzen aus Messungen mit Λ -Spektroskopie	98
5.2	Parameter α aus Sättigungsspektroskopie	113
5.3	Fehlerbudget zur Strahlzeit Februar 2009	115
5.4	Fehlerbudget zur Strahlzeit September/Okttober 2010	116
5.5	Ergebnisse für die Parameter ε und α	117

1 Einleitung

Die Spezielle Relativitätstheorie (SRT) ist seit ihrer Formulierung durch Albert Einstein im Jahr 1905 [1] durch viele Experimente überprüft und im Rahmen der experimentellen Genauigkeit bestätigt worden. Die Tests der SRT gründen sich auf drei fundamentale Experimente, die jeweils verschiedene Voraussagen der Theorie überprüfen. Einen wesentlichen Anstoß¹ [2] zur Entwicklung der SRT lieferte das Experiment von Michelson und Morley [3] aus dem Jahr 1887. Dabei wurden die Laufzeitunterschiede zweier Lichtstrahlen in einem Interferometer miteinander verglichen. Die beiden Interferometerarme waren orthogonal zueinander auf einer Platte montiert, die in einem Quecksilberbad schwamm. Für die Messung wurde die Platte in langsame Rotation versetzt und die Position der Interferenzstreifen wurde bei verschiedenen Ausrichtungen der Interferometerarme relativ zur Bewegungsrichtung der Erde um die Sonne bestimmt. Da Michelson und Morley keine Veränderung des Interferenzmusters feststellen konnten, schlossen sie daraus, dass sich der Äther als Träger der elektromagnetischen Wellen und die Erde mit derselben Geschwindigkeit um die Sonne bewegen. Dieses Experiment führte letztendlich dazu, dass die Äthertheorie des Lichts verworfen wurde. Die Ergebnisse des Michelson-Morley-Experiments konnten schließlich durch die Einführung der Längenkontraktion der SRT erklärt werden. Kennedy und Thorndike [4] führten 1932 eine modifizierte Variante des Michelson-Morley Experiments durch, bei dem ein Interferometer mit zwei Armen unterschiedlicher Länge verwendet wurde. Das Interferenzmuster wurde über einen Zeitraum von mehreren Monaten beobachtet, in dem sich die Geschwindigkeit der Erde um die Sonne und damit die Geschwindigkeit des Versuchsaufbaus änderte. Da sich keine Änderung des Interferenzmusters während der Messungen ergaben, wurde dies als indirekter Nachweis der Zeitdilatation gesehen. Einen direkten Nachweis der Zeitdilatation lieferte das Experiment von Ives und Stilwell [5, 6]. In diesem Experiment wurde die Wellenlänge eines elektromagnetischen Dipolübergangs in schnellen Wasserstoffkanalstrahlen vermessen. Ives und Stilwell stellten dabei fest, dass die Wellenlänge nicht nur durch den klassischen Dopplereffekt verschoben wurde, sondern eine zusätzliche Verschiebung erfuhr. Diese konnte durch die Zeitdilatation der SRT erklärt werden.

Nachdem die Vorhersagen der SRT durch die beschriebenen Experimente mit hoher Genauigkeit bestätigt wurden, formulierte zunächst Robertson [7] und darauf aufbauend Mansouri und Sexl [8, 9, 10] eine Testtheorie, um den Grad der Genauigkeit zu quantifizieren. Die sogenannte Robertson-Mansouri-Sexl-Testtheorie (RMS) gibt zu jedem der genannten Experimente Parameter an, anhand derer die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment quantifiziert und zwischen verschiedenen Experimenten verglichen

¹Der Einfluss des Michelson-Morley-Experiments auf die Entwicklung der SRT ist umstritten. In einem Vortrag im Jahr 1921 in Chicago stellte Einstein noch die Bedeutung des Experiments für die Widerlegung des Äthertheorie heraus, während er im Jahr 1954 behauptete das Experiment von Michelson nicht gekannt zu haben. Eine detaillierte Diskussion dazu findet sich in der angegebenen Quelle.

werden kann. Die RMS-Theorie ist eine rein kinematische Theorie, d. h., sie beschreibt ausschließlich die Bewegungszustände der beobachteten Teilchen und vernachlässigt jedwede Wechselwirkung. Da eine vollständige Theorie auch die Wechselwirkung der Teilchen korrekt beschreiben muss, ist eine dynamische Testtheorie ein geeigneterer Ansatz.

Neuere theoretische Ansätze wie beispielsweise die Stringtheorie [11] oder die Schleifenquantengravitation [12, 13, 14] liefern ebenfalls Hinweise darauf, dass die Lorentzinvarianz als fundamentale Grundlage der SRT keine exakte Symmetrie der Natur ist. Darauf aufbauend wurde von A. Kostelecký eine Erweiterung des Standardmodells (SME, engl.: **Standard Model Extension**) [15, 16] entwickelt. In der SME werden mögliche lorentzverletzende Terme nach bestimmten Regeln zur Theorie des Standardmodells hinzugefügt und daraus werden experimentell messbare Parameter abgeleitet. Man kann zeigen, dass die kinematische Testtheorie von Robertson, Mansouri und Sexl als Grenzfall in der SME enthalten ist [17]. Durch technische Entwicklungen im den Bereichen monochromatischer Lichtquellen und Frequenzbestimmung konnten der Wertebereich der Parameter aus den Testtheorien im Rahmen von modernen Michelson-Morley- [18, 19, 20, 21], Kennedy-Thorndike- [22] und Ives-Stilwell-Experimenten [23, 24, 25, 26, 27, 28] sehr stark eingeschränkt werden. Die bislang erzielten Ergebnisse sind mit den Vorhersagen der SRT verträglich. Die Formulierung der SME hat dazu beigetragen, dass sich eine Vielzahl von experimentellen und theoretischen Ansätzen zur Untersuchung von möglichen lorentzverletzenden Phänomenen etabliert hat [29]. Für jede fundamentale Wechselwirkung (Gravitation, elektroschwache Kraft, starke Kraft) und für die daran partizipierenden Teilchenarten (Elektronen, Protonen, Neutronen, Photonen, Neutrinos, Mesonen, Gluonen, etc.) werden aus der SME entsprechende Testparameter entwickelt. In Folge dessen wurden viele Experimente durchgeführt, die diese Parameter bestimmen bzw. ihren Wertebereich einschränken sollten [30]. Eine Übersicht über die Parameter der SME und ihrer Obergrenzen wurde kürzlich von A. Kostelecký zusammengestellt [31, 32].

Das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experiment gehört zu der Klasse der Ives-Stilwell-Experimente und markiert den bislang letzten und präzisesten Test der Speziellen Relativitätstheorie an schnellen ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen. Die ersten Tests wurden Anfang der 1990er Jahre am Testspeicherring (TSR) des Max-Planck-Institutes für Kernphysik (MPI-K) in Heidelberg durchgeführt [33]. Durch Verbesserung der Messmethoden wurden dort fortlaufend präzisere Messungen gemacht [23, 24, 25, 26, 27]. Seit 2005 ist das Experiment am Experimentierspeicherring (ESR) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung angesiedelt. Dort lassen sich höhere Ionengeschwindigkeiten als am MPI-K erreichen, wodurch die Präzision für einen Test der Speziellen Relativitätstheorie gesteigert werden konnte [34, 35, 36, 37].

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen des Experiments erläutert und eine Einführung in die Testtheorien gegeben. Kapitel 3 stellt die Beschleunigeranlage der GSI vor und gibt eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Lasersystems sowie der Lichtsammelsysteme. Dabei werden insbesondere die Simulationen mit einer Ray-Tracing-Software erörtert. Für die Vermessung der Resonanzen in ${}^7\text{Li}^+$ wurden verschiedene Spektroskopiemethoden verwendet, die in Kapitel 4 diskutiert werden. Des Weiteren werden in diesem Kapitel die zur experimentellen Unsicherheit beitragenden systematischen Unsicherheiten diskutiert. Die Ergebnisse von drei Messzeiten in 2009 und 2010 sind in Kapitel 5 zusammengefasst. Im abschließenden Kapitel 6 wer-

den mögliche Optimierungen und alternative Messungen für zukünftige Experimente vorgeschlagen.

2 Theorie

Albert Einstein erläuterte in seinem 1905 erschienenen Artikel „Zur Elektrodynamik bewegter Körper“ [1] die Grundlagen der Speziellen Relativitätstheorie. Eine Konsequenz der Speziellen Relativitätstheorie ist die sogenannte Zeitdilatation. Diese beschreibt den Umstand, dass für einen Beobachter die Zeit in zwei relativ zueinander bewegten inertialen Bezugssystemen Σ_0 und Σ' unterschiedlich schnell voranschreitet. Der Beobachter möge im Bezugssystem Σ_0 ruhen, das Bezugssystem Σ' bewege sich relativ zu Σ_0 mit der Geschwindigkeit v . In beiden Systemen seien identische Uhren vorhanden. Misst der Beobachter in seinem Bezugssystem die Zeitspanne Δt_0 , beobachtet dieser auf der Uhr, die bezüglich des Systems Σ' ruht, dass eine Zeitspanne $\Delta t'$ vergangen ist [38, 39]. Beide Zeitspannen sind über die Formel

$$\Delta t' = \frac{\Delta t_0}{\gamma} \quad (2.1)$$

miteinander verknüpft, wobei $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ der Lorentz-Faktor und $\beta = v/c_0$ die Relativgeschwindigkeit der beiden Systeme in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c_0 ist. Überträgt man dies auf die Eigenperioden T' und T_0 der Uhren im System Σ' und im Beobachtersystem Σ_0 , so gilt für diese die Relation

$$T' = T_0 \cdot \gamma \quad (2.2)$$

Die Eigenperiode T' der Uhr wird um denselben Faktor gedehnt, um den das gemessene Zeitintervall $\Delta t'$ gestaucht wird. Der Kehrwert der Eigenperiode entspricht gerade der Frequenz eines Oszillators, daher sind Messungen von Frequenzen und Zeiten äquivalent zueinander.

Betrachtet man nun den Fall, dass der Beobachter die Übergangsfrequenz eines angelegten Atoms oder Ions im System Σ' misst, so bestimmt der Beobachter die Frequenz ν' zu

$$\nu' = \frac{\nu_0}{\gamma \cdot (1 - \beta \cos \vartheta)} \quad (2.3)$$

Dabei ist ν_0 die Übergangsfrequenz im Ruhesystem des Ions und ϑ der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Atoms/Ions und der Richtung, in die das Licht emittiert wird (siehe Abbildung 2.1 (a)). Durch Messung der Frequenzen ν_0 und ν' können bei Kenntnis der Relativgeschwindigkeit v und des Beobachtungswinkels ϑ die Vorhersagen der Speziellen Relativitätstheorie überprüft werden. Der $(1 - \beta \cos \vartheta)$ -Term in Gleichung (2.3) berücksichtigt die Frequenzverschiebung durch den klassischen Dopplereffekt. Die oben aufgeführten Transformationen von Zeiten und Frequenzen zwischen zwei relativ zueinander bewegten Systemen sind direkte Konsequenzen der Lorentzinvarianz.

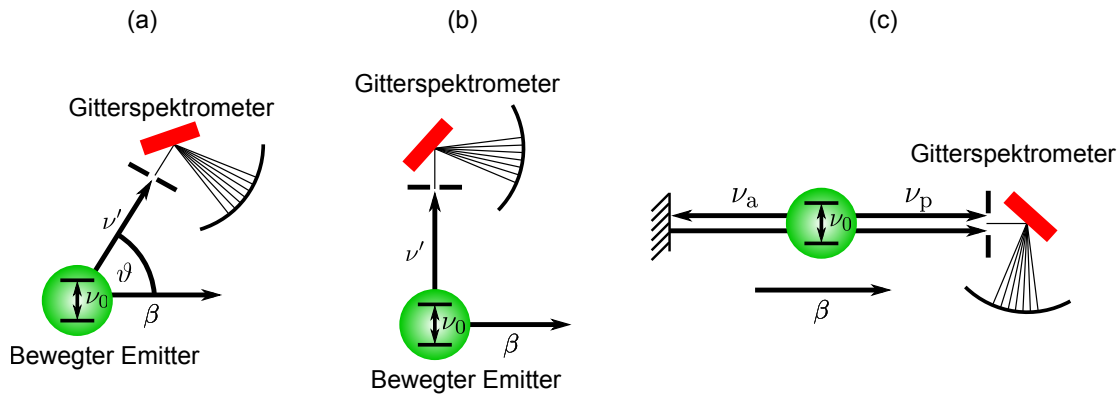


Abbildung 2.1: (a) Ein bewegter Emittor (z. B. Atom oder Ion) sendet aus seinem Ruhesystem Licht mit der Frequenz ν_0 aus. Der Beobachter misst in seinem Ruhesystem unter einem Winkel ϑ zur Bewegungsrichtung des Emittors die Frequenz ν' gemäß der allgemeinen Dopplerformel in Gleichung (2.3). (b) Experiment zur Überprüfung der Speziellen Relativitätstheorie nach einer Idee Einsteins. Das Licht eines bewegten Ions wird unter einem Winkel von 90° spektral analysiert und die gemessene Wellenlänge mit den Vorhersagen der Speziellen Relativitätstheorie verglichen. (c) Schema des Ives-Stilwell-Experiments. Das Licht, das vom Ion parallel und antiparallel zu seiner Bewegungsrichtung emittiert wird, trifft auf ein Gitterspektrometer. Aus den gemessenen Wellenlänge können hypothetische Abweichungen zur Vorhersage der Speziellen Relativitätstheorie bestimmt werden.

2.1 Prinzip des Experiments

Die Idee zur Überprüfung der Speziellen Relativitätstheorie geht auf Albert Einstein zurück. Einsteins Vorschlag [40] sah vor, das Licht eines bewegten Ions, das durch einen internen Dipolübergang entsteht, unter einem Emissionswinkel von 90° zu betrachten (Abbildung 2.1 (b)). Sind die Geschwindigkeit des Ions relativ zum Detektor und die Übergangsfrequenz ν_0 bekannt, kann die Frequenz ν' mit den Vorhersagen der Speziellen Relativitätstheorie verglichen werden. Die drei Größen sind über die Relation

$$\nu' = \frac{\nu_0}{\gamma} \quad (2.4)$$

miteinander verknüpft.

Bis 1938 konnten keine Experimente auf Basis dieser Idee mit hinreichender Präzision durchgeführt werden. Erst H. E. Ives und G. R. Stilwell konnten anhand von Kanalstrahlen die relativistische Verschiebung der emittierten Frequenzen nachweisen und mit Einsteins Vorhersagen vergleichen. Allerdings wählten sie eine geeignetere Geometrie, als die ursprünglich von Einstein vorgeschlagene.

2.1.1 Ives-Stilwell-Experiment

1938 testeten Ives und Stilwell erstmals die Zeitdilatation anhand der H_β -Linie in Wasserstoffatomen [5]. In ihrem Experiment beschleunigten sie H^+ -Ionen auf eine Geschwindigkeit von $0,005 c_0$ und analysierten das nach der Neutralisation ausgesandte Licht in

einem Spektrographen. Dabei wurde die Beobachtung auf das parallel und antiparallel zur Bewegungsrichtung abgestrahlte Licht beschränkt (siehe Abbildung 2.1 (c)). Die Frequenzen ν_p des parallelen und des antiparallelen Lichts ν_a berechnen sich gemäß Gleichung (2.3):

$$\vartheta = 0: \quad \nu_p = \frac{\nu_0}{\gamma \cdot (1 - \beta)} = \nu_0 \cdot \gamma \cdot (1 + \beta) \quad (2.5)$$

$$\vartheta = \pi: \quad \nu_a = \frac{\nu_0}{\gamma \cdot (1 + \beta)} = \nu_0 \cdot \gamma \cdot (1 - \beta) \quad . \quad (2.6)$$

Mit Hilfe der Identität $\nu \cdot \lambda = c_0$ können aus den Gleichungen (2.5) und (2.6) die entsprechenden Wellenlängen zu den Frequenzen ν_a und ν_p hergeleitet werden

$$\lambda_p = \lambda_0 \cdot \gamma \cdot (1 - \beta) \quad (2.7)$$

$$\lambda_a = \lambda_0 \cdot \gamma \cdot (1 + \beta) \quad . \quad (2.8)$$

Multipliziert man die beiden gemessenen Frequenzen ν_a und ν_p und teilt man das Produkt durch das Quadrat der Ruhfrequenz ν_0 , erhält man

$$\frac{\nu_a \cdot \nu_p}{\nu_0^2} = 1 \quad . \quad (2.9)$$

Gleichung (2.9) ist streng gültig im Falle der Lorentzinvarianz. Eine Verletzung der Lorentzinvarianz kann zunächst durch einen additiven Parameter $\varepsilon_{LV}(\beta)$ berücksichtigt werden

$$\frac{\nu_a \cdot \nu_p}{\nu_0^2} = 1 + \varepsilon_{LV}(\beta) \quad . \quad (2.10)$$

Der Parameter $\varepsilon_{LV}(\beta)$ ist allerdings abhängig von der Geschwindigkeit β der Atome relativ zum Laborsystem. Man erwartet, dass Abweichungen von der Lorentzinvarianz mit der Relativgeschwindigkeit der betrachteten Systeme oder einer höheren Potenz skaliert. Um die Ergebnisse verschiedener Experimente miteinander vergleichen zu können, werden aus theoretischen Betrachtungen Maßzahlen hergeleitet, die den Grad der Verletzung der Lorentzinvarianz unabhängig von der Geschwindigkeit spezifizieren. Die zugrunde liegenden Theorien werden in kinematische und dynamische Testtheorien unterteilt. Die wichtigsten Vertreter dieser beiden Klassen sind die (kinematische) Robertson-Mansouri-Sexl-Testtheorie (RMS) und die (dynamische) Erweiterung des Standardmodells (SME, **S**tandard **M**odel **E**xtension), die in den Abschnitten 2.2 und 2.3 beschrieben und diskutiert werden.

Das Experiment von Ives und Stilwell war im Wesentlichen durch die Auflösung des verwendeten Spektrometers beschränkt, mit dem die Frequenzen ν_a und ν_p gemessen wurden. Durch die Verwendung laserspektroskopischer Methoden kann die Genauigkeit der Frequenzbestimmung um viele Größenordnungen verbessert werden. Kombiniert man dies zusätzlich mit Beschleunigertechniken, mit denen viel größere Teilchengeschwindigkeiten erreicht werden, steigt die Sensitivität auf Abweichungen der theoretischen Testparameter von den Erwartungen der Speziellen Relativitätstheorie bezüglich des von der Geschwindigkeit abhängigen Parameter $\varepsilon_{LV}(\beta)$.

2.1.2 Kollineare Laserspektroskopie an Teilchenbeschleunigern

In der Mitte der 1990er Jahre wurden zum ersten Mal Ives-Stilwell-Experimente zum Test der Zeitdilatation der Speziellen Relativitätstheorie an einer Beschleunigeranlage durchgeführt [23]. Dabei wurde das Prinzip dieser Messungen an die experimentellen Gegebenheiten eines Speicherringes angepasst. Eine Schemazeichnung des Messprinzips findet sich in Abbildung 2.2. Im Vergleich zum ursprünglichen Ives-Stilwell-Experiment gibt es bei den modernen Speicherringexperimenten zwei wesentliche Unterschiede: Zum einen werden hier Ionen statt neutraler Atome verwendet, da diese sich nach der Beschleunigung auf hohe Geschwindigkeiten effektiv auf einen geschlossenen Orbit zwingen und somit speichern lassen. Zum anderen werden für die genaue Bestimmung der Übergangsfrequenz laserspektroskopische Methoden verwendet. Statt das von den Ionen ausgesandte Licht spektral zu analysieren, erfolgt eine gezielte und schmalbandige Anregung mittels Laserlicht. Das Fluoreszenzlicht der Ionen ist dann lediglich das Indiz, dass die Frequenz des Lasers mit der dopplerverschobenen Übergangsfrequenz des Ions übereinstimmt. Der wesentliche Vorteil dieser Methode liegt in der Präzision mit der die Laserfrequenz bestimmt werden kann. Mit Hilfe eines Frequenzkamms sind prinzipiell relative Unsicherheiten von $< 10^{-15}$ zu erreichen [41, 42]. Dies übertrifft die Möglichkeit der klassischen Spektralanalyse um viele Größenordnungen.

Zusätzlich bietet diese Geometrie des Experiments auch die Möglichkeit quasi-dopplerfreie Spektroskopiemethoden einzusetzen. Dabei wird mit einem Laser gezielt eine Geschwindigkeitsklasse der Ionen angeregt und das Ergebnis der Wechselwirkung mit dem anderen der beiden Laser abgefragt. In diesem Experiment wird die Λ -Spektroskopie (Abschnitt 4.2) und die Sättigungsspektroskopie (Abschnitt 4.3) verwendet. Die Auswertung der gemessenen Laserfrequenzen ν_a und ν_p im Resonanzfall erfolgt gemäß Gleichung (2.10), in der beide miteinander multipliziert werden und so eine Bestimmung des Parameters $\varepsilon_{LV}(\beta)$ erlauben. Die Extraktion einer geschwindigkeitsunabhängigen Maßzahl wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

2.2 Robertson-Mansouri-Sexl Testtheorie (RMS)

Die sogenannte Robertson-Mansouri-Sexl Testtheorie (RMS) wurde zuerst von H. P. Robertson im Jahr 1949 formuliert [7]. Aufbauend auf der Theorie von Robertson veröffentlichten R. Mansouri und R. U. Sexl im Jahr 1977 eine Serie von drei Schriften [8, 9, 10], in denen die Theorie weiter ausgearbeitet und ergänzt wurde.

In der RMS Theorie wird eine zur Relativitätstheorie alternative Theorie entwickelt, wobei die Lorentztransformationen durch allgemeinere Funktionen ersetzt werden, die von der Geschwindigkeit abhängen. Diese allgemeinen Transformationsfunktionen sind so konstruiert, dass sie durch eine spezielle Wahl der Parameter in die Lorentztransformationen übergehen. Daher ist die Spezielle Relativitätstheorie implizit in der RMS Theorie enthalten. Der wesentliche Unterschied zur SRT liegt in der Annahme, dass ein bevorzugtes Bezugssystem $\Sigma(T, \vec{X})$ existiert, in dem die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts (Vakuumllichtgeschwindigkeit) c_0 tatsächlich isotrop ist. Im allgemeinen Fall trifft dies aber nicht mehr zu. Dieses ausgezeichnete System kann im Prinzip beliebig gewählt werden, wird aber häufig mit dem System identifiziert, in dem die kosmische Hintergrundstrahlung isotrop ist. Die Transformationen vom System Σ in jedes relativ

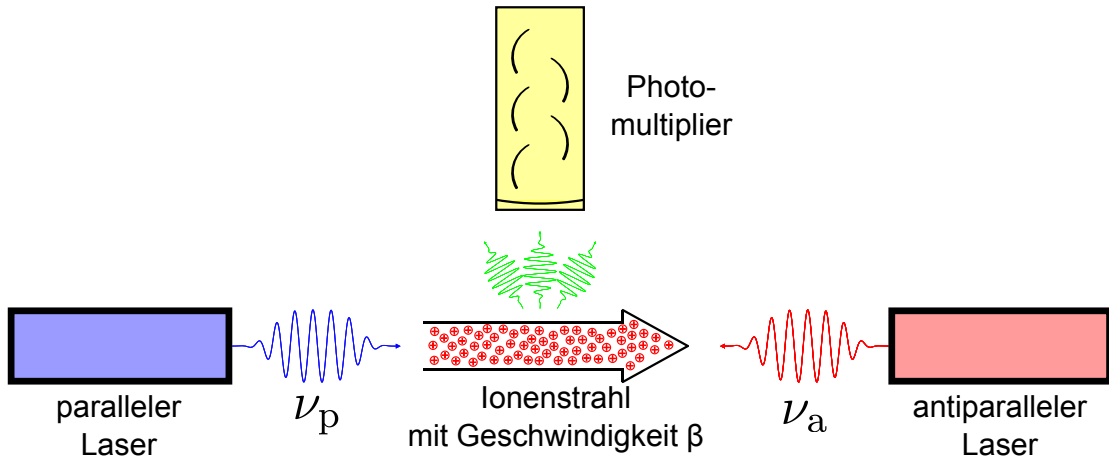


Abbildung 2.2: Prinzip eines modernen Ives-Stilwell Experiments: Zwei Laserstrahlen werden parallel und antiparallel mit einem schnellen Ionenstrahl überlagert. Die Frequenzen der Laser sind unter Berücksichtigung der entsprechenden Dopplerverschiebung auf einen Dipolübergang der Ionen abgestimmt. Die durch den Laser angeregten Elektronen kehren nach kurzer Zeit in den Ausgangszustand zurück, wobei ein Photon emittiert wird. Ein Photomultiplier registriert diese Fluoreszenzphotonen.

dazu mit der Geschwindigkeit \vec{v}' gleichförmig bewegte System $S'(t', \vec{x}')$ werden durch Funktionen $a(\vec{v}')$, $b(\vec{v}')$ und $d(\vec{v}')$ vermittelt, die die Lorentztransformationen als speziellen Grenzfall enthalten.

Um das vorgestellte Speicherringexperiment im Rahmen der RMS-Theorie zu beschreiben, werden drei relativ zueinander bewegte Systeme definiert: Das System Σ mit Koordinaten T und \vec{X} entspricht dem fiktiven bevorzugten Bezugssystem. Relativ dazu soll sich das System S' mit Koordinaten t' und \vec{x}' mit der Geschwindigkeit \vec{v}' bewegen. Dieses System entspricht dem Laborsystem, in dem die Laser und Detektoren ruhen. Das Ruhesystem der Ionen S mit Koordinaten t und \vec{x} bewegt sich einerseits mit der Geschwindigkeit $\vec{\beta}$ relativ zu S' und andererseits mit der Geschwindigkeit \vec{v} relativ zu Σ . In Abbildung 2.3 sind die Systeme mit ihren relativ zueinander geltenden Geschwindigkeitskonventionen dargestellt. Das System Σ wird mit dem System gleichgesetzt, in dem die kosmische Mikrowellenhintergrundstrahlung (engl.: **C**osmic **M**icrowave **B**ackground (CMB)) isotrop ist. Aus Messungen der Dipolanisotropie des CMB kann die Geschwindigkeit des Laborsystems S' relativ zu Σ zu ungefähr 370 km/s bestimmt werden [43]. Die allgemeinen Transformationsfunktionen von Σ nach S' werden mit $a' = a(\vec{v}'^2)$, $b' = b(\vec{v}'^2)$ und $d' = d(\vec{v}'^2)$ bezeichnet, für die Transformation von Σ nach S heißen die Funktionen entsprechend $a = a(\vec{v}^2)$, $b = b(\vec{v}^2)$ und $d = d(\vec{v}^2)$. Im Falle der Speziellen Relativitätstheorie gehen diese Funktionen gerade in die Lorentztransformationen

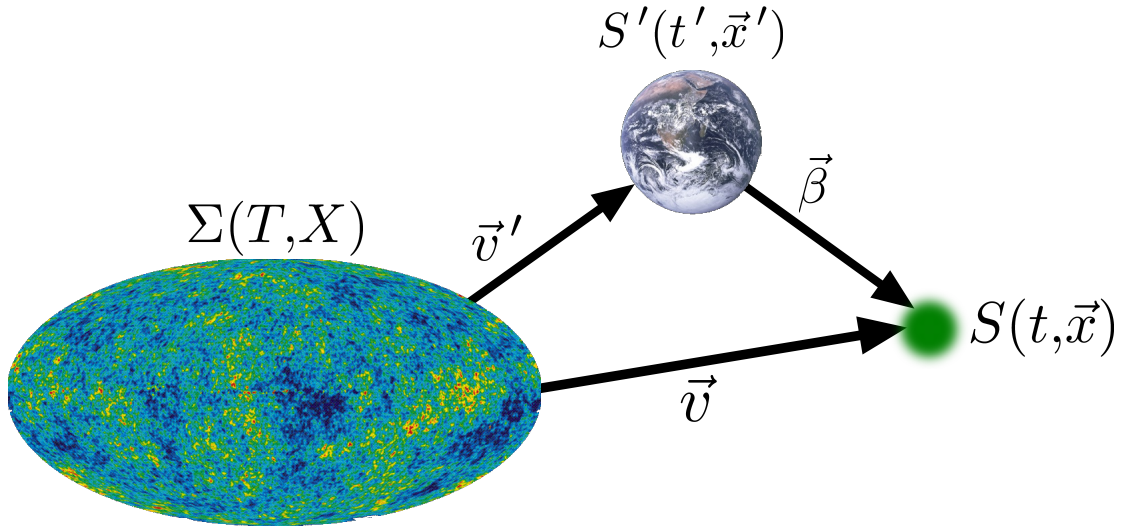


Abbildung 2.3: In der RMS Testtheorie werden für die Beschreibung des Experiments die drei Systeme Σ , S' und S definiert. Die Bewegung des Teilchens, dessen Eigenzeit in seinem Ruhesystem S vermessen werden soll, wird relativ zum bevorzugten Systemen Σ und zum Laborsystem S' beschrieben.

über

$$\begin{aligned}
 a(v^2) &= \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \beta^2} \\
 b(v^2) &= \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\
 d(v^2) &= 1 \\
 \beta &= \frac{v}{c_0}.
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Um das Verhalten der Ionen vom Laborsystem aus richtig beschreiben zu können, muss zunächst die Transformation des Laborsystems S' in das System Σ betrachtet werden. Die nachfolgende Herleitung orientiert sich an dem in [44] beschriebenen Weg, dabei wird die Vakuumlichtgeschwindigkeit $c_0 = 1$ gesetzt:

$$T = \frac{1}{a'} (t' - \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{x}') \tag{2.12}$$

$$X = \frac{1}{d'} \vec{x}' + \left(\frac{1}{b'} - \frac{1}{d'} \right) (\vec{n}' \cdot \vec{x}') \vec{n}' + \frac{1}{a'} (t' - \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{x}') \vec{v}' \tag{2.13}$$

Dabei sind $\vec{n} = \vec{v} / |\vec{v}|$ und $\vec{n}' = \vec{v}' / |\vec{v}'|$ die Einheitsvektoren in Richtung von \vec{v} und \vec{v}' . Die Vektoren $\vec{\varepsilon}$ und $\vec{\varepsilon}'$ sind davon abhängig, nach welcher Prozedur die Uhren in den Systemen Σ und S' synchronisiert werden. Die Gleichungen (2.12) und (2.13) beschreiben den allgemeinen Fall der Transformation der Zeit- und Ortskoordinaten zwischen zwei relativ zueinander bewegten Systemen unter Berücksichtigung der Voraussetzungen der RMS-Theorie. Werden die expliziten Darstellungen der Funktionen a , b und

d aus Gleichung (2.11) in die Gleichungen (2.12) und (2.13) eingesetzt, ergeben sich wieder die aus der SRT bekannten Transformationsgleichungen. Mit Hilfe der analogen Transformation vom Referenzsystem Σ ins Ruhesystem der Ionen S

$$t = (a - b\vec{\varepsilon} \cdot \vec{v})T + b(\vec{\varepsilon} \cdot \vec{n})\left(\vec{n} \cdot \vec{X}\right) + d\left(\vec{\varepsilon} \cdot \left[\vec{X} - \vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{X}\right)\right]\right) \quad (2.14)$$

$$\vec{x} = -bT\vec{v} + b\vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{X}\right) + d\left(\vec{X} - \vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{X}\right)\right) \quad (2.15)$$

können die Transformationsgleichungen vom Laborsystem S' in das Ruhesystem S der Ionen hergeleitet werden:

$$t = \Gamma(\vec{v}, \vec{v}')\left(t' - \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{x}'\right) + b(\vec{\varepsilon} \cdot \vec{n})\left(\vec{n} \cdot \vec{y}'\right) + d\left(\left(\vec{\varepsilon} \cdot \vec{y}'\right) - (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{n})\left(\vec{n} \cdot \vec{y}'\right)\right) \quad (2.16)$$

$$\vec{x} = \frac{1}{a'}\left(t' - \vec{\varepsilon}' \cdot \vec{x}'\right)\left[b\left(\vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{v}'\right) - \vec{v}\right) + d\left(\vec{v}' - \vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{v}'\right)\right)\right] + b\vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{y}'\right) + d\left(\vec{y}' - \vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{y}'\right)\right). \quad (2.17)$$

In den Gleichungen (2.16) und (2.17) werden die abkürzenden Ausdrücke $\Gamma(\vec{v}, \vec{v}')$ und \vec{y}' verwendet

$$\Gamma(\vec{v}, \vec{v}') = \frac{a}{a'} + \frac{b}{a'}\left(\vec{\varepsilon} \cdot \left[\vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{v}'\right) - \vec{v}\right]\right) + \frac{d}{a'}\left(\vec{\varepsilon} \cdot \left[\vec{v}' - \vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{v}'\right)\right]\right) \quad (2.18)$$

$$\vec{y}' = \frac{1}{b'}\vec{n}'\left(\vec{n}' \cdot \vec{x}'\right) + \frac{1}{d'}\left(\vec{x}' - \vec{n}'\left(\vec{n}' \cdot \vec{x}'\right)\right). \quad (2.19)$$

Die Funktion $\Gamma(\vec{v}, \vec{v}')$ kann als allgemeiner Zeitdilationsfaktor angesehen werden. Für zwei Uhren in den Systemen S und S' gilt dann die Transformationsgleichung

$$\Delta t = \Gamma(\vec{v}, \vec{v}')\Delta t'. \quad (2.20)$$

Im Falle der Speziellen Relativitätstheorie kann die Formel für den allgemeinen Zeitdilationsfaktor (2.18) zu

$$\Gamma_{\text{SR}}(\vec{v}, \vec{v}') = \frac{1 - \vec{v} \cdot \vec{v}'}{\sqrt{(1 - v^2)(1 - v'^2)}} \quad (2.21)$$

vereinfacht werden, wobei wieder die Abkürzungen $v = |\vec{v}|$ und $v' = |\vec{v}'|$ verwendet wurden. Aus den Transformationsgleichungen (2.16) und (2.17) kann die Relativgeschwindigkeit der Systeme S und S' abgeleitet werden

$$\beta = \left|\vec{\beta}\right| = \frac{b}{a'\Gamma(\vec{v}, \vec{v}')}\sqrt{(\vec{v}' - \vec{v})^2 - \left(1 - \frac{d^2}{b^2}\right)\left(\vec{n} \times \vec{v}'\right)^2}. \quad (2.22)$$

Betrachtet man auch hier wieder den Übergang zur Speziellen Relativitätstheorie, ergibt sich die Relativgeschwindigkeit β_{SR} zu

$$\beta_{\text{SR}} = \left|\vec{\beta}_{\text{SR}}\right| = \frac{1}{1 - \vec{v} \cdot \vec{v}'}\sqrt{(\vec{v}' - \vec{v})^2 - (\vec{v} \times \vec{v}')^2}. \quad (2.23)$$

Durch Kombination der Gleichungen (2.21) und (2.23) lässt sich der bekannte Lorentztransformationsfaktor der Zeitdilatation herleiten

$$\Gamma_{\text{SR}}(\vec{v}, \vec{v}') = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{SR}}^2}}. \quad (2.24)$$

Um eine quantitative Aussage über die Abweichungen zu den Voraussagen der Speziellen Relativitätstheorie bezüglich der Zeitdilatation treffen zu können, betrachtet man einen Oszillator mit Periode τ_0 bzw. Frequenz $\nu_0 = 1/\tau_0$, der im Laborsystem S' ruht. Ein Beobachter ruhe im System der Ionen S , das sich relativ zum System S' mit der Geschwindigkeit β bewegt. Dieser misst eine Verschiebung der Frequenz des Oszillators im System S' , die durch die allgemeine Dopplerformel gegeben ist

$$\frac{\nu_0}{\nu} = \frac{\tau}{\tau_0} = \frac{a}{a'} \cdot \frac{1 - \vec{v} \cdot \vec{v}'}{1 - v^2} \cdot \left(1 \pm \frac{\sqrt{(\vec{v}' - \vec{v})^2 - (\vec{v} \times \vec{v}')^2}}{1 - \vec{v} \cdot \vec{v}'} \right). \quad (2.25)$$

Gleichung (2.25) ist unabhängig von den Funktionen b , d und ε . Die Funktion a kann zur weiteren Betrachtung wie folgt umgeschrieben werden

$$a(v^2) = \sqrt{1 - v^2} \cdot \tilde{\alpha}(v^2). \quad (2.26)$$

Dabei gilt im Fall der Speziellen Relativitätstheorie $\tilde{\alpha}(v^2) = 1$. Mit Gleichung (2.26) vereinfacht sich Gleichung (2.25) zu

$$\frac{\nu_0}{\nu} = \frac{\tilde{\alpha}(v^2)}{\tilde{\alpha}(v'^2)} \cdot \frac{1 \pm \beta_{\text{SR}}}{\sqrt{1 - \beta_{\text{SR}}^2}} \quad (2.27)$$

$$= \frac{\tilde{\alpha}(v^2)}{\tilde{\alpha}(v'^2)} \cdot \gamma_{\text{SR}} \cdot (1 \pm \beta_{\text{SR}}). \quad (2.28)$$

Damit folgt aus der RMS-Theorie dieselbe Dopplerformel wie aus der Speziellen Relativitätstheorie mit einem zusätzlichen Vorfaktor $\tilde{\alpha}(v^2)/\tilde{\alpha}(v'^2)$. Die Gleichungen (2.25) und (2.27) beschreiben dabei die Frequenzverschiebung sowohl in dem Fall, bei dem sich das Ion auf die Laserquelle zu bewegt ($-$), als auch wenn sich das Ion von der Quelle entfernt ($+$).

Überträgt man Gleichung (2.28) auf die Gegebenheiten des Experiments, ergeben sich folgende Ausdrücke für die Resonanzfrequenzen ν_p des parallel zum Ion propagierenden Lichts und ν_a des antiparallel propagierenden Lichts im Laborsystem S'

$$\nu_a = \frac{\tilde{\alpha}(v^2)}{\tilde{\alpha}(v'^2)} \cdot \gamma_{\text{SR}} \cdot (1 - \beta_{\text{SR}}) \cdot \nu_0, \quad (2.29)$$

$$\nu_p = \frac{\tilde{\alpha}(v^2)}{\tilde{\alpha}(v'^2)} \cdot \gamma_{\text{SR}} \cdot (1 + \beta_{\text{SR}}) \cdot \nu_0. \quad (2.30)$$

Die Geschwindigkeit der Ionen relativ zum Laborsystem kann aus den beiden Frequenzen ν_a und ν_p bestimmt werden

$$\beta_{\text{SR}} = \frac{\nu_p - \nu_a}{\nu_p + \nu_a}. \quad (2.31)$$

Durch Multiplikation der Frequenzen erhält man einen Ausdruck, der mögliche Abweichungen von der Speziellen Relativitätstheorie quantifiziert

$$\nu_a \cdot \nu_p = \left(\frac{\tilde{\alpha}(v^2)}{\tilde{\alpha}(v'^2)} \right)^2 \cdot \nu_0^2 \quad (2.32)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\nu_a \cdot \nu_p}{\nu_0^2} = \left(\frac{\tilde{\alpha}(v^2)}{\tilde{\alpha}(v'^2)} \right)^2 . \quad (2.33)$$

Der Faktor auf der rechten Seite von Gleichung (2.33) kann nach Parametern α, α_2 usw. entwickelt werden, die unabhängig von der Geschwindigkeit sind

$$\left(\frac{\tilde{\alpha}(v^2)}{\tilde{\alpha}(v'^2)} \right)^2 = \left(\frac{1 + \alpha v^2 + \alpha_2 v^2 + \dots}{1 + \alpha v'^2 + \alpha_2 v'^2 + \dots} \right)^2 \quad (2.34)$$

$$\approx 1 + 2 \cdot \alpha (v^2 - v'^2) + \dots . \quad (2.35)$$

Um aus den drei Frequenzen ν_a, ν_p und ν_0 durch die Kombination der Gleichungen (2.33) und (2.35) den Parameter α zu bestimmen, müssen die Geschwindigkeit v' des Laborsystems und die Geschwindigkeit der Ionen v im Referenzsystem Σ bekannt sein. Wie oben bereits erwähnt, kann die Geschwindigkeit $v' = 370$ km/s aus der Dipolanisotropie des kosmischen Mikrowellenhintergrundes bestimmt werden¹. Die Geschwindigkeit v hingegen kann nicht direkt gemessen werden. Da diese aber viel größer ist als die Geschwindigkeit des Laborsystems S relativ zu Σ ($v' \ll v$), kann die Differenz ($v^2 - v'^2$) durch ihren relativistischen Grenzfall ausgedrückt werden. Dabei wird insbesondere die Synchronisationsvorschrift für Uhren der SRT $\vec{\varepsilon} = -\vec{v}$ verwendet:

$$(v^2 - v'^2) \approx (v^2 - v'^2)_{\text{SR}} \quad (2.36)$$

$$= 1 - v'^2 - \frac{(1 - v'^2)(1 - \beta^2)}{(1 + \vec{v}' \cdot \vec{\beta})^2} \quad (2.37)$$

$$\approx \beta^2 + 2 \cdot \vec{v}' \cdot \vec{\beta} \quad (2.38)$$

Durch Kombination der Gleichungen (2.33), (2.35) und (2.38) ergibt sich ein Ausdruck, der den Parameter α eindeutig mit den Frequenzen ν_a, ν_p und ν_0 verknüpft

$$\frac{\nu_a \cdot \nu_p}{\nu_0^2} = 1 + 2 \cdot \alpha \cdot \left(\beta^2 + 2 \cdot \vec{v}' \cdot \vec{\beta} \right) . \quad (2.39)$$

Der sogenannte siderische Term $2 \cdot \vec{v}' \cdot \vec{\beta}$ kann bei der Betrachtung dieses Experiments vernachlässigt werden, da die Geschwindigkeit β der Ionen relativ zum Laborsystem

¹Eigentlich entspricht dies der Geschwindigkeit der Sonne relativ zum CMB. Die Geschwindigkeit der Erde relativ zur Sonne unterliegt jahreszeitlichen Richtungsschwankungen, so dass die Geschwindigkeit $|\vec{v}_E|$ der Erde um die Sonne zu bestimmten Zeiten zu der Geschwindigkeit v' addiert und zu anderen Zeiten von v' subtrahiert werden muss. Entsprechende Überlegungen gelten für die Erdrotation, wobei hier die Richtungsschwankungen im Tagesrhythmus auftreten. Da diese beiden Geschwindigkeiten nur 30 km/s bzw. 0,5 km/s betragen und damit sehr viel kleiner sind als die Geschwindigkeiten der Ionen relativ zum Laborsystem, werden sie in der weiteren Diskussion vernachlässigt.

sehr viel größer ist als die Geschwindigkeit des Laborsystems relativ zu Σ . Man erhält daher als effektive Bestimmungsgleichung für α den Ausdruck

$$\frac{\nu_a \cdot \nu_p}{\nu_0^2} = 1 + 2 \cdot \alpha \beta^2 \quad (2.40)$$

$$\Leftrightarrow \alpha = \frac{1}{2 \cdot \beta^2} \cdot \left(\frac{\nu_a \cdot \nu_p}{\nu_0^2} - 1 \right). \quad (2.41)$$

2.3 Erweiterung des Standardmodells

Die Experimente vom Ives-Stilwell Typ können auch im Rahmen der sogenannten Erweiterung des Standardmodells (engl.: **Standard Model Extension (SME)**) analysiert werden. Diese Theorie wurde 1989 von A. Kostelecký und S. Samuel [11] formuliert und in den Folgejahren weiterentwickelt (siehe z.B. [11, 15, 45, 46, 47]). Dabei werden zur Lagrangedichte des Standardmodells \mathcal{L}_0 zusätzliche Terme \mathcal{L}_{LV} , welche die Lorentzinvarianz verletzen, hinzugefügt

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{LV}. \quad (2.42)$$

Die Idee der SME beruht darauf, alle möglichen Terme mit einzubeziehen, die zu einer spontanen Verletzung der Lorentzinvarianz führen. Die Zusatzterme \mathcal{L}_{LV} werden nur dahingehend eingeschränkt, dass diese als skalare Felder in die Theorie eingehen müssen. In ihrer allgemeinsten Form können die Zusatzterme in der Darstellung

$$\mathcal{L}_{LV} \sim t^{(k)} \Gamma \bar{\psi} (i\partial)^k \chi \quad (2.43)$$

geschrieben werden [16, 48]. Dabei sind die Koeffizienten $t^{(k)}$ konstante Hintergrundfelder, die die Verletzung der Lorentzinvarianz verursachen, k ist eine natürliche Zahl, ψ und χ repräsentieren zunächst beliebige Felder und Γ ist eine Kombination aus Dirac-Matrizen [46]. Auf diese Weise können prinzipiell beliebig viele Zusatzterme zur Lagrangedichte erzeugt werden. Daher beschränkt man sich für eine effektive Theorie auf diejenigen Terme, für die $k \leq 4$ gilt² [15]. Man spricht in diesem Fall auch von der minimalen SME (mSME). Für den reinen Photonensektor der mSME erhält man dann für die Lagrangedichte den Ausdruck [15, 49, 50]

$$\mathcal{L} = \underbrace{-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_0} + \underbrace{\frac{1}{2} (k_{AF})^\kappa \epsilon_{\kappa\lambda\mu\nu} A^\lambda F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} (k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu} F^{\kappa\lambda} F^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{LV}}. \quad (2.44)$$

Die beiden die Lorentzinvarianz verletzenden Terme können zusätzlich darin unterschieden werden, ob sie die *CPT*-Invarianz verletzen

$$\mathcal{L}_{LV} = \underbrace{\frac{1}{2} (k_{AF})^\kappa \epsilon_{\kappa\lambda\mu\nu} A^\lambda F^{\mu\nu}}_{CPT \text{ verletzend}} - \underbrace{\frac{1}{4} (k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu} F^{\kappa\lambda} F^{\mu\nu}}_{CPT \text{ erhaltend}}. \quad (2.45)$$

Der *CPT* verletzende Anteil in Gleichung (2.45) ist im Rahmen von theoretischen Betrachtungen untersucht worden [51]. Dabei ergab sich, dass dieser Term einen negativen

²In [17] zeigen Kostelecký und Mewes, dass diese Entwicklung für beliebige k ausgeführt werden kann.

Beitrag zur Gesamtenergie liefert und so zu Instabilitäten in der Theorie führt. Daher wird für den Parameter $k_{AF} = 0$ gefordert. Durch astrophysikalische Messungen wird diese Forderung bestätigt [52]. Die resultierende Lagrangedichte ergibt sich somit zu

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}(k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu}F^{\kappa\lambda}F^{\mu\nu}. \quad (2.46)$$

Der Lorentzinvarianz verletzende und CPT -Invarianz erhaltende Parameter $(k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu}$ ist ein Tensor vierter Stufe mit 256 Komponenten. Da dieser Tensor die Symmetrie eines Riemann-Tensors aufweist und außerdem eine verschwindende Doppelspur besitzt ($(k_F)^{\mu\nu}{}_{\mu\nu} = 0$) [53], reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Komponenten auf 19 [15]. Aus Gleichung (2.46) ergeben sich die Bewegungsgleichungen (inhomogene Maxwellgleichungen) zu

$$\partial_\alpha F_\mu{}^\alpha + (k_F)_{\mu\alpha\beta\gamma}\partial^\alpha F^{\beta\gamma} = 0 \quad (2.47)$$

Diese Bewegungsgleichungen können analog zu den Gleichungen in homogenen anisotropen Medien betrachtet werden. Dazu definiert man [54] eine Transformation der elektrischen und magnetischen Felder \vec{E} und \vec{B}

$$\begin{pmatrix} \vec{D} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_0(\tilde{\epsilon}_r + \kappa_{DE}) & \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}\kappa_{DB} \\ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}\kappa_{HE} & \mu_0^{-1}(\tilde{\mu}_r^{-1} + \kappa_{HB}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Die 3×3 -Matrizen κ_{DE} , κ_{DB} , κ_{HE} und κ_{HB} setzen sich dabei aus den Komponenten des Tensors $(k_F)_{\mu\alpha\beta\gamma}$ zusammen [15]. Ebenso sind $\tilde{\mu}_r^{-1}$ und $\tilde{\epsilon}_r$ 3×3 -Matrizen, die die magnetischen und dielektrischen Eigenschaften des Mediums beschreiben. Aus den so definierten Vektorfeldern \vec{D} und \vec{H} ergeben sich die modifizierten Maxwellgleichungen in der gewohnten Form:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \partial_0 \vec{D} = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.49)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \partial_0 \vec{B} = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.50)$$

Um einfacher darlegen zu können, in wie weit ein Experiment auf eine bestimmte Komponente der oben definierten Matrizen empfindlich ist, werden neue Matrizen definiert, die aus den Matrizen κ_{DE} , κ_{HB} , κ_{DB} und κ_{HE} zusammengesetzt sind:

$$(\tilde{\kappa}_{e+})^{jk} = \frac{1}{2}(\kappa_{DE} + \kappa_{HB})^{jk} \quad (2.51)$$

$$(\tilde{\kappa}_{e-})^{jk} = \frac{1}{2}(\kappa_{DE} - \kappa_{HB})^{jk} - \frac{1}{3}\delta^{jk}(\kappa_{DE})^{ll} \quad (2.52)$$

$$(\tilde{\kappa}_{o+})^{jk} = \frac{1}{2}(\kappa_{DB} + \kappa_{HE})^{jk} \quad (2.53)$$

$$(\tilde{\kappa}_{o-})^{jk} = \frac{1}{2}(\kappa_{DB} - \kappa_{HE})^{jk} \quad (2.54)$$

$$\tilde{\kappa}_{\text{tr}} = \frac{1}{3}(\kappa_{DE})^{ll}. \quad (2.55)$$

Ein Vergleich zwischen der RMS-Theorie und der SME [54, 55] zeigt, dass $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ gerade dem Parameter α aus der oben dargelegten Robertson-Mansouri-Sexl-Testtheorie entspricht

$$\tilde{\kappa}_{\text{tr}} \equiv \alpha. \quad (2.56)$$

Man beachte, dass $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ eine Größe ist, die aus mehreren Parametern zusammengesetzt ist. Genau genommen ist $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ die Spur der Matrix κ_{DE} , die wiederum aus dem Tensor k_F folgt. Allgemein gilt, dass die RMS-Theorie damit implizit in der SME enthalten ist [17]. Darüber hinaus kann die Lagrangedichte aus Gleichung (2.44) durch die $\tilde{\kappa}$ -Matrizen [15] umformuliert werden

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \left[(1 + \tilde{\kappa}_{\text{tr}}) \vec{E}^2 - (1 - \tilde{\kappa}_{\text{tr}}) \vec{B}^2 \right] + \frac{1}{2} \vec{E} (\tilde{\kappa}_{e+} + \tilde{\kappa}_{e-}) \cdot \vec{E} \\ & - \frac{1}{2} \vec{B} \cdot (\tilde{\kappa}_{e+} - \tilde{\kappa}_{e-}) \cdot \vec{B} + \vec{E} \cdot (\tilde{\kappa}_{o+} + \tilde{\kappa}_{o-}) \cdot \vec{B}. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Aus Gleichung (2.57) folgt, dass der Parameter $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ als Modifikation der effektiven Permittivität $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon = \epsilon_0 \cdot (1 + \tilde{\kappa}_{\text{tr}})$ und der effektiven Permeabilität $\mu_0 \rightarrow \mu = \mu_0 \cdot 1/(1 - \tilde{\kappa}_{\text{tr}})$ angesehen werden kann. Dies kann auf Grund der Relation $(\epsilon \cdot \mu)^{-1} = c_0^2 \cdot (1 - \tilde{\kappa}_{\text{tr}})/(1 + \tilde{\kappa}_{\text{tr}}) = c^2$ als effektive Änderung der Lichtgeschwindigkeit interpretiert werden [15]. Neben dem hier vorgestellten Experiment gibt es weitere, die ebenfalls auf den Parameter $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ sensitiv sind [56, 57]. Diese Fallen jedoch nicht unter die Kategorie der Ives-Stilwell-Experimente, da diese nicht die Zeitdilatation durch den Vergleich von zwei relativ zueinander bewegten Uhren messen.

2.4 Lithium

Für ein Ives-Stilwell-Experiment wird ein Uhrensystem benötigt, das einerseits auf große Geschwindigkeiten beschleunigt und dessen Frequenz andererseits mit Mitteln der Laserspektroskopie vermessen werden kann. Mit Teilchenbeschleunigern kann man Ionen auf große Geschwindigkeiten beschleunigen. Dabei können diese nahezu Lichtgeschwindigkeit erreichen. Um die zweite Bedingung zu erfüllen, muss im Ion ein elektronischer Übergang aus dem Grundzustand oder einem langlebigen metastabilen Zustand existieren, dessen Ruhfrequenz ν_0 ungefähr in der Mitte des sichtbaren Spektralbereichs (≈ 550 nm) liegt. Nur dann bleiben die Anregungsfrequenzen ν_a und ν_p , die sich gemäß Gleichung (2.5) und (2.6) aus ν_0 und β ergeben, mit Laserlichtquellen zugänglich. Mit wenigen Ausnahmen liegen die energetisch niedrigsten Dipolübergänge aus dem Grundzustand von Ionen schon im ultravioletten Bereich ($\lambda \lesssim 400$ nm). Für die Frequenz ν_p ergeben sich in einem solchen Fall praktische Probleme geeignete Laserlichtquellen und Optiken zu finden.

Heliumartiges Lithium, Li^+ , bietet einen geeigneten Dipolübergang. Abbildung 2.4 zeigt ein detailliertes Termschema von ${}^7\text{Li}^+$. Auch hier liegt die Wellenlänge des ersten Dipolübergangs aus dem Grundzustand mit 19,9 nm weit im ultravioletten Bereich. Allerdings existieren Übergänge aus dem $2s\ {}^3\text{S}_1$ -Zustand in den $2p\ {}^3\text{P}_2$ -Zustand, bei einer Anregungswellenlänge von 548,5 nm [58]. Der $2s\ {}^3\text{S}_1$ -Zustand kann nur über einen M1-Übergang oder einen Zweiphotonenübergang 2E1 in den Grundzustand zerfallen. Daher resultiert seine lange Lebensdauer von 50 s [59, 60]. Der $2p\ {}^3\text{P}_2$ -Zustand kann aufgrund des Interkombinationsverbotes ($\Delta S = 0$) nur in den $2s\ {}^3\text{S}_1$ -Zustand relaxieren. Dies erfolgt mit einer Rate von $2,22 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ entsprechend einer Lebensdauer von 43 ns. Diese beiden Zustände bilden also - zunächst ohne Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur - ein geeignetes „Zwei-Niveau“-System für die Fluoreszenzspektroskopie, da eine hohe Streurrate erreicht werden kann. Bei einer Geschwindigkeit der Ionen von $0,338 \cdot c_0$ wird

Tabelle 2.1: Übergangsfrequenzen zwischen den Feinstrukturniveaus $2s^3S_1$ und $2p^3P_2$ unter Berücksichtigung der Hyperfeinstrukturzustände [58, 62].

Übergang	Frequenz
$2s^3S_1 (F = 1/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 1/2)$	$546\,471\,038,38 \pm 0,813$ MHz
$2s^3S_1 (F = 1/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 3/2)$	$546\,477\,241,98 \pm 0,795$ MHz
$2s^3S_1 (F = 3/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 1/2)$	$546\,459\,148,36 \pm 0,813$ MHz
$2s^3S_1 (F = 3/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 3/2)$	$546\,465\,351,96 \pm 0,795$ MHz
$2s^3S_1 (F = 3/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 5/2)$	$546\,474\,960,66 \pm 0,434$ MHz
$2s^3S_1 (F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 3/2)$	$546\,445\,534,29 \pm 0,795$ MHz
$2s^3S_1 (F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 5/2)$	$546\,455\,142,99 \pm 0,433$ MHz
$2s^3S_1 (F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 7/2)$	$546\,466\,918,79 \pm 0,400$ MHz

die Übergangswellenlänge von 548,5 nm für die parallele Anregung zu $\lambda_p = 386$ nm und für die anti parallele Anregung zu $\lambda_a = 780$ nm verschoben. Für beide Wellenlängen stehen Laserlichtquellen bereit. Die durch die Wahl der Geschwindigkeit erreichten Anregungswellenlängen liegen in der Nähe von sehr genau bekannten Übergangswellenlängen in Rubidium und Jod und können mit diesen verglichen werden. Dadurch wird eine hohe Genauigkeit bei der Bestimmung der Laserwellenlängen erreicht.

Da ${}^7\text{Li}$ einen Kernspin von $I = 3/2$ besitzt, spalten sich der $2s^3S_1$ in drei und der $2p^3P_2$ -Zustand in vier Hyperfeinstrukturniveaus auf. In Abbildung 2.5 ist eine schematische Übersicht der Hyperfeinaufspaltung der relevanten Feinstrukturniveaus gezeigt. In diesem Termschema findet sich nur ein geschlossener Übergang ($2s^3S_1 (F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 7/2)$), den man für eine Sättigungsspektroskopie verwenden kann. Die Sättigungsintensität dieses Übergangs beträgt $I_0 = 6,7$ mW [61]. Darüber hinaus bietet die Hyperfeinstruktur die Möglichkeit der Λ -Spektroskopie unter der Verwendung des $2s^3S_1 (F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 5/2)$ und des $2s^3S_1 (F = 3/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 5/2)$ -Übergangs. Um Gleichung (2.10) für einen Test der Speziellen Relativitätstheorie anwenden zu können, müssen die Ruhfrequenzen der beteiligten Übergänge möglichst genau bekannt sein. In Tabelle 2.1 sind die Werte für die Übergangsfrequenzen zwischen den Hyperfeinstrukturkomponenten des $2s^3S_1$ - und des $2p^3P_2$ -Zustandes aufgelistet. Die Daten des $2s^3S_1 (F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 7/2)$ -Übergangs stammen aus Riis *et al.* [58], die Hyperfeinstrukturaufspaltung wurde von Kowalski *et al.* [62] gemessen. Die genannten Messungen weisen die kleinsten Unsicherheiten für die entsprechenden Werte aus. Darüber hinaus wurden weitere Messungen des geschlossenen $2s^3S_1 (F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2 (F = 7/2)$ -Übergangs von Rong *et al.* [63] und Bacis *et al.* [64] vorgenommen. Außerdem wurde die Hyperfeinstrukturaufspaltung auch von Clarke *et al.* [65], Fan *et al.* [66], Bayer *et al.* [67] und Bacis *et al.* gemessen. Bei diesen Messungen sind die jeweiligen Werte jedoch mit größeren Unsicherheiten bestimmt worden, daher werden für die weitere Betrachtung die Werte von Riis *et al.* und Kowalski *et al.* verwendet.

Um einen Ionenstrahl zu erzeugen, muss das entsprechende Element zunächst in reiner Form oder als Verbindung vorliegen. Mit Hilfe einer Ionenquelle werden erst Atome aus dem Material herausgelöst, danach ionisiert und durch nachfolgende Beschleuni-

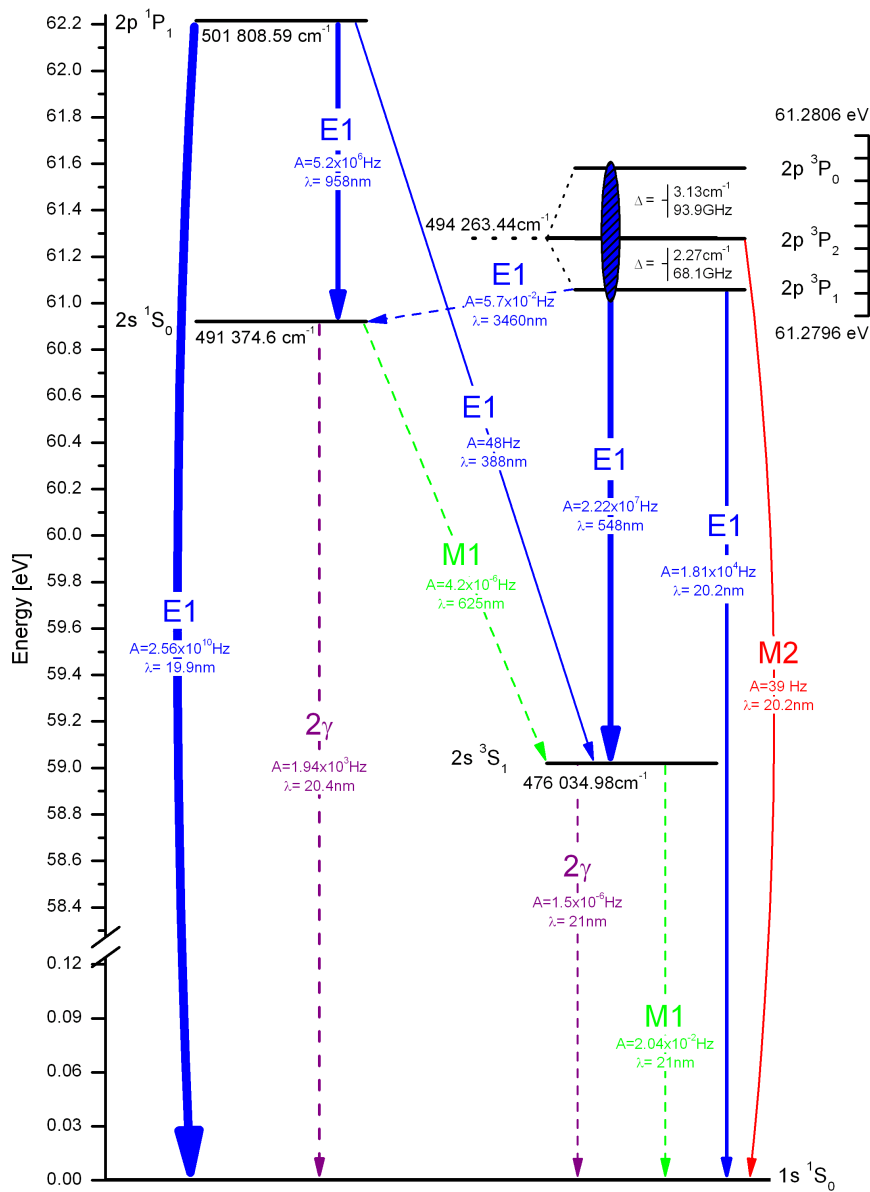


Abbildung 2.4: Detailliertes Termschema von ${}^7\text{Li}^+$ [35]. Im Experiment wird der Dipolübergang zwischen dem $2s\ 3S_1$ und dem $2p\ 3P_2$ -Zustand der Feinstruktur vermessen. Die Übergangswellenlänge beträgt 548,5 nm, der angeregte Zustand hat eine Lebensdauer von 43 ns. Die Feinstrukturniveaus sind aufgrund des Kernspins von $I = 3/2$ in drei bzw. vier Hyperfeinstrukturniveaus aufgespalten (Details siehe Abbildung 2.5).

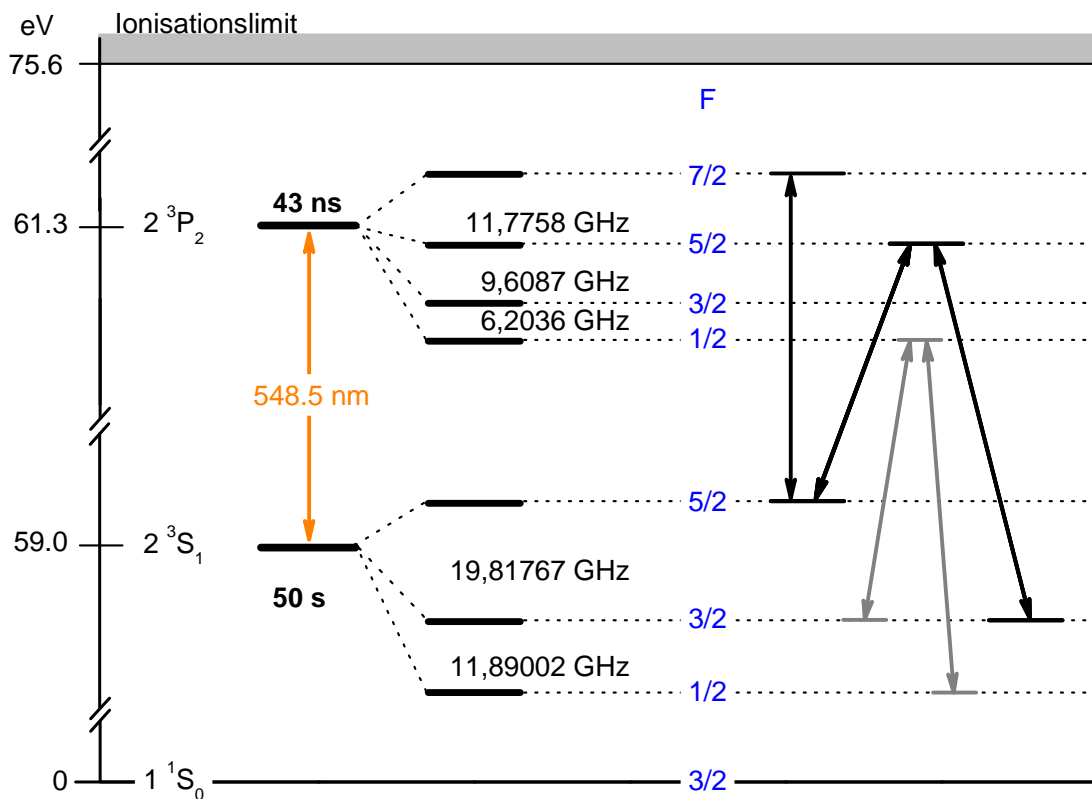


Abbildung 2.5: Das Bild zeigt die Hyperfeinstruktur des verwendeten Feinstrukturübergangs [35]. Die Abstände der Hyperfeinstruktur-niveaus des $2s\ ^3S_1$ -Zustands wurden gemessen [58], die Abstände zwischen den Hyperfeinstruktur-niveaus des $2p\ ^3P_2$ -Zustands stammen aus [62]. Die Hyperfeinstruktur eröffnet auf der einen Seite die Möglichkeit Sättigungsspektroskopie am geschlossenen $2s\ ^3S_1$ ($F = 5/2$) \rightarrow $2p\ ^3P_2$ ($F = 7/2$)-Übergang durchzuführen; andererseits kann auch die Methode der Λ -Spektroskopie mit jeweils zwei Übergängen angewendet werden. Dabei werden zwei Grundzustandsniveaus über einen gemeinsamen angeregten Zustand miteinander gekoppelt. Weitere Erläuterungen zu den angewendeten Spektroskopiemethoden finden sich in den Kapiteln 4.2 und 4.3.

gerkomponenten zu einem Ionenstrahl gebündelt. Hier müssen die $^7\text{Li}^+$ -Ionen darüber hinaus noch in den metastabilen Zustand angeregt werden. Am einfachsten geschieht dies in einer Plasmaionenquelle. Es wurden zwei Plasmaquellentypen verwendet, die verschiedene Quellenmaterialien benötigten. Einerseits wurde Lithiumfluorid (LiF) in einer EZR-Quelle und andererseits Kupferlithium (CuLi) in einer PIG-Quelle verwendet. Details dazu werden in Kapiteln 3.1 erläutert.

Lithium hat zwei stabile Isotope. Dabei ist ^7Li mit einem natürlichen Vorkommen von 92,6 % weitaus häufiger als ^6Li mit 7,4 % Vorkommen. Für die Quelle kann daher ein natürliches Isotopengemisch verwendet werden, um eine hinreichende Ausbeute an ^7Li zu erhalten.

3 Aufbau des Experiments

An der Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung können ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen auf Geschwindigkeiten von bis zu $0,418 \cdot c_0$ beschleunigt und gespeichert werden. Dies ist um etwa einen Faktor 7 höher als die am TSR erreichbaren Geschwindigkeiten und birgt daher das Potential in der Laserspektroskopie eine höhere Sensitivität auf den Parameter α der RMS-Testtheorie zu erreichen. Für die Erzeugung von ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen können an der GSI zwei Ionenquellentypen eingesetzt werden: eine Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR) und eine Penning-Quelle (PIG). Die erzeugten Ionen werden in den Linearbeschleuniger UNILAC (**UNI**versal **L**inear **A**ccelerator) injiziert und von diesem auf Geschwindigkeiten von $0,155 \cdot c_0$ (vor-)beschleunigt. Über einen Transferkanal gelangen die Ionen in das Schwerionensynchrotron SIS18, in dem sie die für dieses Experiment gewählte Endgeschwindigkeit von $0,338 \cdot c_0$ erreichen. Anschließend werden die Ionen über einen weiteren Transferkanal in den Experimentierspeicherring (ESR) injiziert, in dem sie bis zu einer Minute gespeichert werden können. In Abbildung 3.1 ist eine Übersicht der Beschleunigeranlage gezeigt. Obwohl noch höhere Geschwindigkeiten möglich sind, fiel die Wahl auf eine Geschwindigkeit von $0,338 \cdot c_0$, da in diesem Fall die dopplerverschobenen Wellenlängen leicht mit Lasern zu erzeugen sind und die Laserfrequenzen auf eine Jodlinie und die Rubidiumresonanzlinie stabilisiert werden können.

3.1 Ionenquellen

In einer Ionenquelle werden Atome aus einem Quellenmaterial freigesetzt und ionisiert. Dabei wird mindestens eines der schwach gebundenen Elektronen der Atomhülle entfernt. Als Quellenmaterial werden üblicherweise purifizierte Festkörper oder Gase verwendet. Im Falle von Festkörpern werden die Atome durch sputtern oder verdampfen in die Gasphase überführt und dann ionisiert. Entsprechend muss bei Gasen eine eventuell vorhandene Molekülbindung aufgebrochen werden, um die dann freien Atome ionisieren zu können. Im Rahmen dieser Arbeit kamen zwei Ionenquellentypen zum Einsatz: Die ersten Versuche wurden mit einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR) durchgeführt, ab 2010 kam eine PIG-Quelle zum Einsatz. Beides sind Plasmaionenquellen, die so eingestellt wurden, dass im Plasma auch Li^{2+} -Ionen vorlagen. Bei der Rekombination mit freien Elektronen des Plasmas wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit der metastabile Zustand bevölkert. Vorangegangene Experimente zur Erzeugung von metastabilen Li^+ -Ionen in einer EZR-Quelle zeigten, dass bis zu 10 % der Ionen in diesem Zustand präpariert werden [68]. Mit der PIG-Quelle konnten sowohl größere Ionenströme als auch ein signifikant erhöhter Anteil der Ionen im metastabilen Zustand produziert werden.

Die aus der Ionenquelle extrahierten Ionen werden im UNILAC und im SIS beschleunigt. Im Inneren des Beschleunigers herrschen Drücke zwischen 10^{-9} mbar und

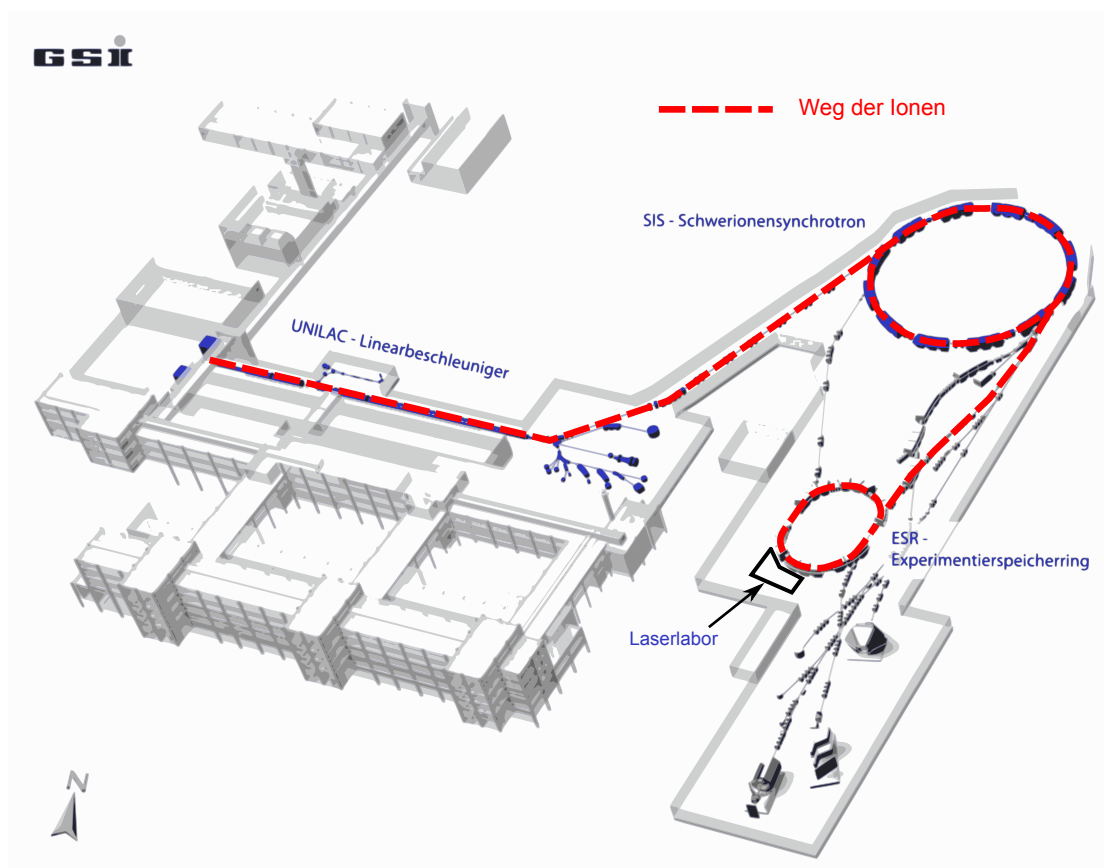


Abbildung 3.1: Schematische Ansicht der Beschleunigeranlage der GSI. Die wesentlichen Beschleunigerkomponenten sind eingezeichnet. Das Laserlabor befindet sich südwestlich des ESR.

10^{-11} mbar. Da keine anderen Prozesse bekannt sind, die im Bereich des Teilchenbeschleunigers den $2s\ ^3S_1$ -Zustand effektiv besetzen können, kann man davon ausgehen, dass dieser Zustand ausschließlich bei der Erzeugung der $^7\text{Li}^+$ -Ionen in der Quelle besetzt wird.

3.1.1 Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle

In Abbildung 3.2 ist ein schematischer Aufbau der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR-Quelle) [69] gezeigt, die an der GSI verwendet wird. Die Quelle besteht aus einem Ofen, einer Plasmakammer, einem magnetischen Hexapol und einer Zylinderspule. Die Kombination aus Hexapol und Zylinderspule erzeugt einen magnetischen Einschluss der Ionen und Elektronen in der Plasmakammer. Im Ofen wird das Quellenmaterial geschmolzen, wodurch bei ausreichend hoher Temperatur freie Atome austreten. Ein für diesen Quellentyp geeignetes Quellenmaterial ist Lithiumfluorid (LiF) mit einer Schmelztemperatur von 845 °C [70]. Bei dieser Temperatur treten Cluster von LiF-Molekülen aus dem Material aus und diffundieren in die Plasmakammer. In die

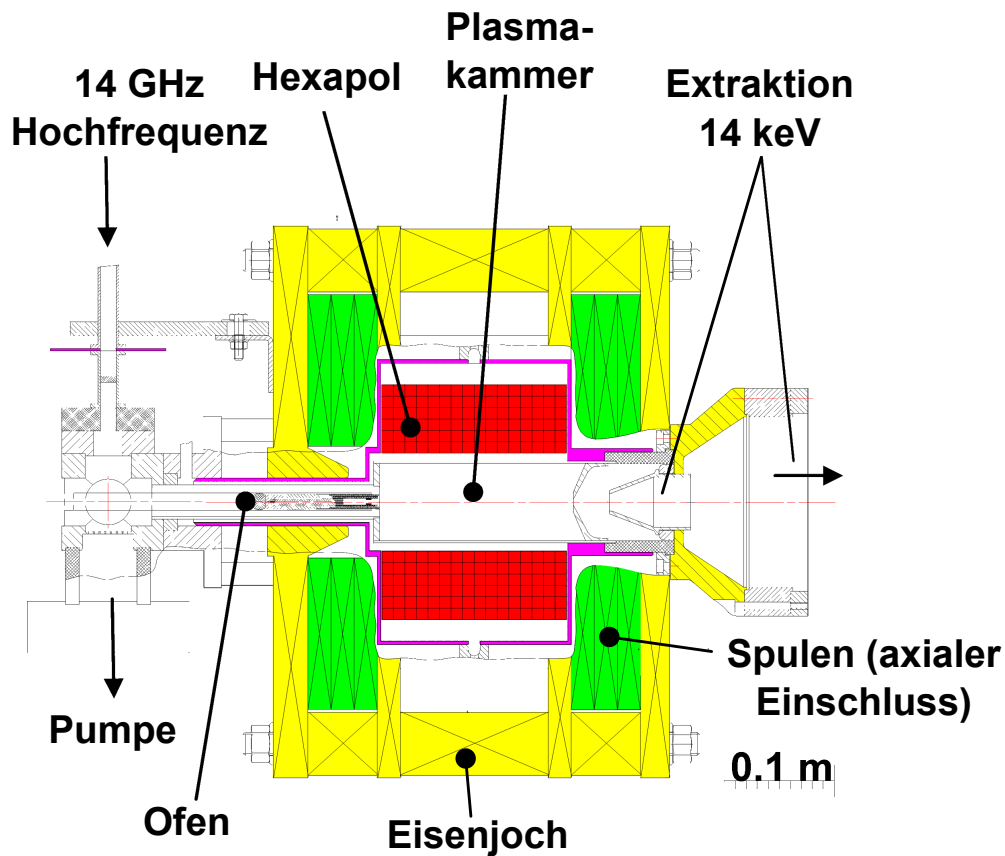


Abbildung 3.2: Im Ofen der EZR-Quelle wird LiF geschmolzen, die frei werdenden Atome diffundieren in die Plasmakammer. Dort werden Elektronen mit einer extern eingestrahlten Radiofrequenz ω_{rf} geheizt und durch einen magnetischen Einschluss gefangen. Durch Stöße mit den Elektronen werden die Atome ionisiert und durch eine geeignete Auskoppeloptik aus der Plasmakammer extrahiert und zu einem Ionenstrahl geformt [35, 69].

Plasmakammer wird eine elektromagnetische Radiofrequenz von 14 GHz eingestrahlt, die über den Prozess der Zyklotron-Resonanz-Heizung [71] Energie auf die freien Elektronen in der Plasmakammer überträgt. Die Elektronen werden durch die Kombination einer Zylinderspule mit einem Hexapol in einem magnetischen Feld in einer sogenannten Minimum-Magnetfeldstruktur eingeschlossen. Das Magnetfeld B und die eingestrahlte Radiofrequenz ω_{rf} sind so aufeinander abgestimmt, dass die Zyklotron-Resonanzbedingung $\omega_{rf} = \frac{e \cdot B}{m_e}$ erfüllt ist. Dadurch wird den Elektronen kontinuierlich Energie zugeführt und diese in die Lage versetzt die Atome in der Plasmakammer durch Stöße zu ionisieren. Aufgrund des großen Massenunterschiedes zwischen Elektronen und Atomen wird dabei kaum kinetische Energie auf die Atome übertragen, so dass diese keine effektive Heizung erfahren. Die so erzeugten Ionen sind aufgrund ihrer niedrigen Geschwindigkeiten nur schwach durch das Magnetfeld eingeschlossen und werden hauptsächlich durch das Raumladungspotential der Elektronen in der Plasmakammer

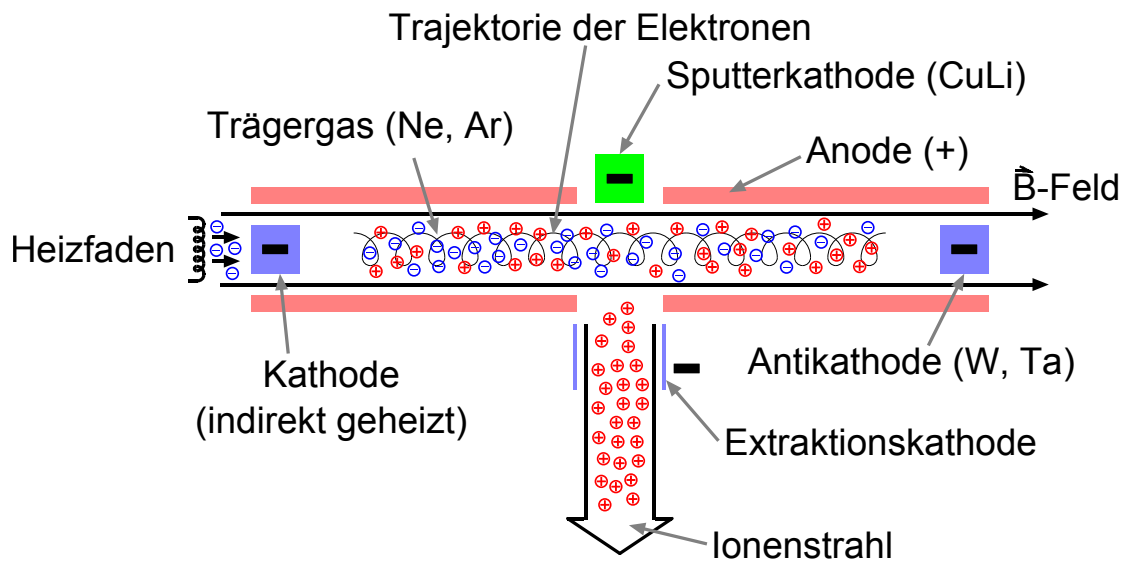


Abbildung 3.3: Schematische Zeichnung der Penning-Quelle, wie sie an der GSI benutzt wird. An der Kathoden werden Elektronen erzeugt, die durch Kathode, Antikathode und Magnetfeld auf Spiralbahnen in der Quelle gehalten. Durch Stöße werden die Trägergasatome ionisiert und auf die Sputterkathode beschleunigt. Diese besteht aus dem Quellmaterial. Durch den Beschuss mit Ionen werden daraus die gewünschten Atome aus dem Material herausgelöst. Die Atome werden wieder durch die freien Elektronen ionisiert und von der Extraktionskathode zu einem Ionenstrahl geformt.

gehalten. Auf der Extraktionsseite ist der magnetische Einschluss für die Elektronen so gestaltet, dass die schnellen Elektronen entkommen können. Dadurch wird das Einschlusspotential für die Ionen flacher und diese verlassen ebenfalls die Plasmakammer. Durch eine nachgeschaltete Ionenoptik werden die Elektronen von Ionen abgetrennt und nur ein reiner Ionenstrahl bleibt für den Transport in die weitere Strahlstrecke übrig.

3.1.2 Penning-Quelle

Der zweite Ionenquellentyp, der bei diesem Experiment zum Einsatz gekommen ist, ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Ihr Funktionsprinzip ist vergleichbar mit einer Penning-Vakuum-Messröhre und trägt daher den Namen Penning-Quelle (engl.: **P**enning **I**onisation **G**auche source, **PIG**) [69]. Die Kathode auf der linken Seite in Abbildung 3.3 wird indirekt geheizt und emittiert Elektronen. Diese werden einerseits von den umliegenden Anoden angezogen, andererseits werden sie durch ein parallel zu den Anoden verlaufendes Magnetfeld zu einer Spiralbewegung um die Magnetfeldlinien gezwungen. An einer Antikathode werden die Elektronen reflektiert, so entsteht ein Einschluss der Elektronen zwischen Kathode, Antikathode und Anoden. In diesen Bereich wird ein Trägergas für die Entladung beispielsweise Argon eingelassen. Die gefangenen Elektronen ionisieren die Argonatome, diese werden, da sie positiv geladen sind, zur Sputterkathode hin beschleunigt. Diese besteht aus einer CuLi Legierung und die auftreffenden Argonionen lösen sowohl Kupfer- als auch Lithiumatome aus der Oberfläche, die dann wiederum

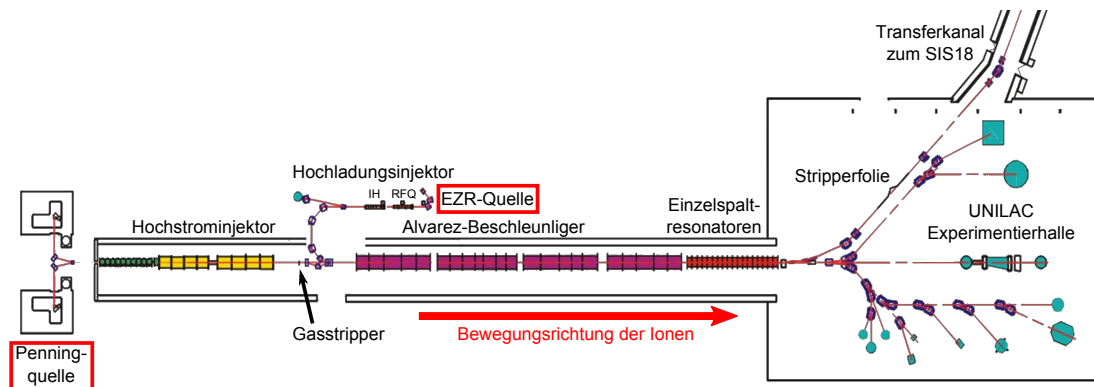


Abbildung 3.4: Schematische Zeichnung des UNILAC [72]. Die beiden im Experiment verwendeten Ionenquellen sind rot eingrahmt. Aus der Penningquelle werden die Ionen zunächst in den Hochstrominjektor injiziert und vorbeschleunigt bevor sie in den Alvarezbeschleuniger weitergeleitet werden. Ebenso werden die Ionen aus der EZR-Quelle zunächst in einem Radiofrequenz-Quadrupol (RFQ) und einer nachgeschalteten IH-Struktur (IH) beschleunigt bevor sie in den Alvarezbeschleuniger gelangen. Dort werden die Ionen weiter beschleunigt und über den Transferkanal in das Schwerionensynchrotron (SIS18) injiziert.

von den Elektronen in der Quelle ionisiert werden. Durch die der Sputterkathode gegenüberliegende Öffnung in der Anode werden die erzeugten Kupfer- bzw. Lithiumionen aus der Quelle heraus beschleunigt. Dieser Vorgang wird durch eine Extraktionskathode unterstützt. Die Ionenquelle befindet sich auf einer Hochspannungsplattform mit einem Potential von bis zu 100 kV. Der vorgeformte Ionenstrahl wird in einem magnetischen Separator massenselektiert und die ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen in den UNILAC eingeschossen.

3.2 Beschleuniger und Speicherringe

3.2.1 Linearbeschleuniger

In Abbildung 3.4 ist eine Übersicht des UNILAC zu sehen. Die Ionen aus der PIQ-Quelle werden zunächst in den Hochstrominjektor (HSI) geleitet, in dem sie auf eine Geschwindigkeit von 1,4 MeV/u beschleunigt werden. Von dort werden die Ionen weiter in den sogenannten Poststripper injiziert, der aus einem Alvarez-Beschleuniger und Einzelspaltresonatoren besteht. Im Alvarez-Beschleuniger erreichen die Ionen eine Geschwindigkeit von 11,4 MeV/u. Eine Feinabstimmung der Ionengeschwindigkeit wird mit den Einzelspaltresonatoren vorgenommen, wobei Geschwindigkeiten von 17,7 MeV/u erreicht werden.

Die Ionen, die in der EZR-Quelle erzeugt werden, werden in einem Radiofrequenz-Quadrupol (RFQ) auf Geschwindigkeiten von 300 keV/u vorbeschleunigt. Nach der Bündelung des Strahls in einem Buncher wird dieser in einer IH-Struktur noch einmal auf eine Geschwindigkeit von 1,36 MeV/u beschleunigt und anschließend in die Alvarez-Struktur injiziert.

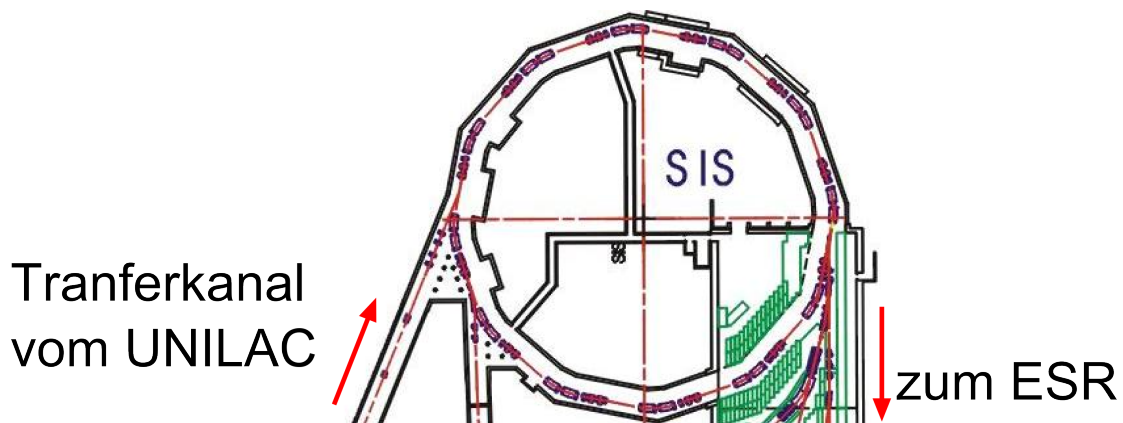


Abbildung 3.5: Schematische Zeichnung des Schwerionensynchrotrons SIS18 [76]. Die Ionen werden vom UNILAC injiziert und in mehreren Umläufen auf ihre Endgeschwindigkeit beschleunigt. Anschließend werden die Ionen extrahiert und in den ESR injiziert.

Am Eingang in die UNILAC Experimentierhalle werden die Ionen in den Transferkanal (TK) zum Schwerionensynchrotron SIS18 weitergeleitet.

3.2.2 Schwerionensynchrotron

Das SIS18 ist ein Synchrotron mit einer magnetischen Steifigkeit von 18 Tm. Der Gesamtumfang der Teilchenbahn im Synchrotron beträgt 216,72 m. Das SIS18 besteht aus 24 Dipolmagneten, um die Ionen auf einer Kreisbahn zu halten, und je zwölf Triplett- und Sextupollinsen für die notwendige Fokussierung. Hier werden die Ionen auf ihre Endgeschwindigkeit von 54 MeV/u beschleunigt. In Einheiten der Lichtgeschwindigkeit entspricht dies $0,338 c_0$. Zusätzlich wurde im SIS18 die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen durch Elektronenkühlung reduziert [73, 74, 75]. Ist die Endgeschwindigkeit erreicht, werden die ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen in den ESR injiziert.

3.2.3 Experimentierspeicherring

Eine schematische Übersicht des ESR und seiner wesentlichen Komponenten ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Die Bahn der Teilchen ist mit 108 m nur halb so lang wie im SIS18, die maximale magnetische Steifigkeit beträgt 10 Tm. Die ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen können also maximal bei einer Geschwindigkeit von $0,42 \cdot c_0$ gespeichert werden. Um die Ionen auf ihrer Bahn zu halten und den Ionenstrahl immer wieder zu fokussieren, sind entlang der Strahlachse sechs Dipolmagnete, vier Duplettlinen, vier Triplettlinen und acht Sextupollinsen montiert. Mit Hilfe von zwei Hochfrequenzresonatoren können die Ionen beschleunigt, abgebremst oder zu Paketen gebündelt werden. Innerhalb des Strahlrohrs herrscht ein Druck von ca. 10^{-11} mbar.

Für die zerstörungsfreie Strahldiagnose werden zwei Komponenten des ESR in diesem Experiment genutzt: der sogenannte DC-Transformator, der den umlaufenden Ionenstrom misst und die Schottky-Diagnose, mit deren Hilfe man die Geschwindigkeitsver-

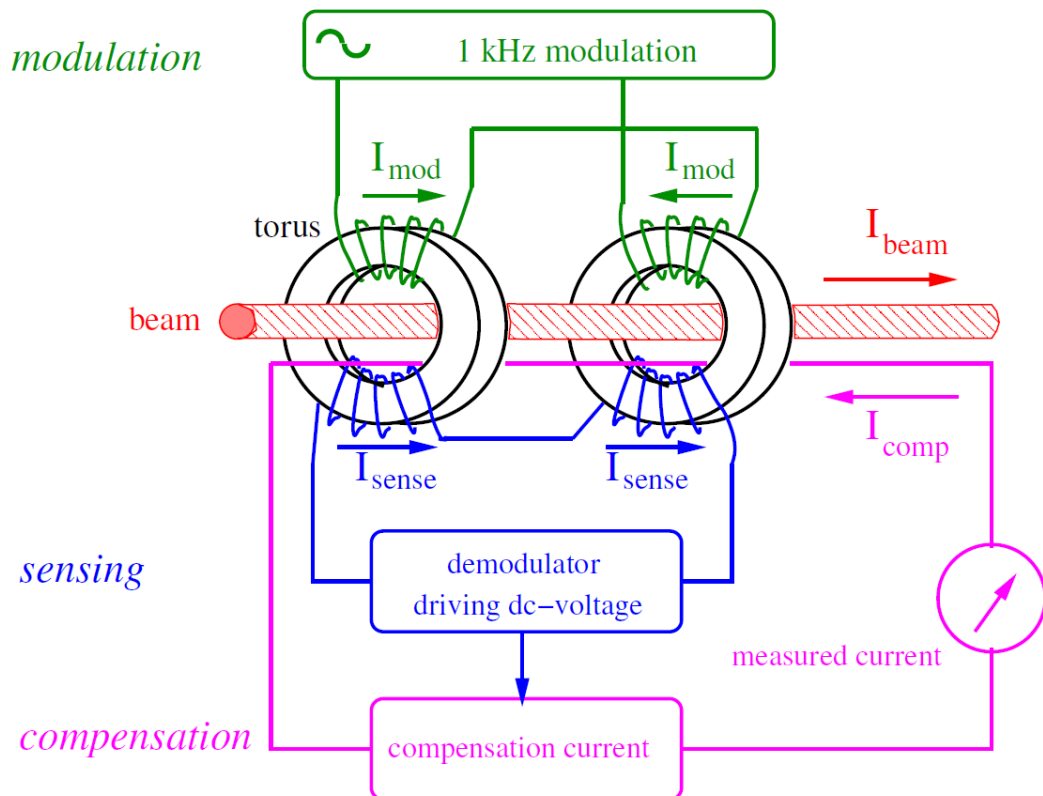


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines DC-Transformators [77]. Das Magnetfeld in den beiden Tori wird durch den Ionenstrahl beeinflusst. Durch eine nachgeschaltete Elektronik wird dieses Feld mit Hilfe einer stromdurchflossenen Leiterschleife kompensiert. Weitere Erläuterungen im Text.

teilung der Ionen im Strahl messen kann. Um die exakte Lage des Strahls zu bestimmen, können sogenannte „Scraper“ in den Strahl gefahren werden, die dabei den Strahl aber vernichten.

Der DC-Trafo besteht aus zwei identischen Tori, die jeweils mit drei verschiedenen Spulen, wie in Abbildung 3.6 dargestellt, umwickelt sind. An eine der Spulen wird ein Wechselstrom mit einer Frequenz zwischen 1 kHz und 10 kHz angelegt. Die beiden Spulen sind in beiden Tori gegenläufig gewickelt und werden mit demselben Wechselstrom versorgt. Dabei entstehen in den Tori so große magnetische Felder, dass diese magnetisch gesättigt werden. Ein zweites Spulenpaar in beiden Tori dient als Analysewerkzeug, wobei beide Spulen in gleicher Richtung um die Tori gewickelt sind. Ohne Ionenstrom addieren sich die in den Analysespulen induzierten Ströme der Tori zu Null. Wenn jedoch ein Ionenstrahl durch die Tori hindurchtritt, wird in beide ein zusätzliches Magnetfeld in derselben Richtung induziert, welches proportional zum Strom des Ionenstrahls ist. Durch das induzierte Magnetfeld wird das Feld in einem Torus verstärkt und im anderen Torus abgeschwächt. Der in den Analysespulen induzierte Strom addiert sich nicht mehr zu Null. Durch eine zusätzliche Leiterschleife durch beide Tori

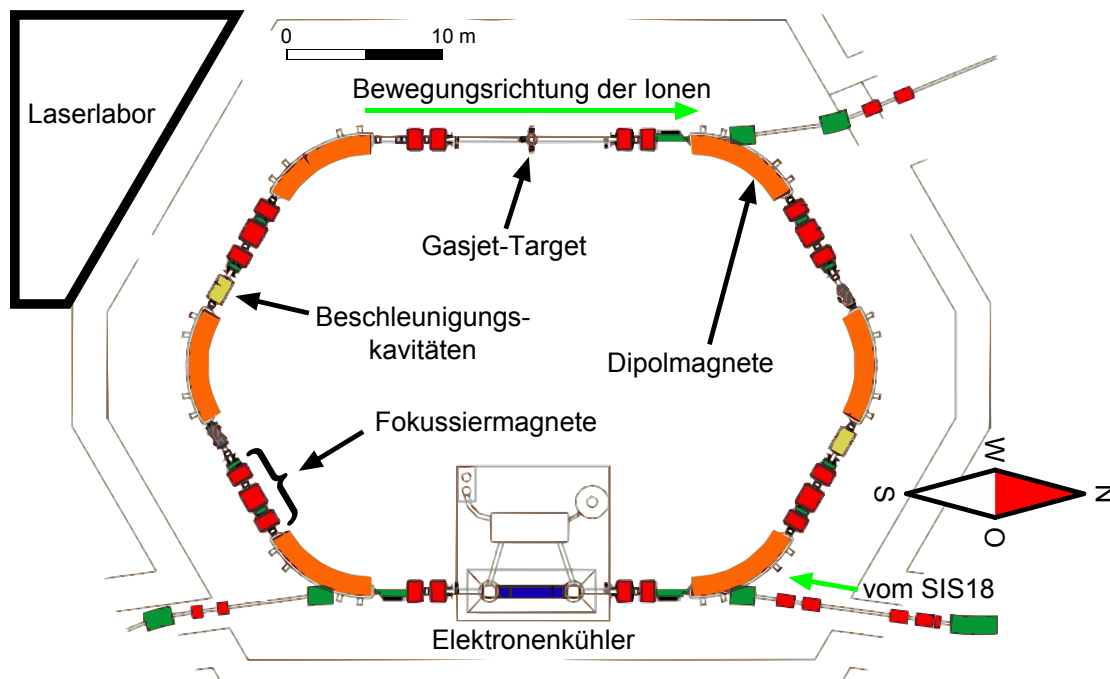


Abbildung 3.7: Aufbau des Experimentierspeicherrings (ESR) [78]. Die Ionen werden vom SIS18 über einen Transferkanal injiziert (rechts unten). Mit Hilfe von Dipolmagneten (orange) werden die Ionen unter Ausnutzung der Lorentzkraft auf ihrer Bahn gehalten. Die rot dargestellten Fokussiermagnete sorgen für die ständige Refokussierung des Strahls (Prinzip der starken Fokussierung). Mit den Beschleunigungskavitäten (gelb) kann der Ionenstrahl beschleunigt oder abgebremst werden. Der Elektronenkühler dient zur Kühlung der Strahlionen, um eine möglichst geringe Impulsunschärfe zu erreichen (siehe Text). Auf der gegenüber liegenden, geraden Seite des ESR befindet sich ein senkrecht zum Ionenstrahl gerichteter Gasjet, der als Target bei Stoßexperimenten eingesetzt wird.

kann ein Kompensationsfeld erzeugt werden. Der Strom durch diese Leiterschleife wird durch eine nachgeschaltete Regelelektronik so eingestellt, dass das vom Ionenstrahl induzierte Magnetfeld wieder kompensiert wird. Aus dem Strom, der für den Aufbau des Kompensationsfeldes notwendig ist, kann der Ionenstrom bestimmt werden.

Das Schottky-Spektrometer [79, 80] besteht aus zwei einander gegenüberliegenden Elektroden, die sich im Strahlrohr des ESR befinden. Jedes Ion, das die Elektroden passiert, induziert einen kurzen Spannungspuls. Da die Ionen ungleichmäßig im Speicherring verteilt sind und jedes Ion an den Elektroden einen Spannungspuls verursacht, kann an diesen nur ein Rauschsignal gemessen werden. Weil die Ionen aber alle nahezu dieselbe Geschwindigkeit haben, zeigt eine Fourieranalyse des Elektrodensignals eine Überhöhung bei der Umlauffrequenz der Ionen. Die Breite der Frequenzverteilung ist ein direktes Maß der Geschwindigkeitsunschärfe. Um ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten, betrachtet man üblicherweise das Rauschsignal nicht bei der

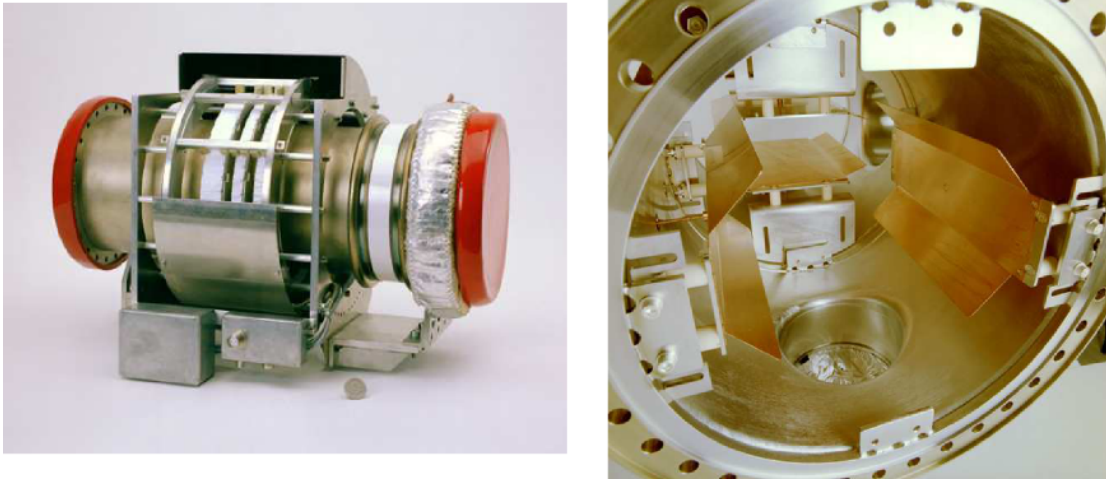


Abbildung 3.8: Fotos der im ESR eingebauten DC-Transformators (links) und der Schottky Pick-Up Elektroden (rechts) [77].

Umlauffrequenz der Ionen sondern bei einer höheren Harmonischen dieser Frequenz¹. In Abbildung 3.8 sind Fotos des DC-Transformators und der Schottky-Elektroden gezeigt.

Abbildung 3.9 zeigt die Aufnahmen eines Schottky-Spektrums direkt nach Einschuss in den ESR und nach wenigen Sekunden Elektronenkühlung. Bedingt durch die Beschleunigung der Ionen im SIS18 ist die relative Impulsunschärfe beim Einschuss von der Größenordnung $\Delta p/p \approx 10^{-3}$. Diese ist mit der relativen Geschwindigkeitsunschärfe über die Beziehung $\Delta v/v = \gamma^{-2} \Delta p/p$ verknüpft, wobei $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ der Lorentz-faktor ist. Für die meisten ESR-Experimente ist eine möglichst geringe Impulsunschärfe der gespeicherten Ionen von großer Bedeutung. Dies trifft insbesondere auch für die Laserspektroskopie zu. Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen kann mit Hilfe des Elektronenkühlers reduziert werden [73, 74, 75]. Dazu wird der Ionenstrahl mit einem Elektronenstrahl überlagert. Dieser wird durch eine elektrostatische Beschleunigung der Elektronen aus einer Wolframkathode erzeugt. Bei dieser wird die longitudinale Impulsunschärfe stark reduziert. Daher besitzt der Elektronenstrahl eine sehr genau definierte Geschwindigkeit, die man aus der Beschleunigungsspannung U zu

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{eU}{mc_0^2}\right)^2}} \quad (3.1)$$

berechnen kann. Durch die elektrostatische Wechselwirkung der Ionen mit den Elektronen wird die Impulsverteilung der Elektronen auf die Ionen übertragen. Dabei stoßen langsame Ionen im Mittel häufiger mit schnelleren Elektronen, die ihren Impuls teilweise auf die Ionen übertragen. Umgekehrt übertragen schnelle Ionen einen Teil ihres Impulses auf die langsameren Elektronen. Da die kalten Elektronen stetig neu erzeugt und mit

¹Nach dem Lithiumexperiment wurde ein neues Schottky-System am ESR installiert. Hier wird das Ionensignal über einen Resonator ausgekoppelt. Das neue System zeichnet sich durch eine höhere Empfindlichkeit und Auflösung aus.

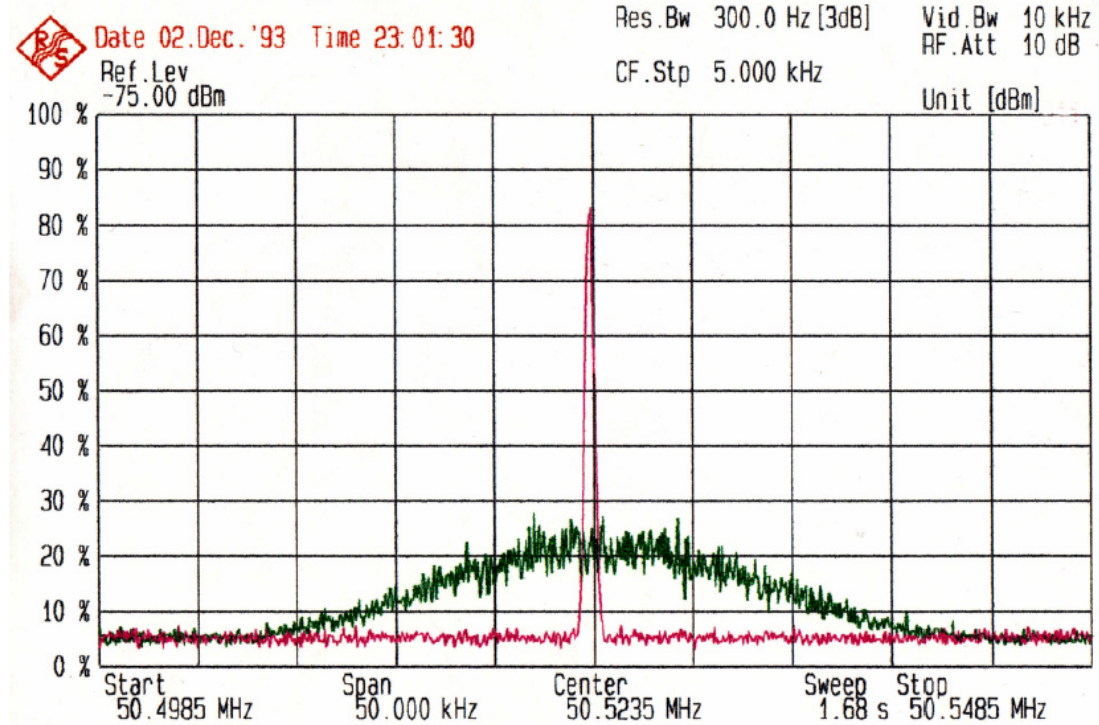


Abbildung 3.9: Beispiel für ein Schottky-Spektrum unmittelbar nach dem Einschuss in den ESR (grün) und nach der Elektronenkühlung (rot) [35].

dem Ionenstrahl überlagert werden, wird die Impulsverteilung der Ionen an die Impulsverteilung der Elektronen über viele Umläufe angeglichen. Dies lässt sich quantitativ in Form einer Reibungskraft beschreiben, die proportional zum Geschwindigkeitsunterschied Δv zwischen Ionen und Elektronen ist. Üblicherweise kann die relative Impulsbreite mit dieser Technik um etwa zwei Größenordnungen im Vergleich zur Verteilung der Ionenimpulse nach der Injektion aus dem SIS18 verringert werden, so dass nach einer Kühlzeit von ca. 10 s eine relative Impulsunschärfe der Ionen von $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ erreicht wird. Die Laserspektroskopie bietet die Möglichkeit diese Impulsunschärfe direkt zu messen (siehe Kapitel 5). Die Beschleunigungsspannung der Elektronen kann im Bereich zwischen 16,5 kV und 230 kV frei gewählt werden [82, 83], wodurch Geschwindigkeiten zwischen $0,25 \cdot c_0$ und $0,78 \cdot c_0$ erreicht werden können. Für die in diesem Experiment gewählte Geschwindigkeit von $0,338 \cdot c_0$ muss die Spannung auf $U \approx 32$ kV eingestellt werden. Um die effektive Beschleunigungsspannung angeben zu können, muss zusätzlich die Raumladungskorrektur berücksichtigt werden. Zwischen dem Elektronenstrahl und der (geerdeten) Vakuumkammer gibt es eine Potentialdifferenz. Die äußeren Elektronen des Strahls schirmen das Potential der Vakuumkammer ab, so dass die Elektronen in mitten des Elektronenstrahls eine geringfügig reduzierte Beschleunigung erfahren. Für ein Elektron innerhalb des Elektronenstrahls ist die Raumladungskorrektur durch

$$U_{RL}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c_0} \left(1 - \frac{r^2}{R_e^2} + 2 \ln \left(\frac{R_D}{R_e} \right) \right) \cdot \frac{I_e}{\beta_e} \quad (3.2)$$

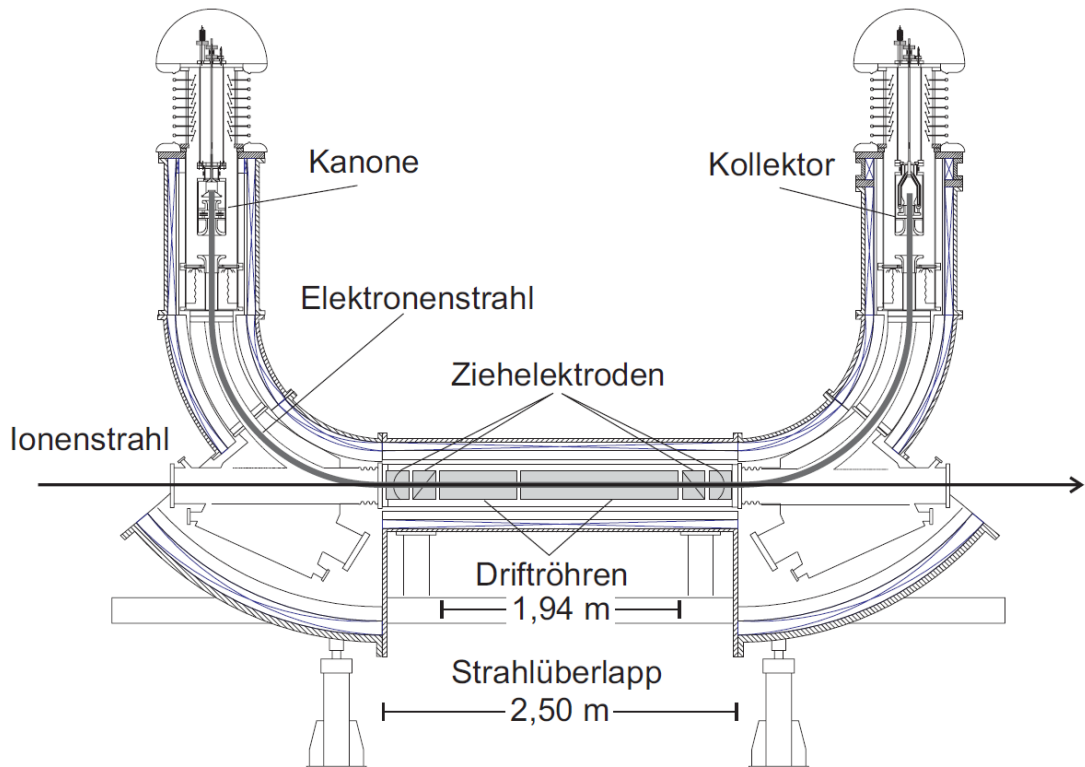


Abbildung 3.10: Schemazeichnung des Elektronenkühlers im ESR [81]. Die Elektroden werden in der Elektronenkanone von einer Wolframkathode erzeugt und auf Energien von bis zu 230 keV beschleunigt. Auf einer Länge von 2,5 m sind Ionen- und Elektronenstrahl miteinander überlappt. Die 1,94 m langen Driftröhren können für Experimente genutzt werden, die die Wechselwirkung zwischen Ionen und Elektronen untersuchen. Die Ziehelektroden dienen dazu langsame Ionen oder Elektronen aus dem Strahl zu entfernen. Im Kollektor wird der Elektronenstrahl zunächst abgebremst und schließlich vollständig vernichtet.

gegeben, wobei r der Abstand des Elektrons von der Strahlachse, R_e der Durchmesser des Elektronenstrahls, R_D der Durchmesser der Vakuumkammer, I_e der Elektronenstrom und β_e die Geschwindigkeit der Elektronen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit ist. Bei typischen Werten für den Strahldurchmesser $R_e = 50$ mm, den Kammerdurchmesser $R_D = 250$ mm und den Elektronenstrom $I_e = 150$ mA ergibt sich eine Raumladungskorrektur für die Elektronen auf der Strahlachse ($r = 0$ mm) von $U_{RL}(0) \approx 56$ V.

Für die Laserspektroskopie wird der Ionenstrahl mit zwei Laserstrahlen überlagert, wie es in Abbildung 3.11 dargestellt ist. Das Laserlicht wird aus dem ESR Laserlabor, südwestlich der ESR-Halle gelegen, mittels Lichtleitfasern in die Halle transportiert. Das Laserlabor ist während des Strahlbetriebs zugänglich, während die ESR-Halle selbst aus Gründen des Strahlenschutzes nicht betreten werden darf. An der geraden Experimentierstrecke des ESR, an der sich auch das Gasjettarget befindet, sind in der geraden Verlängerung an den Dipolmagneten Fenster angebracht, durch die die Laserstrahlen in

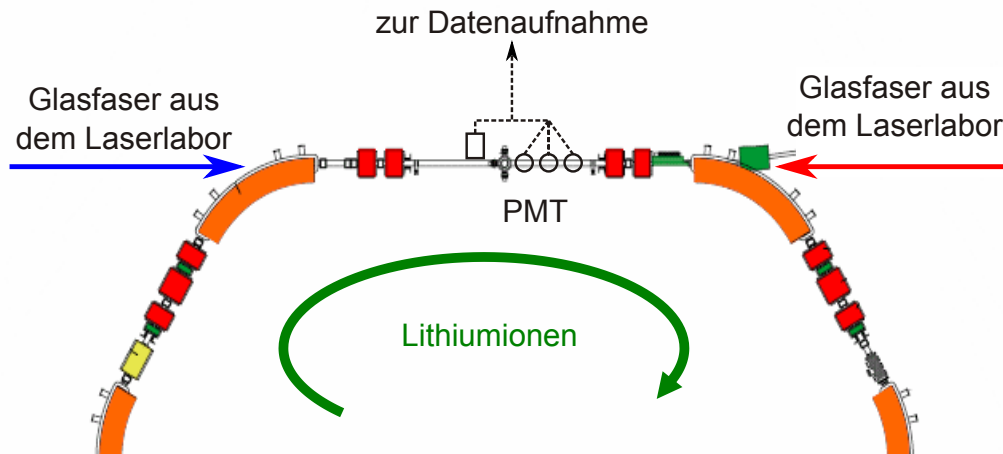


Abbildung 3.11: Schematischer Messaufbau am ESR. Das Laserlicht wird über Glasfasern zur Experimentierregion am ESR und mit Hilfe der in Abbildung 3.12 gezeigten Optomechanik in den ESR eingekoppelt. Insgesamt sind 4 Photomultiplier für die Beobachtung des Fluoreszenzlichtes an den eingezeichneten Stellen angebracht. Die Signale werden vorort diskriminiert und verstärkt und an das Datenaufnahmesystem im Labor weitergeleitet.

die Vakuumkammer des ESR eingekoppelt werden können. Die Laserstrahlen werden zunächst vorjustiert, so dass sie zentral in das eine Fenster in den ESR ein- und aus dem gegenüberliegenden Fenster wieder austreten.

Für die Feineinstellung der Laserstrahlen sind unmittelbar vor den Fenstern fernsteuerbare Justageeinheiten aufgestellt, die mit je zwei Spiegeln ausgestattet sind. Diese sind auf Linear- und Rotationseinheiten montiert, die mittels Schrittmotoren eingestellt werden können. Der gesamte Aufbau für die exakte Positionierung der Laserstrahlen am ESR ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Diese sind ebenfalls vom Laserlabor aus steuerbar, um während des Strahlbetriebs eine möglichst präzise Überlagerung der beiden Laserstrahlen mit dem Ionenstrahl vornehmen zu können. Die Lage des Ionenstrahls in der Experimentierstrecke kann mittels sogenannter Scraper festgestellt werden. Die Scraper sind Bleche, die mit einem Abstand von 6,5 m an zwei Stellen der geraden Strecke angebracht sind und jeweils horizontal und vertikal in den Strahlengang eingefahren werden können. Die Position der Scraper kann in 0,1 mm Schritten verändert werden, während der gekühlte Ionenstrahl einen Durchmesser von etwa 1 mm hat. Für die Bestimmung der Lage des Ionenstrahls werden die Scraper in die Vakuumkammer des Speicherrings eingefahren während der Ionenstrom auf dem DC-Trafo und das Schottky-Signal beobachtet werden. Sobald der Ionenstrahl von einem Scraper angeschnitten wird, ist eine Reduzierung des Ionenstromsignals zu erkennen. Nachdem der Ionenstrom auf dem DC-Trafo auf Null abgefallen ist, kann auf dem wesentlich empfindlicheren Schottky-Spektrum noch immer ein Signal beobachtet werden. Wenn die Kante des Scrapers die Mitte des Ionenstrahls erreicht, verschwindet das Schottkysignal. Damit kann die Lage des Ionenstrahls auf etwa 0,1 mm genau bestimmt werden.

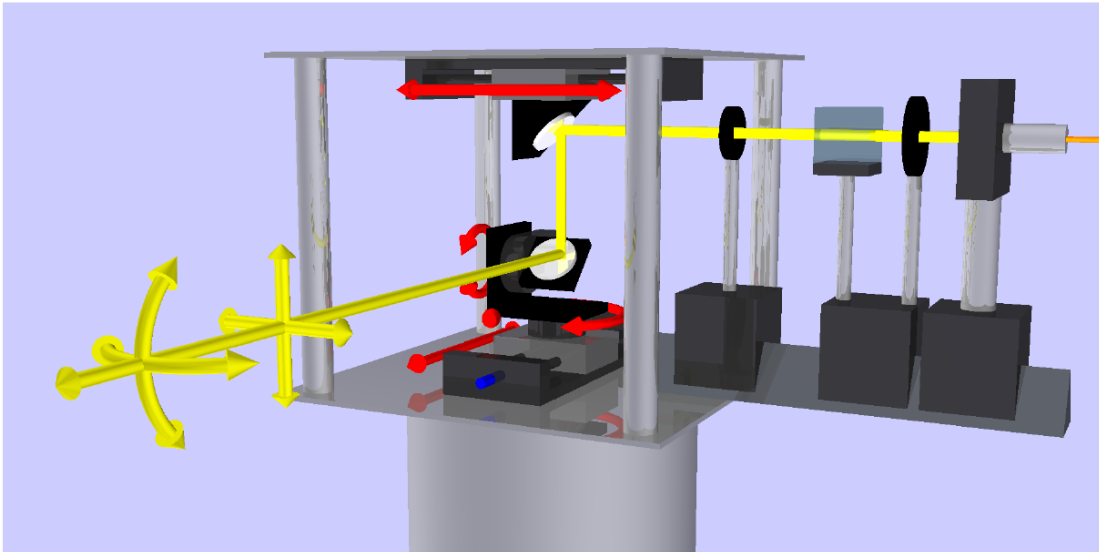


Abbildung 3.12: Aufbau für die exakte Positionierung und Manipulation der Laserstrahlen [26]. Eine horizontale Verschiebung erfolgt über den oben angebrachten Verschiebetisch, die vertikale über den unteren Verschiebetisch. Eine Verkippung des Strahls kann über zwei Rotationseinheiten erfolgen, auf denen der untere Spiegelhalter montiert ist. Die Lineartische und die Rotationseinheiten sind mit Schrittmotoren versehen, die über eine RS232-Schnittstelle angesteuert werden.

Die Überlagerung der Laserstrahlen mit dem Ionenstrahl kann nun ebenfalls mit Hilfe der Scraper erfolgen. Dazu wird die Leistung eines Lasers mit einem Leistungsmessgerät kontinuierlich gemessen und ein Scraper soweit in den Strahlengang hineingefahren, bis die gemessene Leistung auf die Hälfte abgefallen ist. Damit kann die Lage der Laserstrahlen relativ zu den Scrapern mit derselben Genauigkeit bestimmt werden, wie die Lage der Scraper selbst. Für den Überlapp zwischen den Laserstrahlen und dem Ionenstrahl verbleibt eine Winkelunsicherheit von $\Delta\varphi \approx 0,1 \text{ mm}/6500 \text{ mm} \approx 15 \mu\text{rad}$.

Das von den Ionen emittierte Licht wird mit Photomultipliern (PMT) detektiert. Hinter dem Gasjettarget ist eine Vakuumsektion eingebaut, in die Fensterflansche eingelassen sind. Eine genaue Beschreibung der Vakuumsektion mit dem dort eingebauten Spiegelsystem findet sich in Kapitel 3.4. Die Signale der PMTs werden direkt am Ausgang verstärkt und diskriminiert, so dass für jedes detektierte Photon ein TTL-Puls mit einer einheitlichen Länge von 50 ns erzeugt wird. Diese Pulse werden zum Datenaufnahmesystem im Laserlabor weitergeleitet.

3.3 Experimentsteuerung und Datenaufnahme

Abbildung 3.13 zeigt die Komponenten des verwendeten Datenaufnahmesystem, welches gleichzeitig zur Experimentsteuerung dient. Der zentrale Personal-Computer (PC) ist mit drei PCI-Datenaufnahmekarten des Typs PCI-6024E von National Instruments (NI) bestückt. Diese Schnittstellen können Daten sowohl senden als auch empfangen.

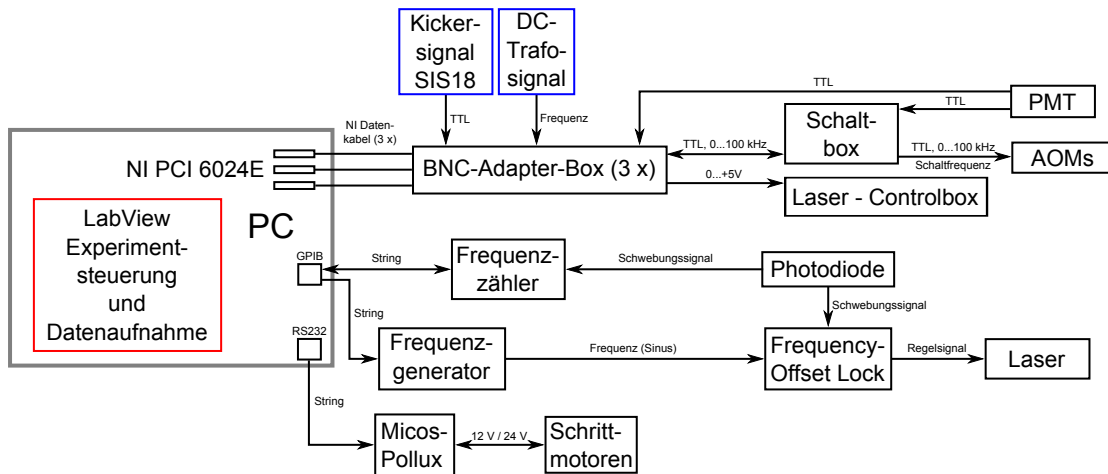


Abbildung 3.13: Schema des Datenaufnahme- und Experimentsteuerungssystem des Experiments. Eine detaillierte Beschreibung findet sich im Text.

Die Karten verfügen über 2 Counter (24 Bit), 16 Analog-Digitalwandler (ADC, 12 Bit), 2 Digital-Analog-Wandler (DAC, 12 Bit) und 8 digitale I/O-Ports. Die Karten sind über SH68-68-EP-Kabel (NI) mit je einer BNC-Adapterbox, die über je 40 BNC-Anschlüsse verfügen, verbunden. Von hier kann vom Steuerprogramm eine Spannung zwischen 0 V und 5 V erzeugt werden, die über den externen Eingang der Ti:Sa-Lasersteuerung oder an die Steuerung des Diodenlasers DL2 die Frequenz des entsprechenden Lasers beeinflusst.

Über TTL-Signale der I/O-Ports wird die Sequenz des Laserschaltens und des synchronen Auslesens der Photomultiplier (PMT) gesteuert. Details dazu sind in Kapitel 4 beschrieben. Die sogenannte „Schaltbox“ übernimmt die Ansteuerung der akustooptischen Modulatoren (AOM) mit denen die Laser am ESR ein- und ausgeschaltet werden können und verteilt die ankommenden PMT-Signale entsprechend des Status der einzelnen Laser auf verschiedene Kanäle der BNC-Adapterbox. Eingangsseitig wird das Kickersignal, das den Einschuss in den ESR markiert, verarbeitet und zum Starten eines Messzyklus verwendet. Die Signale der PMTs werden über die Counter erfasst, ebenso der Ionenstrom des DC-Trafo, dessen Signal über einen Spannung-zu-Frequenz-Konverter (VFC) zuvor in eine Frequenz konvertiert wurde.

Über den **General Purpose Interface Bus** (GPIB) kommuniziert das Messprogramm mit einem Frequenzzähler und einem Frequenzgenerator, die zur Kontrolle und Steuerung der Laserfrequenz dienen. Die RS232-Schnittstelle dient zur Kommunikation mit dem Micos-Pollux-System, welches die Linear- und Rotationstische des zuvor beschriebenen Laserpositionierungssystems steuert.

3.4 Lichtsammelsysteme

Im Ruhesystem der Ionen wird das Fluoreszenzlicht isotrop und bei der Resonanzwellenlänge λ_0 ausgesendet. Im Laborsystem hingegen erscheint es in Abhängigkeit des Abstrahlwinkels relativ zum Geschwindigkeitsvektor mit einer Wellenlänge im Intervall von $\lambda_p = 386$ nm bis $\lambda_a = 780$ nm, das sich aus der allgemeinen Dopplerformel $\lambda' = \lambda_0 \cdot \gamma (1 - \beta \cos \vartheta)$ ergibt. Da sich der Ionenstrahl innerhalb eines evakuierten Vakuumrohres bewegt, wird das Fluoreszenzlicht an vorgegebenen Zugangspunkten beobachtet. Diese Möglichkeit ist an einem Abschnitt, der sich in Flugrichtung unmittelbar hinter dem Gasjettarget befindet, gegeben. Ein Längsschnitt dieser Vakuumsektion ist in Abbildung 3.14 dargestellt. An diesem Vakuumrohr sind drei Fensterflansche montiert, die mit Photomultipliern bestückt werden können. Aus historischen Gründen haben die drei Fenster verschiedene Durchmesser und unterschiedliche Abstände zur Sollbahn des Ionenstrahls. Das erste Fenster in Flugrichtung der Ionen hat eine freie Apertur von 100 mm und einen Abstand von 130 mm von der Strahlachse. Die freie Apertur des zweiten Fensters beträgt 32 mm bei einem Abstand von 90 mm. Das dritte Fenster hat eine freie Apertur von 64 mm und 70 mm Abstand vom Strahl. Daraus ergibt sich, dass das erste Fenster nur 3,3 %, das zweite Fenster 0,8 % und das dritte Fenster 4,5 % des geometrischen Raumwinkels für ein Ion, das sich mitten unter dem Fenster befindet, erfasst. Um den effektiv erfassten Raumwinkel zu vergrößern und damit die Anzahl der detektierbaren Photonen zu erhöhen, ist im Vakuumrohr ein Spiegelsystem eingebaut.

Zur Detektion der Photonen werden drei Photomultiplier verwendet. Zwei der Photomultiplier sind von Hamamatsu (Typ R2256), ein Photomultiplier ist von Thorn EMI (Typ 9658RA). In Abbildung 3.14 sind die Photomultiplier mit ihren Bezeichnungen im Experiment und ihren Typenbeschreibungen eingezeichnet. Die Photomultiplier sind in Kühlgehäuse eingebaut, denn bei einer Temperatur von ca. 0°C ist ihre Dunkelzählrate deutlich reduziert. Deshalb können sie nicht direkt auf die Fensterflansche aufgesetzt werden und das Licht muss mit geeigneten Systemen durch die Kühlgehäuse zu ihnen geführt werden. Dabei kann zwischen einem Linsensystem und einem Wellenleiter gewählt werden. Um das Untergrundlicht effizient zu unterdrücken, werden vor den Lichtsammelsystemen Filter angebracht, die insbesondere gestreutes Laserlicht absorbieren. Um abschätzen zu können, bei welcher Kombination von Filtern mit Linsensystem bzw. Wellenleiter eine möglichst hohe Nachweiseffizienz zu erwarten ist, wurden Computersimulationen des gesamten Systems mit der kommerziellen Ray-Tracing Software FRED[®] (Version 9.110.0) [84] durchgeführt. Dabei wurde insbesondere untersucht, in welchem Spektralbereich der größte Anteil der Signalfluoreszenz zu erwarten ist.

3.4.1 Spiegelsystem

Das Spiegelsystem, das in die Vakuumsektion in Abbildung 3.14 eingebaut ist, wurde ursprünglich für den Nachweis des Fluoreszenzlichtes von wasserstoff-ähnlichen $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen bei einer Geschwindigkeit von 60 % der Lichtgeschwindigkeit konzipiert [85, 86]. Es besteht aus zehn einzelnen Spiegelsegmenten aus Aluminium-Blechen (MIRO[®], Al-anod). Die Gesamtlänge beträgt 600 mm. Die Spiegelbleche sind relativ zur Strahlachse um 15° entgegen der Bewegungsrichtung der Ionen geneigt. Die Bleche im unteren Teil des Spiegelsystems haben die Form von offenen Ellipsen, deren erster Brennpunkt auf

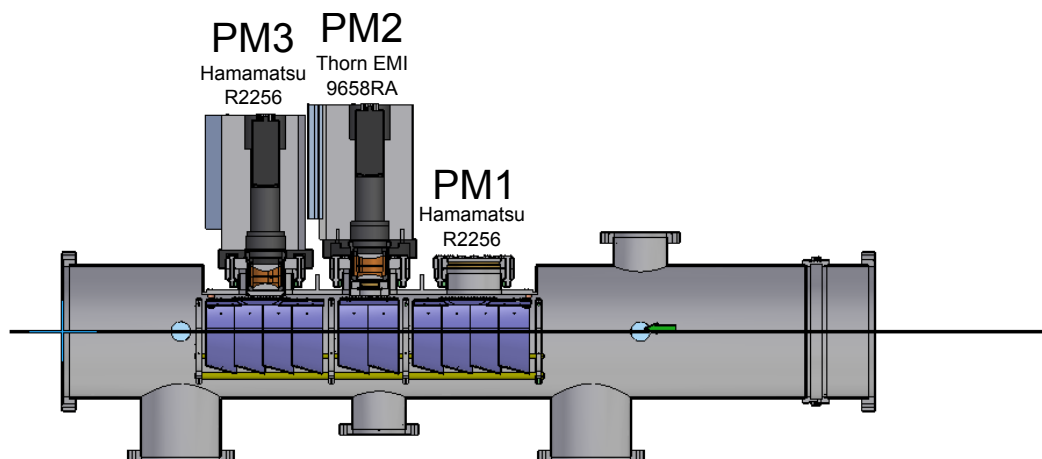


Abbildung 3.14: Maßstabsgetreue Zeichnung des Fluoreszenznachweises im ESR. Auf dem Rohr sind drei Fensterflansche montiert, die alle mit Photomultipliern belegt werden können. Hier sind nur die Plätze 2 und 3 belegt. Durch die Flansche kann das Fluoreszenzlicht der Ionen detektiert werden. In der Zeichnung ist die Flugrichtung durch einen grünen Pfeil markiert (von rechts nach links). Weil die Fenster geometrisch nur einen sehr kleinen Raumwinkel abdecken, ist direkt unter den Flanschen ein Spiegelsystem montiert, das auch Licht aus anderen Richtungen zu den Fenstern reflektiert.

der Achse des Ionenstrahls und der zweite Brennpunkt in der Fenterebene liegt. Im oberen Bereich sind die Bleche sphärisch geformt, um das Licht von der Strahlachse durch diese zurück auf die elliptischen Bleche zu reflektieren. Dadurch können auch Photonen, die nicht direkt in Richtung der Flansche abgestrahlt werden, von den Spiegelflächen zu den Fenstern hin reflektiert werden. Das Spiegelsystem bietet zusätzlich die Möglichkeit als Driftröhre für die Ionen genutzt zu werden. Die mittleren beiden Spiegelsegmente sind dafür von den vorderen vier und den hinteren vier Segmenten jeweils galvanisch getrennt. Dadurch entstehen drei Beschleunigungssektionen, die unabhängig voneinander über eine Durchführung unterhalb des Spiegelsystems mit Spannung versorgt werden können. Von dieser Möglichkeit wurde hier aber kein Gebrauch gemacht. Wenn keine äußere Spannung anliegt, werden die drei Segmente geerdet, um zu verhindern, dass sie sich aufladen.

3.4.2 Lichtwellenleiter und Linsensystem

Um das Licht vom Fensterflansch zu den Photomultipliern zu führen, kann wahlweise ein Lichtwellenleiter oder ein System aus zwei Linsen in einen Halter vor den Photomultipliern eingesetzt werden. Beide Systeme sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Der Lichtwellenleiter basiert auf dem Prinzip der Totalreflexion. Ein eintretendes Photon wird bei ausreichend großem Einfallswinkel an den Außenwänden des Lichtwellenleiters totalreflektiert und so bis zur Photokathode des Photomultipliers geführt. Die verwendeten Lichtwellenleiter bestehen aus Polymethylmethacrylat (PMMA, Acrylglas bzw. Plexi-

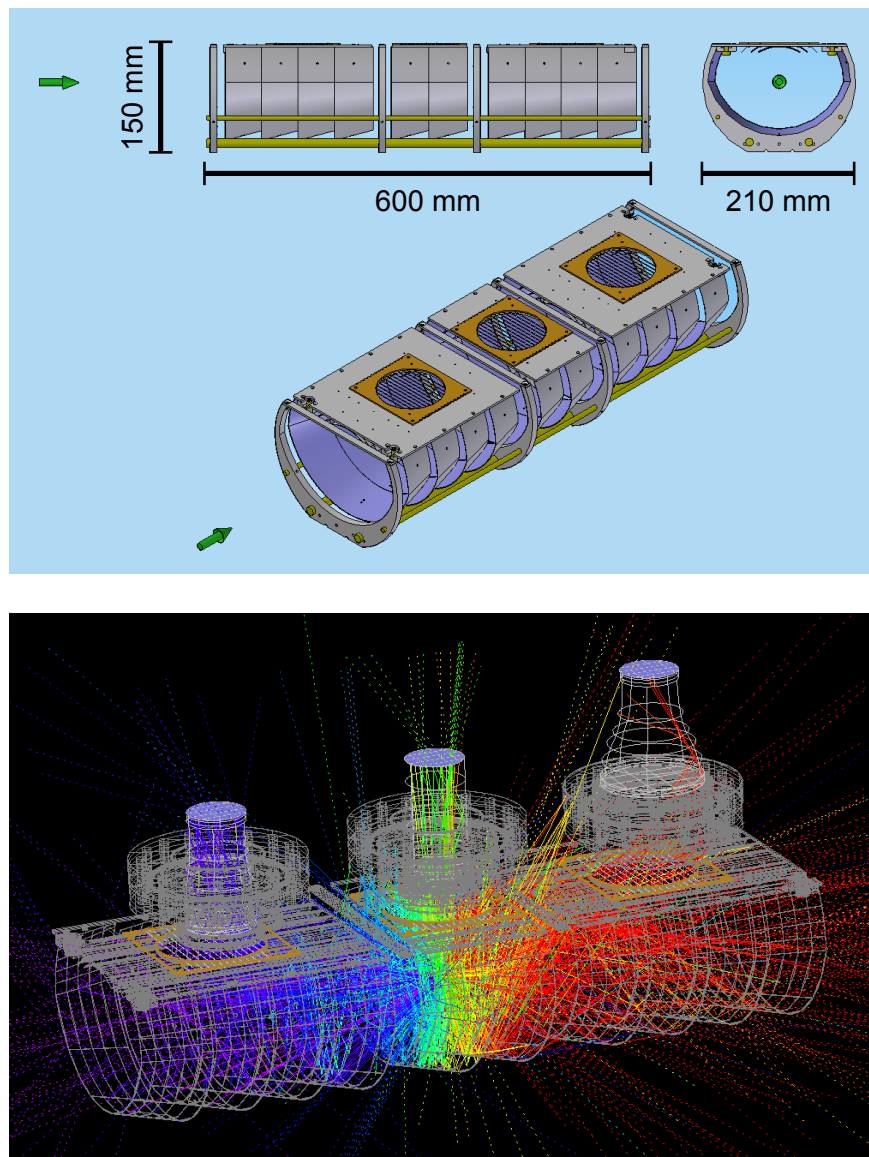


Abbildung 3.15: Oben: Das Spiegelsystem zur Bündelung des Lichts vom Ionenstrahl besteht aus zehn einzelnen Spiegelsegmenten aus Aluminium-Blech. Die Flugrichtung des Ionenstrahls ist durch einen grünen Pfeil gekennzeichnet. **Unten:** Spiegelsystem in der Konfiguration mit Lichtwellenleiter. Unterhalb des Photomultipliers PM2 wurde ein zylindrisches Emissionsvolumen mit einer Länge von 3 mm, einem Durchmesser von 3 mm und 100 Emissionsquellen simuliert. Die Punkte repräsentieren Ionen bei einer Geschwindigkeit von 33,8 % der Lichtgeschwindigkeit, entsprechend werden die Wellenlängen der emittierten Strahlen in Abhängigkeit ihres Winkels zu Strahlachse gemäß Gleichung (2.3) angepasst. Die Endflächen der Lichtwellenleiter sind die Photokathoden der Photomultiplier. Das Bild zeigt das Ergebnis eines Ray-Tracings, dabei wurde die Farben der Strahlen in Abhängigkeit ihrer Wellenlänge angepasst.

glas) mit einem Brechungsindex 1,49. Aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz folgt, dass der Grenzwinkel der Totalreflexion bei 42° liegt. Ein Vorteil dieses großen Akzeptanzwinkels besteht darin, dass der Wellenleiter in der Lage ist, viele Photonen einzusammeln, auch wenn diese nicht direkt vom Ionenstrahl stammen, sondern von einer der Spiegelflächen reflektiert wurden und sie nicht senkrecht auf den Fensterflansch auftreffen. Beispielsweise können so auch Photonen detektiert werden, wenn diese vom Spiegelsystem unter einem Winkel in Richtung der Fensterflansche reflektiert werden. Andererseits kann dadurch das Umgebungslicht in die Photomultiplier gelangen, so müssen zum Beispiel für die Abschirmung des Laserlichts spezielle Filter eingesetzt werden. Ein Nachteil des Lichtwellenleiters ist, dass ultraviolettes Licht in der Lage ist PMMA zur Fluoreszenz anzuregen, so dass insbesondere das Licht des parallelen Lasers vor Eintritt in den Lichtwellenleiter mit speziellen Filtern geblockt werden muss.

Neben dem Lichtwellenleiter wird ein System aus zwei Linsen verwendet, welche in einen Halter vor den Photomultipliern eingeschraubt werden. Die beiden Linsen sind so gewählt, dass die vom Ionenstrahl emittierten Photonen auf die Photokathode des Photomultipliers fokussiert werden. Der Fokus der ersten Linse liegt am Ort des Ionenstrahls, die zweite Linse fokussiert das Licht auf die Photokathode. Diese besitzt in allen Fällen einen Durchmesser von 50,8 mm ($2''$). Da die Fenster verschiedene Durchmesser und unterschiedliche Abstände vom Ionenstrahl haben, werden die Linsensysteme auf die einzelnen Fensterpositionen abgestimmt. Das Linsensystem vor PM1 besteht aus zwei Linsen mit einem Durchmesser von 75 mm und Brennweiten von 150 mm für die Linse die dem Ionenstrahl zugewandt ist und 100 mm Brennweite für die zweite Linse. Vor PM2 werden Linsen mit einem Durchmesser von 50 mm angebracht, beide Linsen haben eine Brennweite von 100 mm. Die Linsen vor PM3 haben ebenfalls einen Durchmesser von 50 mm. Die Brennweite der Linse, die dem Ionenstrahl zugewandt ist, beträgt 75 mm, die Brennweite der zweiten Linse ist 100 mm. Alle Linsen sind plankonvex und bestehen aus Quarz. In beide Lichtsammelsysteme können Filter zur Streulichtunterdrückung eingesetzt werden. Die Effizienz der beiden Detektionssysteme, die Quellen des Streulichts und seine Unterdrückung sollen im Folgenden untersucht werden.

3.4.3 Simulationen mit FRED[®] zur Bestimmung der Lichtsammelleffizienz

Sowohl mit dem Linsensystem als auch mit den Wellenleitern wurde eine Simulation erstellt, um für beide Systeme eine möglichst genaue Bestimmung der Lichtsammelleffizienz vorzunehmen. Um eine möglichst realistische Simulation durchzuführen, wurde das Spiegelsystem vermessen und eine Zeichnung in SolidEdge[®] [87] angefertigt. Damit wurde eine STP-Datei erstellt, die in die Ray-Tracing-Software FRED[®] [84] eingelesen wurde. Auf diese Weise entstand ein virtuelles Modell des Spiegelsystems, das mit der Ray-Tracing-Software simuliert werden konnte. Mit dem gleichen Verfahren wurden auch die Lichtwellenleiter und die Linsensysteme in die Software integriert. Jede Simulation bestand aus mehreren Schritten, in denen ein Zylinder, der einen Ausschnitt des Ionenstrahls repräsentierte, entlang der Achse des Ionenstrahls verschoben wurde. Der Zylinder mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Länge von 3 mm bestand aus 256 000 Punktquellen, die die einzelnen Ionen darstellten und räumlich homogen innerhalb des Zylinders verteilt waren. Von der Simulationssoftware wurde die Gesamtleistung des Zylinders so auf die Punktquellen verteilt, dass eine gaußsche Verteilung der abge-

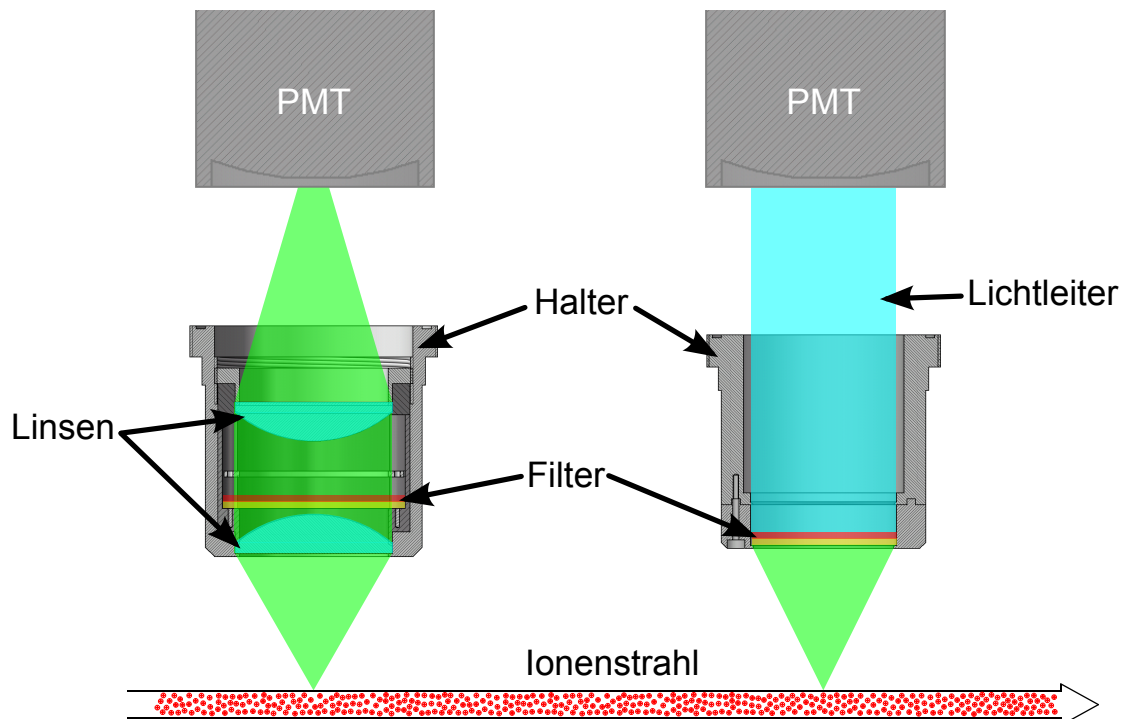


Abbildung 3.16: Schematischer Aufbau des Linsensystems und des Wellenleiters [35]. Beide dienen dazu das Licht des Ionenstrahls effizient zu sammeln. Die Linsen sind so gewählt, dass ein Fokus an der Stelle des Ionenstrahls und der andere Fokus im Photomultiplier liegt.

strahlten Leistung mit Peak auf der Achse des Ionenstrahls und einem $1/e^2$ -Durchmesser von 3 mm erzeugt wurde. Dadurch wurde effektiv eine gaußsche Verteilung der Ionen im Strahl simuliert. Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen wurde vernachlässigt. Aus der typischen Impulsverteilung des gekühlten Ionenstrahls von $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ und den Gleichungen (2.7) und (2.8) kann man abschätzen, dass die Wellenlängenunsicherheit aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung nur $\Delta \lambda \approx 10^{-3}$ nm beträgt. Dies ist im Rahmen der Simulation nicht relevant.

Den Punktquellen wurde durch die Software in jedem Simulationsschritt eine Wellenlänge und eine Emissionsrichtung zugewiesen. Aus der Emissionsrichtung wurde die Wellenlängenverschiebung aufgrund des Dopplereffekts berechnet und die Wellenlänge der Punktquelle wurde entsprechend angepasst. Dann wurde ein Ray-Tracing durchgeführt, d. h., alle von den Punktquellen ausgehenden Lichtstrahlen wurden solange verfolgt, bis diese an einer absorbierenden Fläche endeten oder das Simulationsvolumen verließen. Die Photokathoden der Photomultiplier waren als absorbierende Flächen ausgeführt, auf denen die auftreffenden Lichtstrahlen analysiert wurden. Insbesondere wurde die Wellenlänge und die Leistung der Strahlen festgestellt und die betreffenden Daten zusammen mit der zugehörigen Position des Zylinders gespeichert. In jedem Simulationsschritt erfolgte dabei die Strahlverfolgung aller 256 000 Punktquellen. Nach jedem Schritt wurde der Zylinder um seine Länge auf der Strahlachse verschoben. Dies ent-

sprach der neuen Position der monoenergetischen Ionen nach einer Zeit von 0,3 ns. Auf diese Weise durchquerten die Ionen das gesamte Spiegelsystem entlang der Strahlachse.

Für das Linsensystem wurde die Simulation auf einer Länge von 800 mm durchgeführt. Sie startete 150 mm vor dem Spiegelsystem und endete 50 mm dahinter. Es zeigte sich, dass der Aufbau mit Wellenleitern in Rückwärtsrichtung deutlich effektiver ist als der mit Linsen. Deshalb wurde für das Wellenleitersystem der Endpunkt der Simulation um 250 mm weiter in Flugrichtung verschoben. Damit wurde die Emission der Ionen entlang einer Gesamtstrecke von 950 mm berücksichtigt.

In Abbildung 3.15 unten ist zur Veranschaulichung das Ergebnis eines Simulationsschrittes des Wellenleitersystems dargestellt, bei dem sich die Ionen gerade zentral unter PM2 befinden. Die Lichtwellenleiter waren so dimensioniert, dass der Durchmesser der Eintrittsöffnung dem Durchmesser des entsprechenden Fensters und die Austrittsöffnung dem Durchmesser der Photomultiplier (2") entspricht. Der Übersichtlichkeit wegen sind in diesem Bild nur 100 Emissionsquellen verwendet worden. Die Strahlen sind entsprechend ihren Wellenlängen farbkodiert.

In Abbildung 3.17 sind die Ergebnisse der Simulationen für die Akzeptanz des Spiegelsystems dargestellt. Die x -Achse entspricht der Position, an der der Zylinder Licht aussendet, auf der y -Achse ist der Anteil des Lichts aufgetragen, der am jeweiligen Photomultiplier detektiert wurde, bezogen auf die gesamte Lichtleistung, die an dieser Stelle emittiert wurde. Die Simulation für das Linsensystem ist in Abbildung 3.17 unten, die für die Wellenleiterkonfiguration oben, dargestellt. Erwartungsgemäß befinden sich die Maxima der jeweiligen Verteilung an den entsprechenden Photomultiplierpositionen. Lediglich für den mit Wellenleiter ausgestatteten PM2 ist das Maximum leicht verschoben. Bei dem Wellenleitersystem fällt die deutliche Verbreiterung der Peaks gegenüber dem Linsensystem ins Auge. Diese ist auf die größere Winkelakzeptanz zurückzuführen und ist für PM3 besonders ausgeprägt. Für diesen Detektor ist die vor ihm liegende Spiegelstrecke am längsten, dies erklärt die langen Ausläufer des Peaks nach rechts, während die Verbreiterung nach links die zuvor diskutierte höhere Sensitivität des Wellenleitersystems in Rückwärtsrichtung widerspiegelt.

Dementsprechend ist die detektierte Leistung für das Wellenleitersystem um etwa einen Faktor 2,7 größer als für das Linsensystem. Für die einzelnen Photomultiplier ergeben sich Faktoren 1,3, 1,8 und 6,4. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Linsensysteme so konstruiert sind, dass die Ebene des Ionenstrahls auf die lichtempfindlichen Flächen der Photomultiplier abgebildet wird. Dadurch werden Photonen, die nicht in der Nähe des Ionenstrahls ausgesandt werden, auch nicht von den Photomultipliern registriert. Die höhere aber unselektive Sammeleffizienz der Wellenleiter kann aber auch zu einem erhöhten Untergrund führen. Außenlicht tritt hauptsächlich durch transparente oder teiltransparente Einbauten am ESR wie Fenster, Vakuummeßröhren oder Keramikisolatoren in das ESR-Vakuumsystem ein. Im Vorfeld der Strahlzeiten werden lichtdurchlässige Stellen am ESR gezielt gesucht und wenn möglich abgedeckt. Die Einkoppelfenster an den beiden Enden der geraden Strecke können natürlich nicht abgedeckt werden. Deshalb muss während der Strahlzeit auch darauf geachtet werden, dass die ESR-Halle verdunkelt wird. Des Weiteren müssen alle Vakuummessröhren in der näheren Umgebung des Nachweissystems abgeschaltet werden, da bei deren Betrieb ebenfalls störendes Untergrundlicht entsteht.

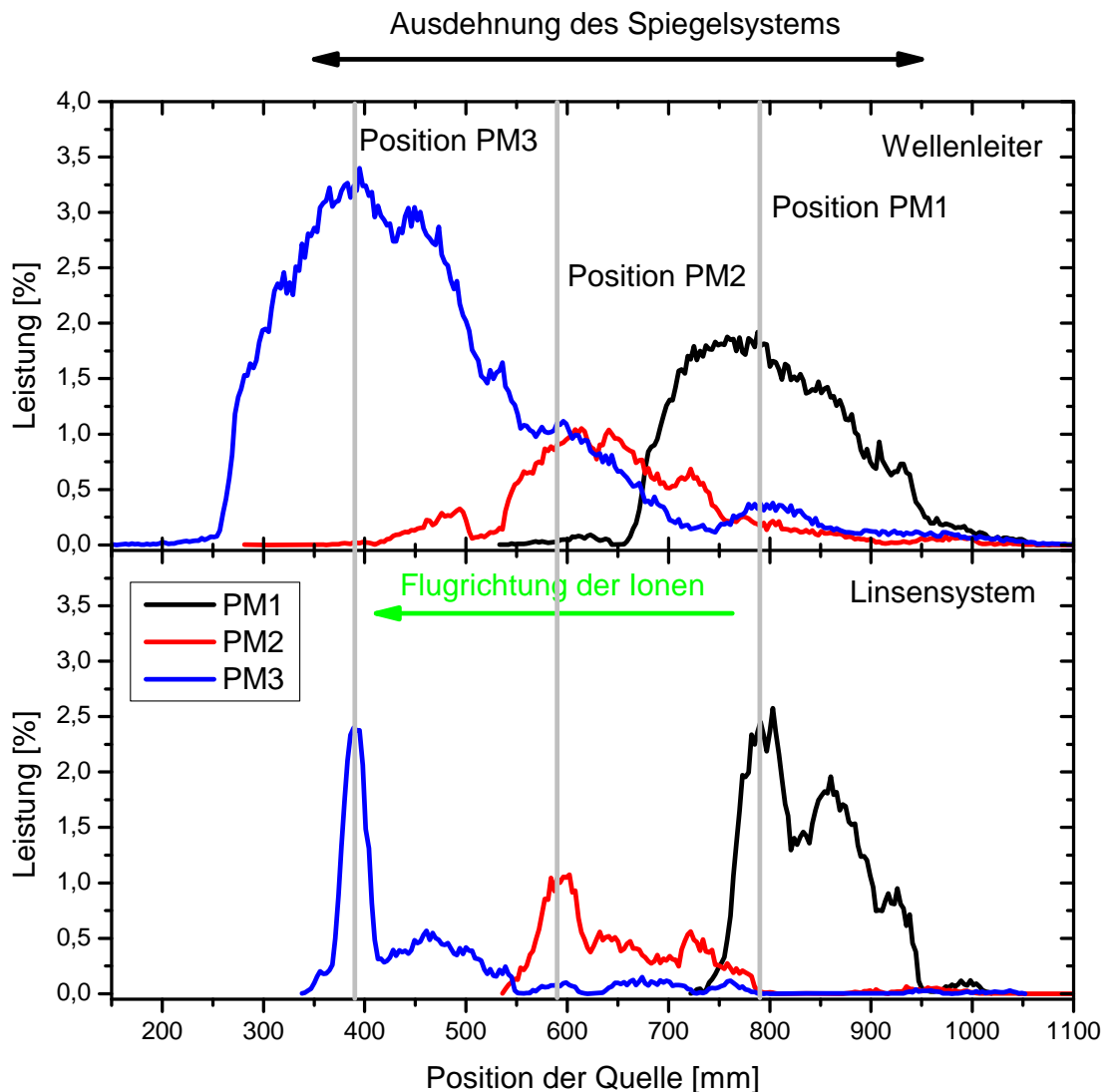


Abbildung 3.17: Vergleich zwischen den beiden Lichtsammelsystemen. Die Wellenleiter (oben) sammeln auch noch Photonen, die in Flugrichtung weit hinter der Photomultiplier emittiert wurden. Bei den Linsensystemen (unten) liegt das Maximum der Sammeleffizienz direkt an der Stelle der Photomultiplier.

Eine ganz wesentliche Komponente des Untergrundes ist das Streulicht der Laser. Die Laserstrahlen sind so justiert, dass diese das Strahlrohr in der Mitte passieren. Allerdings wird beim Durchtritt durch die Fenster ein Teil des Lichtes gestreut, so dass auch hier diffuses Licht entsteht. Darüber hinaus reflektieren die Fensterflächen etwa 4 % des auftreffenden Lichtes. Damit dieses Licht nicht ungünstig in die Nachweisregion reflektiert wird, sind die Einkoppelfenster justierbar. Sie werden so eingestellt, dass die Rückreflexe auf das jeweils gegenüberliegende Fenster treffen. Für die Strahlzeit im Oktober 2010 wurde auf der Seite für die Einkopplung des parallelen Strahls ein Fenster mit Antireflexbeschichtung für beide Anregungswellenlängen eingebaut. Dadurch wer-

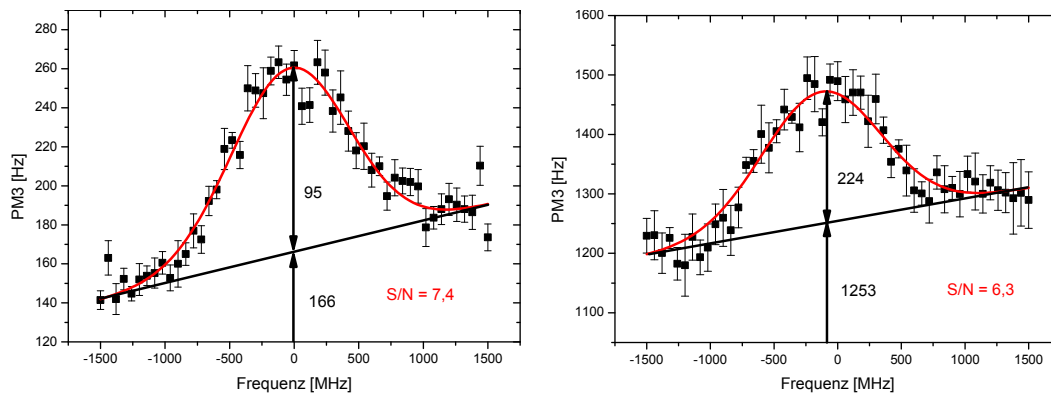


Abbildung 3.18: Vergleich von Signal- und Untergrundzählraten bei Verwendung des Linsensystem (links) und des Wellenleiters (rechts). Die Messungen wurden unter vergleichbaren Bedingungen während der Strahlzeit im Februar 2009 durchgeführt. Die Ionen wurden dabei aus antiparalleler Richtung angeregt.

den sowohl die Verluste bei der Einkopplung des parallelen Lichts als auch die Intensität des Rückreflexes des antiparallelen Lichts reduziert.

Um zu überprüfen wie groß der Einfluss des Untergrundes bei Linsen- und Wellenleitersystem im Experiment ist, wurde im Rahmen einer Strahlzeit im Februar 2009 eine Testmessung mit beiden Systemen durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Es handelt sich um eine Anregung der dopplerverbreiterten Resonanz in antiparalleler Konfiguration detektiert mit PM3. An das Signal ist eine Gaußkurve mit linear ansteigendem Untergrund angepasst. Die Signalarate und die Untergrundrate in Hz sind an der Resonanzposition eingezeichnet. Daraus wird insbesondere die bessere Untergrundunterdrückung des Linsensystems gegenüber dem Wellenleiter deutlich. Während der Photomultiplier im Falle des Wellenleiters eine Untergrundzählrate von ca. 1250 Photonen/s aufweist, ist der Untergrund um fast eine Größenordnung geringer (ca. 170 Photonen/s), wenn das Linsensystem vor dem Photomultiplier montiert ist. Obwohl die Zahl der detektierten Signalphotonen mit dem Wellenleitersystem etwa doppelt so groß ist wie bei dem Linsensystem, ist aufgrund des größeren Untergrundes unter Annahme statistischen Rauschens das Signal/Rausch Verhältnis (S/N) leicht unterlegen. Die in Abbildung 3.18 dargestellten Messungen wurden nur mit infrarotem Licht durchgeführt. Bei Verwendung des UV-Lasers kommt bei dem Wellenleitersystem noch ein weiterer Untergrund aufgrund der Konversion der UV-Photonen in sichtbare Photonen in den Lichtwellenleitern hinzu. Aus diesem Grund wurden alle Photomultiplier mit einem Linsensystem bestückt.

Aufgrund der Geometrie der Anregung und des Nachweises kann Fluoreszenzlicht mit der gleichen Wellenlänge wie das Laserlicht keinesfalls detektiert werden, da es in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung emittiert wird. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit die Photomultiplier direkt vor dem Streulicht der Laser durch entsprechende Kantenfilter zu schützen und so den Untergrund weiter zu reduzieren. Die Abbruchkante ist für einen Filter bei 50 % Transmission definiert. Die zuvor beschriebenen Simulationen geben auch Aufschluss auf die spektrale Verteilung des auf die PMTs treffenden Lichtes.

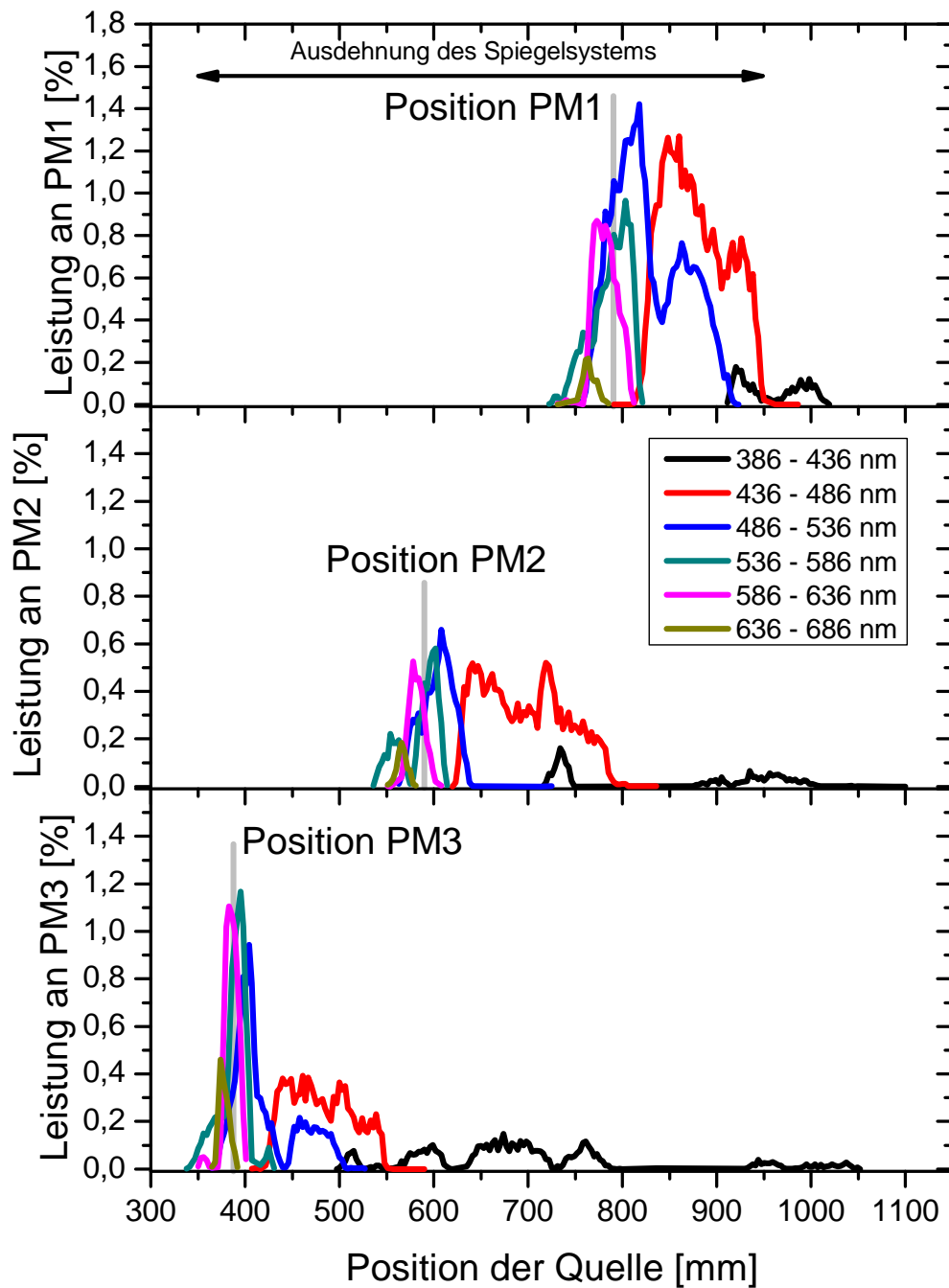


Abbildung 3.19: Das Bild zeigt den Anteil der auf den Photomultipliern eintreffenden Leistung aufgeschlüsselt in Wellenlängenbereiche von je 50 nm. Jede der drei Teilgrafiken entspricht einem Photomultiplier.

Um zu ermitteln, welche Kantenfilter verwendet werden können, die einerseits das Laserlicht hinreichend unterdrücken und andererseits nicht zu viele Signalphotonen absorbieren, werden die Daten der Simulation zusätzlich nach der Wellenlänge aufgeschlüsselt.

Tabelle 3.1: Aufzählung der relativen Verluste des Fluoreszenzsignals bedingt durch die Filter vor den Photomultipliern. Angaben in % anteilig am gesamten Fluoreszenzsignal.

	KV 408	BG39	Σ
PM1	0,0	7,8	7,8
PM2	2,7	8,7	11,3
PM3	2,4	14,3	16,6

Abbildung 3.19 zeigt wieder die Leistung des detektierten Lichts in Abhängigkeit des Emissionsortes. Die einzelnen Kurven zeigen dabei jeweils den Anteil des auf einen Detektor treffenden Lichts für Wellenlängenintervalle von je 50 nm. Für die drei Photomultiplier ist jeweils ein Set an Daten dargestellt und die Position des betrachteten Photomultipliers ist eingezeichnet. Insbesondere erkennt man, dass das UV-Licht (386 - 436 nm) weit vor der Position der Photomultiplier ausgesendet wird und demzufolge nicht direkt in den Photomultiplier treffen kann, sondern vom Spiegelsystem reflektiert wird. Dies ist aufgrund des kleinen Winkels unter dem diese Wellenlänge zur Strahlachse ausgestrahlt wird natürlich zu erwarten. Dieser Spektralbereich wird erst durch das Spiegelsystem zugänglich gemacht.

In Abbildung 3.20 sind die gleichen Daten noch einmal in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Dazu wurde für jedes Wellenlängenintervall mit einer Breite von 1 nm der Anteil des auf einem Photomultiplier auftreffenden Lichts ermittelt. Zusätzlich sind die Abbruchkanten der gewählten und im Experiment verwendeten Filter und im oberen Bereich die Transmissionskurven eingezeichnet. Für den UV-Bereich wird ein Kunststoffverbundfilter KV408 verwendet, dessen kurzwellige Abbruchkante bei 408 nm liegt. Die Anregungswellenlänge aus paralleler Richtung beträgt 386 nm, gemäß den Spezifikationen des Filters ist die Transmission bei dieser Wellenlänge $< 10^{-5}$. Aus der Simulation ergibt sich, dass durch den Filter auf der UV-Seite des Spektrums 0,0 % für PM1, 2,7 % für PM2 und 2,4 % für PM3 der auftreffenden Lichtleistung des Fluoreszenzsignals abgeschnitten werden. Für die Unterdrückung des Laserlichts für die antiparallele Anregung wird ein BG39-Filter verwendet. Die Abbruchkante des Filters liegt bei 600 nm, bei der Wellenlänge des Lasers beträgt die Transmission des Filters noch $5,1 \cdot 10^{-5}$. Im gesamten Spektralbereich zwischen 386 nm und 780 nm ist sie größer als 82 %. Für PM1 wird durch diesen Filter die auftreffende Fluoreszenz um 7,8 %, für PM2 um 8,7 % und für PM3 um 14,3 % reduziert. In Tabelle 3.1 sind die Verluste des Fluoreszenzsignals bedingt durch die verwendeten Filter vor den Photomultipliern zusammengefasst.

Die Simulationen wurden während der Strahlzeit im Februar 2009 durch systematische Tests mit verschiedenen Filtern überprüft. Insbesondere wurde getestet, bei welchen Wellenlängen der größte Anteil des Fluoreszenzlichtes zu erwarten ist. Dazu wurde der Kantenfilter KV408 durch verschiedene Farbglasfilter ersetzt, deren Abbruchkanten sukzessiv in den roten Spektralbereich verschoben sind. Die Transmissionskurven der getesteten Filter sind im Anhang (Abbildung A.1) zu sehen. Alle Messungen wurden mit dem Linsensystem unter Beibehaltung des BG39-Filters durchgeführt. In Abbildung 3.21 sind Messung und Simulation in einer gemeinsamen Grafik aufgetragen.

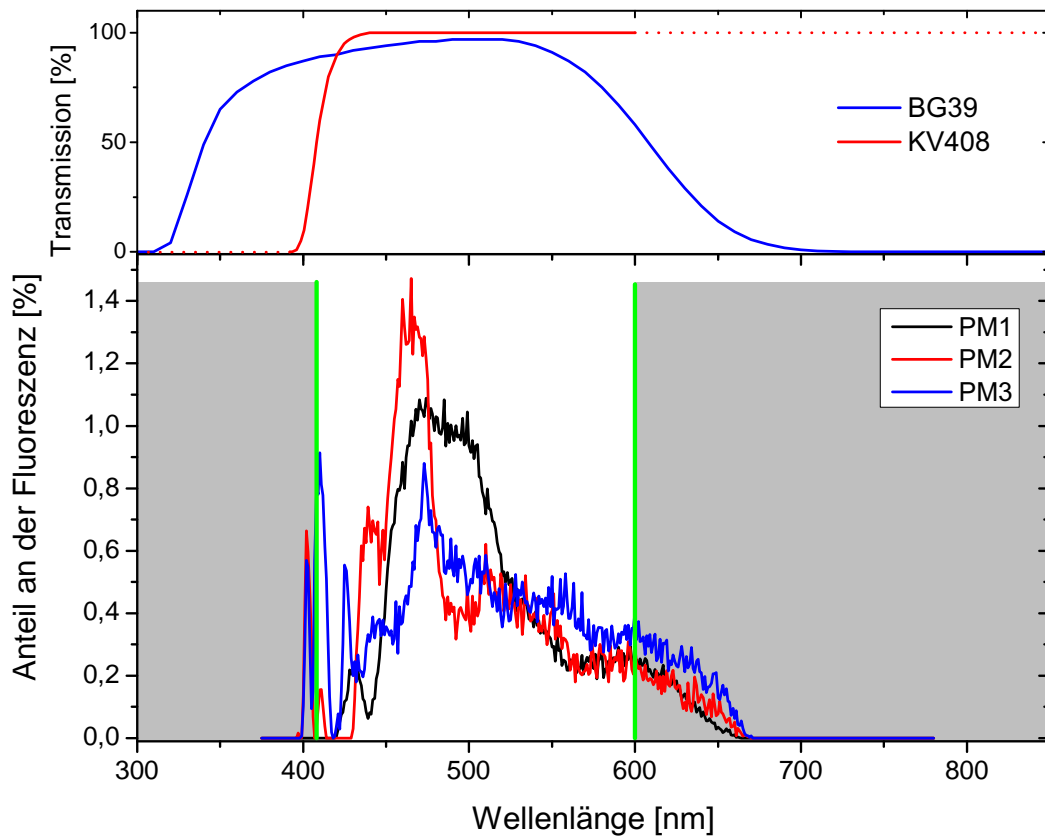


Abbildung 3.20: Unten: Anteil des Fluoreszenzsignals in einem Wellenlängenintervall mit einer Breite von 1 nm. Die idealisierten Abbruchkanten des KV408- und des BG39-Filters sind in grün eingezeichnet, die spektralen Bereiche, die die Filter abschneiden sind grau unterlegt. Die Kombination dieser beiden Filter wurde auch während der Strahlzeiten verwendet. **Oben:** Realer Verlauf der Transmissionskurven des KV408- und des BG39-Filters. Für den KV408-Filter ist der Verlauf der Kurve für Wellenlängen unter 390 nm und über 600 nm extrapoliert (gepunktete rote Linie).

Die schwarzen Punkte mit Fehlerbalken entsprechen den Ergebnissen der Filtermessungen, die während der Strahlzeit im Februar 2009 gemacht wurden. Die Spektren der jeweiligen Messungen mit den verschiedenen Filtereinsätzen wurden zuerst numerisch integriert und danach auf den Wert eines Photomultipliers normiert, der während aller Messungen mit einem festen Satz Filter (BG93 und GG455) ausgestattet war. Durch diese Normierung werden eventuelle Fluktuationen des Experiments, wie Ionenstrom oder Laserleistung, kompensiert. Die Datenpunkte wurden jeweils bei der Wellenlänge eingetragen, bei der die Abbruchkante des verwendeten Filters lag. Die Vergleichswerte der Simulation wurde aus dem Integral der Leistung aller Strahlen über den Wellenlängenbereich von der entsprechenden Wellenlängenposition (x -Achse) bis 600 nm (Abbruchkante BG39) bestimmt. Für den ersten Datenpunkt bei 395 nm wurden beispielsweise die Leistungen aller Strahlen, deren Wellenlänge zwischen 395 nm und 600 nm lagen, aufsummiert. Entsprechend wurden für den zweiten Datenpunkt die Leistungen der

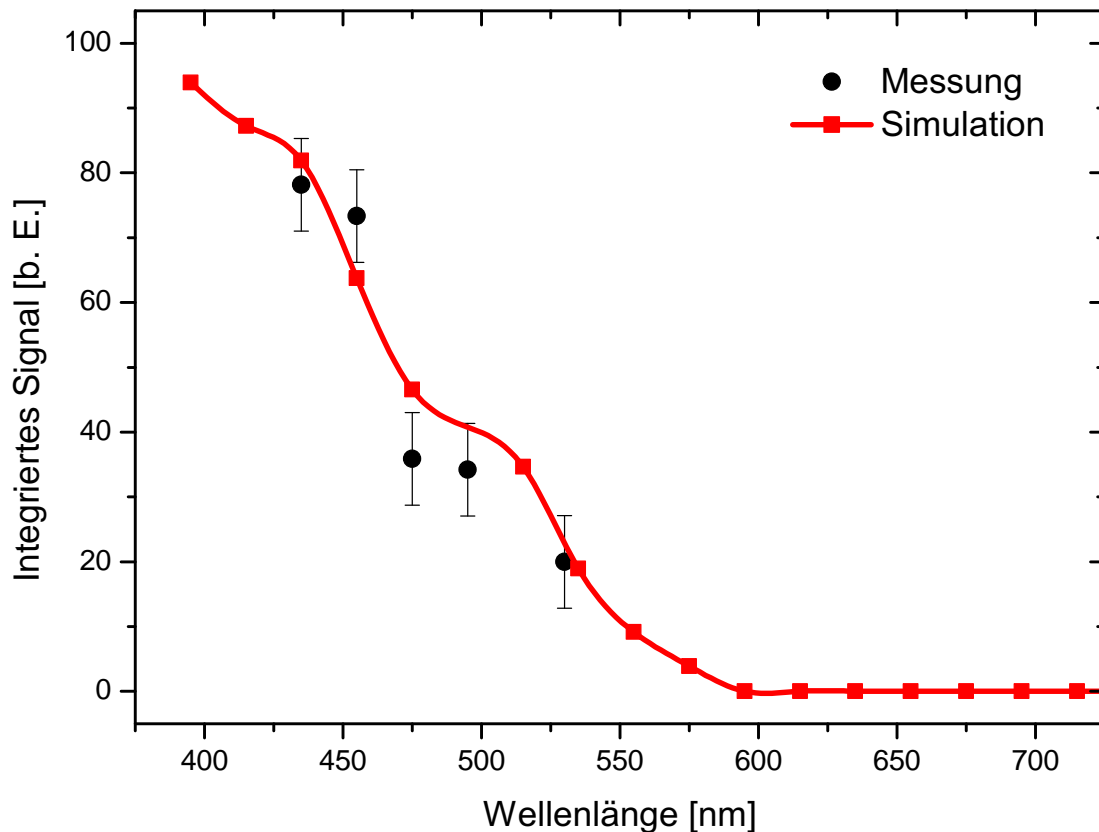


Abbildung 3.21: Die Simulationen (■) reproduzieren qualitativ die Messergebnisse (●) für verschiedene Farbglasfilter. Auf der Abszisse ist die Wellenlänge der Abbruchkante der Filter eingetragen. Die Ordinate entspricht der integrierten Photonenzahl, die bei dieser Wellenlänge von den Filtern durchgelassen wird. Siehe auch [37].

Strahlen im Wellenlängenintervall zwischen 415 nm und 600 nm aufsummiert. Effektiv wird dadurch das Verhalten der Filter simuliert, die dafür sorgen, dass Wellenlängen, die kürzer (bzw. länger) sind als die Abbruchkante des Filters, nicht mehr detektiert werden. Der eingezeichnete Verlauf (Spline) dient der Führung des Auges. Die Simulation gibt den Trend der Messergebnisse recht gut wieder. Allerdings liegen die Messungen zu größeren Wellenlängen hin stets unterhalb der simulierten Werte. Dies könnte auf die nichtberücksichtigte Quanteneffizienz der Photomultiplier zurückzuführen sein, da diese ebenfalls mit steigender Wellenlänge abnimmt.

3.5 Das Lasersystem

Das während der Strahlzeiten verwendete Lasersystem ist in Abbildung 3.22 schematisch und in Abbildung 3.23 detailgetreu dargestellt. Um die notwendigen Wellenlängen mit hinreichender Leistung zu erzeugen und um diese außerdem mit hoher Genauigkeit stabilisieren zu können, wurden vier voneinander unabhängige Lasersysteme aufgebaut [35]. Das Licht für die parallele Anregung der Ionen mit einer Wellenlänge von $\lambda_p = 386$ nm

wird von einem Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa-Laser, Coherent 899) erzeugt, der mit bis zu 10 W der 532 nm Strahlung eines Neodym-Yttriumvanadat-Lasers (Nd:YVO, Coherent Verdi V-18) gepumpt wird. Mit den wellenlängenselektiven Elementen des Ti:Sa-Lasers wird eine Emissionswellenlänge von 772 nm eingestellt. Die Frequenz des Lichts wird mit Hilfe eines kommerziellen Frequenzverdopplers (Second Harmonic Generation, SHG) verdoppelt. Detaillierte Beschreibungen zur Frequenzverdopplung und der Erzeugung elektromagnetischer Wellen höherer Ordnung können in [88, 89, 90] nachgelesen werden. Das SHG-System der Firma Tekhnoscan besteht aus einem optischen Resonator in „Bow-Tie“-Konfiguration mit einem Beta-Barium-Borat (BBO) Kristall. In der letzten Strahlzeit wurde ein Frequenzverdoppler des Typs Wavetrain (Spectra-Physics) eingesetzt. Bei diesem handelt es sich um einen sogenannten Δ -Resonator, da der Ringschluss über 2 Spiegel und ein Prisma erfolgt, die in Form eines Δ angeordnet sind. Auch in diesem Fall wurde ein BBO-Kristall verwendet. Die fundamentale Frequenz des Ti:Sa Lasers wird mit einer Frequenzmodulations(FM)-Sättigungsspektroskopie [91] auf einen bekannten Übergang in $^{127}\text{I}_2$ stabilisiert (siehe unten).

Das Laserlicht für die antiparallele Anregung der Ionen bei einer Wellenlänge von $\lambda_a = 780 \text{ nm}$ wird mit einem Diodenlaser erzeugt. Insgesamt werden drei verschiedene Diodenlaser verwendet. In Abbildung 3.23 sind diese mit den Abkürzungen „DL1“ (Toptica DL100), „DL2“ (Toptica DL100) und „DL3“ (Eigenbau in Littrow-Konfiguration) bezeichnet. Der erste Diodenlaser DL1 dient als Frequenznormal. Seine Frequenz wird auf eine sehr genau bekannte Resonanzfrequenz in atomarem Rubidium stabilisiert. Auch hier wird die FM-Sättigungsspektroskopie verwendet (siehe unten). Der zweite Diodenlaser, DL2, wird für die eigentliche Spektroskopie an den $^7\text{Li}^+$ -Ionen

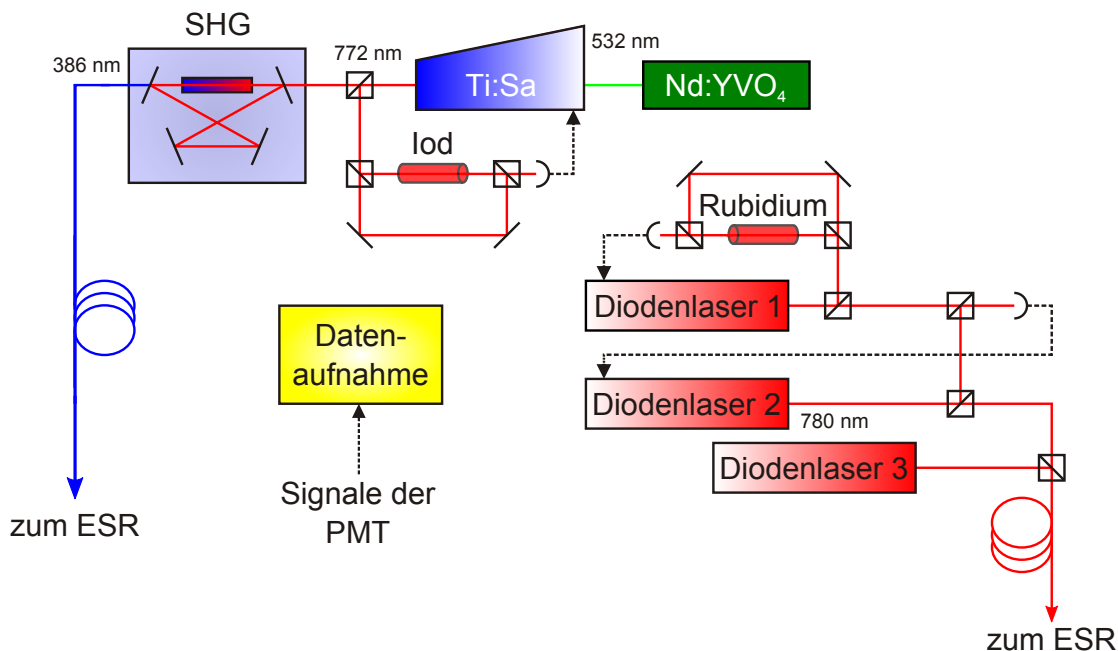


Abbildung 3.22: Schematischer Aufbau des Lasersystems mit allen relevanten Lasern und den beiden Spektroskopien für die Frequenzstabilisierung.

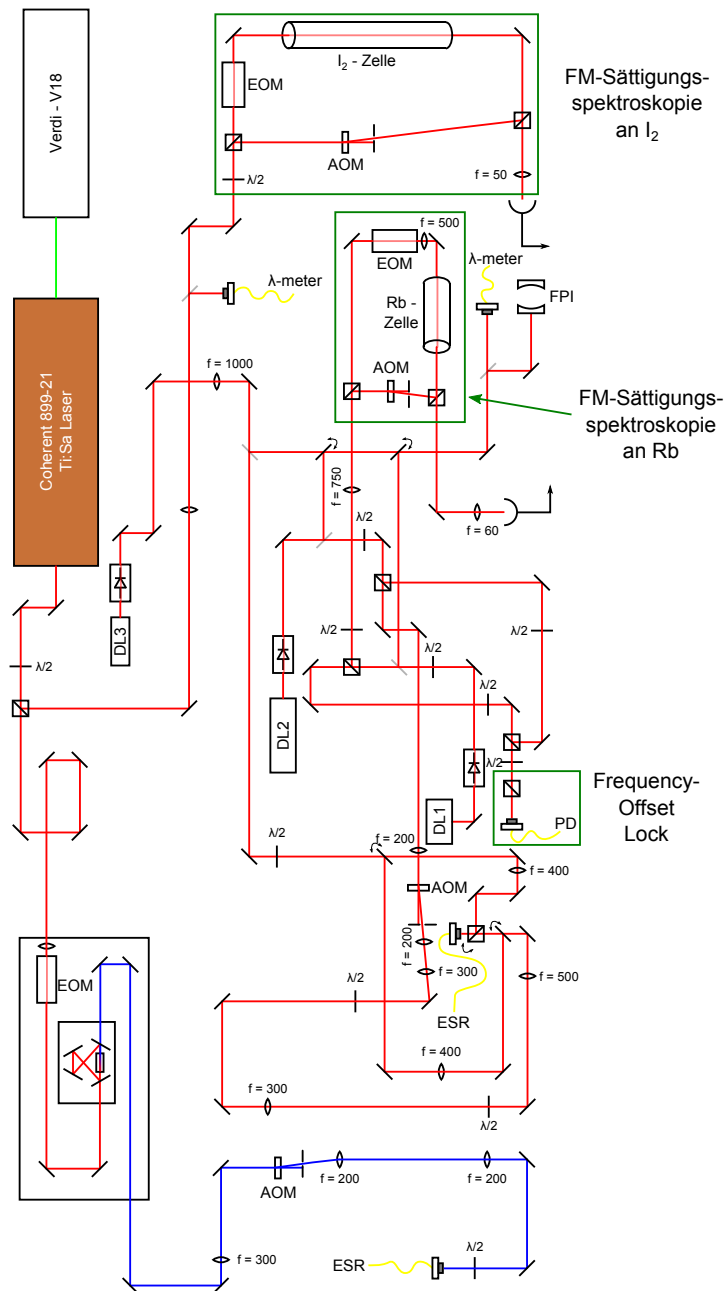


Abbildung 3.23: Detailgetreue Skizze der Strahlengänge auf dem Lasertisch. Im oberen Teil befinden sich die Spektroskopieaufbauten für die Frequenzstabilisierung der Laser, in der Mitte finden sich die drei Diodenlaser (DL). Auf der linken Seite sind die drei Systeme, die das parallele Laserlicht erzeugen. Unten befinden sich die Fasereinkopplungen zum ESR. (AOM = akustooptischer Modulator, EOM = elektrooptischer Modulator, PD = Photodiode, FPI = Fabry-Perot-Interferometer, ESR = Experimentierspeicherring)

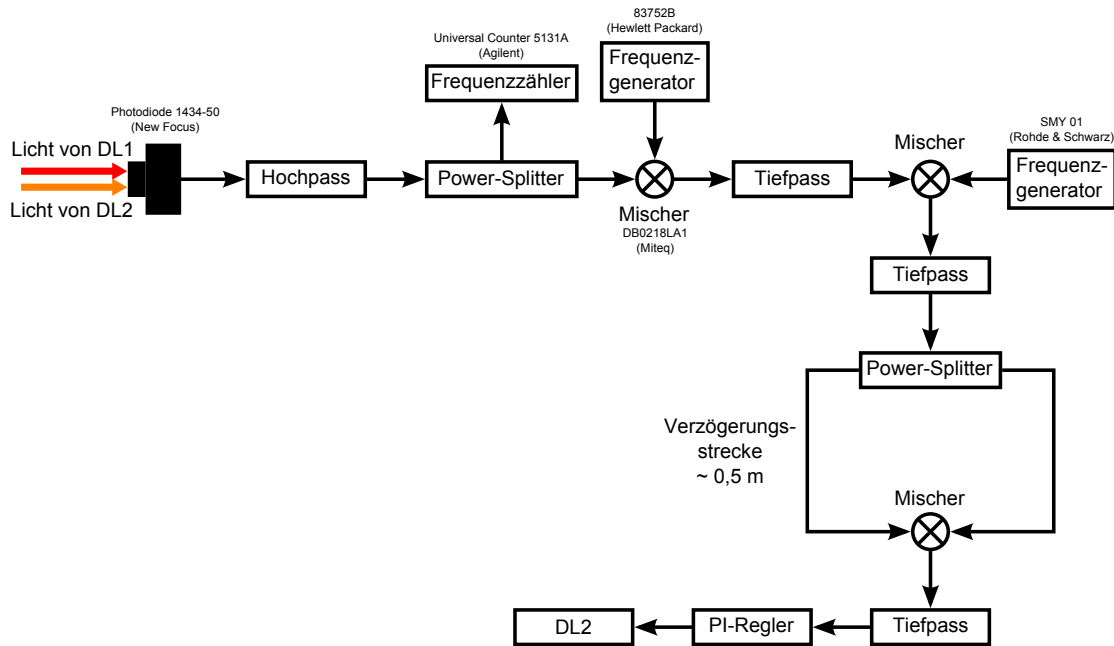


Abbildung 3.24: Ersatzschaltbild des Frequency-Offset Locks. Eine detailliert Beschreibung findet sich im Text.

verwendet. Die Frequenz von DL2 wird dabei relativ zur Frequenz von DL1 mittels Frequency-Offset Lock [26, 92] stabilisiert. Dazu wird von beiden Laserstrahlen jeweils ein Teilstrahl abgezweigt. Diese werden miteinander auf einer schnellen Photodiode mit einer Bandbreite von 22 GHz (New Focus 1434) überlagert, um das Schwebungssignal zwischen den beiden Lasern zu bestimmen. In Abbildung 3.24 ist ein Ersatzschaltbild des Frequency-Offset Locks dargestellt. Die von der Photodiode aufgenommene Schwebungsfrequenz ($\approx 2\,200$ MHz) wird durch einen Hochpass gefiltert. Das Signal wird in einem Power-Splitter geteilt, wobei ein Teil zum Frequenzzähler geleitet wird. In einem Mischer wird der zweite Teil mit der Referenzfrequenz ($\approx 1\,800$ MHz) eines Funktionsgenerators (83752B, Hewlett Packard) multipliziert. Dadurch entstehen Signale der Summenfrequenz ($\approx 4\,000$ MHz) und der Differenzfrequenz (≈ 400 MHz). Die Summenfrequenz wird mit einem Tiefpass herausgefiltert, die Differenzfrequenz wird wieder mit der Frequenz ($\approx 400 - 1\,000$ MHz) eines weiteren Funktionsgenerators (SMY 01, Rohde & Schwarz) gemischt. Wieder wird die Summenfrequenz mit einem Tiefpass herausgefiltert und das Signal der Differenzfrequenz in einem Power-Splitter geteilt. Danach läuft der eine Teil des Signals durch ein kurzes Kabel (≈ 10 cm), der andere Teil des Signals durchläuft ein langes Kabel (≈ 50 cm). In einem Mischer werden beide Signale, die sich aufgrund der unterschiedlichen Signallaufzeiten in den beiden Kabeln um eine konstante Phase unterscheiden, miteinander multipliziert. Die Phase ist gegeben durch

$$\varphi_{\text{FOL}} = 2\pi \frac{\Delta L \cdot \Delta\nu}{v_{\text{Kabel}}} . \quad (3.3)$$

Dabei ist ΔL der Längenunterschied der beiden Signalkabel vor dem dritten Mischer, $\Delta\nu$ die Differenzfrequenz der beiden Eingangssignale des zweiten Mixers und v_{Kabel} die

Geschwindigkeit der Signale in den Kabeln. Die beiden Signale, die im dritten Mischer multipliziert werden sind dann

$$s_1 = \cos(2\pi\Delta\nu t + \varphi_{\text{FOL}}) \text{ und} \quad (3.4)$$

$$s_2 = \cos(2\pi\Delta\nu t). \quad (3.5)$$

Das Ergebnis der Multiplikation nach dem dritten Mischer ist dann

$$s_1 \cdot s_2 = \frac{1}{2} (\cos(4\pi\Delta\nu t + \varphi_{\text{FOL}}) + \cos(\varphi_{\text{FOL}})) . \quad (3.6)$$

Der erste und größere der beiden Terme in Gleichung (3.6) wird durch den nachfolgenden Tiefpass herausgefiltert, so dass nur noch der Phasenterm $\cos(\varphi_{\text{FOL}})$ übrig bleibt. Mit dem nachfolgenden PI-Regler wird die Frequenz des Lasers nach dem zweiten Mischer so geregelt, dass der Kosinus der Phase φ_{FOL} Null wird. Ändert sich die Frequenz des Lasers, ändert sich auch die Phase und der PI-Regler erzeugt ein Regelsignal, das die Frequenz des Lasers wieder auf den alten Wert zurücksetzt. Umgekehrt kann die Frequenz des Lasers mit dieser Technik auch kontrolliert variiert werden. Dazu wird die Frequenz des Frequenzgenerators vor dem zweiten Mischer geändert. Das daraus resultierende Regelsignal verschiebt dann die Frequenz des Lasers um den gleichen Betrag um den die Frequenz des Frequenzgenerators geändert wurde.

Die Schwebungsfrequenz zwischen den beiden Diodenlasern wird mit einem Universalzähler (Universal Counter 53131A, Agilent) gemessen. Dieser übermittelt den Frequenzwert über ein GPIB-Interface an die Datenaufnahme. Damit kann aus dieser die Absolutfrequenz von DL2 berechnet werden, wenn das Vorzeichen der Schwebungsfrequenz bekannt ist. Üblicherweise wird die Frequenz von DL2 so eingestellt, dass die aufgenommene Schwebungsfrequenz bei ca. 2-3 GHz liegt. Mit einem Wellenlängenmessgerät (Atos λ -meter LM007) werden die Frequenzen von DL1 und DL2 mit einer Genauigkeit von ca. 100 MHz bestimmt, um festzustellen welche der beiden Frequenzen die größere ist.

Mit dem dritten Diodenlaser DL3 werden dopplerverbreiterte Spektren aufgenommen, bei denen eine exakte Frequenzinformation nicht erforderlich ist. Außerdem kann er als Rückpumplaser bei der Λ - und der Sättigungsspektroskopie eingesetzt werden. Die Kontrolle der Frequenz dieses Lasers erfolgt ausschließlich über das Wellenlängenmessgerät (Atos, LM007). Die Bauweise der drei Diodenlaser basiert auf dem Entwurf von L. Ricci *et al.* [93].

Der Transport des Laserlichts zur Experimentierregion am ESR erfolgt sowohl für das ultraviolette Licht (λ_p) als auch für das infrarote Licht (λ_a) über Glasfasern. Für das UV-Licht bei 386 nm wird eine Standardfaser von Thorlabs (PM-S350-HP) mit einer Länge von 15 m verwendet. Für den Transport des IR-Lichtes von 780 nm zum ESR wird ebenfalls eine Standardfaser von Thorlabs (PM780-HP) von 50 m Länge verwendet. Die Strahlengänge in Abbildung 3.23 enden in Faserkopplern, die das Licht in ein offenes Faserende fokussieren. Am anderen Ende der Faser befinden sich entsprechende Faserkoppler, die das divergente Licht aus der Faser wieder kollimieren. Für infrarotes Licht existieren Standardsysteme, die für die Einkopplung in die Glasfaser verwendet werden. Im Gegensatz dazu wird für das ultraviolette Licht ein antireflexbeschichtetes Mikroskopobjektiv für die Fokussierung benutzt, während das offene Faserende von einem einfachen Halter fixiert wird. Die Positionen von Halter und Mikroskopobjektiv

werden so eingestellt, dass das Licht optimal in den Kern der Faser fokussiert wird. Der Halter kann dafür radial und das Objektiv axial zur Strahlrichtung justiert werden.

Zur groben Kontrolle der Wellenlängen aller Laser stehen zwei Atos λ -meter LM007 gleichen Typs zur Verfügung. Damit können die Wellenlängen mit einer Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-4}$ nm bzw. 100 MHz bestimmt werden. Zur weiteren Frequenzanalyse, insbesondere zur Kontrolle des Einmodenbetriebs der Diodenlaser, dient ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI).

3.5.1 Frequenzstabilisierung

Die präzise und absolute Bestimmung der Laserfrequenzen ist für ein Ives-Stilwell-Experiment unbedingt notwendig. Für die parallele Anregung wird das Licht des Ti:Sa-Lasers auf einen bekannten Jodübergang mittels FM-Sättigungsspektroskopie stabilisiert [91]. In Abbildung 3.25 oben ist ein allgemeiner Aufbau der FM-Sättigungsspektroskopie und in Abbildung 3.25 unten der während den Strahlzeiten verwendete Spektroskopieaufbau dargestellt. Ein Teilstrahl des Ti:Sa-Lasers wird noch einmal in zwei Teile aufgespalten, wobei die Intensität eines Strahls deutlich größer ist als die des anderen. Der Lichtstrahl mit der größeren Leistung wird als Pumpstrahl bezeichnet, der andere als Probestrahl. Letzterem werden mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators (EOM), der bei einer Modulationsfrequenz von $\nu_{\text{EOM}} = 4$ MHz betrieben wird, Seitenbänder aufgeprägt. Diese liegen im Abstand der Modulationsfrequenz oberhalb und unterhalb der Trägerfrequenz. Die Intensität des Probestrahls wird auf einer Photodiode hinter der Spektroskopiezelle gemessen. Die Intensität des Pumpstrahls wird mit Hilfe eines akustooptischen Modulators (AOM) moduliert. Der AOM wird mit einer Frequenz von $\nu_{\text{AOM}} = 80$ MHz betrieben und so justiert, dass die 0. Beugungsordnung auf einen Strahlblocker trifft. Die +1. oder -1. Beugungsordnung wird mit dem Probestrahl in antiparalleler Geometrie überlagert. Mit einem Hochfrequenzschalter wird die AOM-Frequenz ν_{AOM} periodisch mit einem Takt von $\nu_{\text{mod}} = 30$ kHz an- und abgeschaltet. Dadurch wird die Intensität der verwendeten Beugungsordnung mit derselben Frequenz moduliert.

Von der Photodiode werden die drei Signale von Trägerfrequenz und den beiden Seitenbändern als Gleichströme detektiert. Durch die Mischung/Schwebung zwischen Trägerfrequenz und Seitenbändern treten zusätzliche Wechselströme auf, mit einer Frequenz, die der Frequenz ν_{EOM} entspricht. Da die Seitenbänder einen Phasenversatz von π aufweisen, löschen sich die Wechselströme, die aus der Mischung von Trägerfrequenz und Seitenbändern resultieren, exakt aus, falls die Seitenbänder gleiche Intensität aufweisen - es kommt zu keiner Amplitudenmodulation.

Wenn sich jedoch durch die Wechselwirkung mit dem Medium die Phasenlage der Seitenbänder oder deren Intensitätsverhältnis ändert, wird diese exakte Auslöschung der Wechselströme aufgehoben. Eine solche Störung kann durch den Sättigungsstrahl ausgelöst werden, wenn dieser gerade so verstimmt ist, dass dieser die Population der Geschwindigkeitsklasse ändert, die um eine Linienbreite des betrachteten Übergangs neben der Geschwindigkeitsklasse liegt, die mit der Trägerfrequenz wechselwirkt. Die Trägerfrequenz des Probestrahls unterliegt dann maximaler Dispersion. Umgekehrt tritt kein dispersiver Effekt auf, wenn die Frequenz des Sättigungsstrahls und die Trägerfrequenz des Probestrahls mit derselben Geschwindigkeitsklasse wechselwirken. In Abhängigkeit

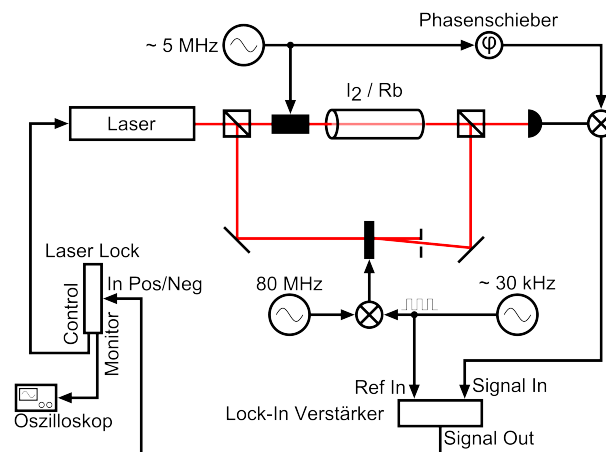
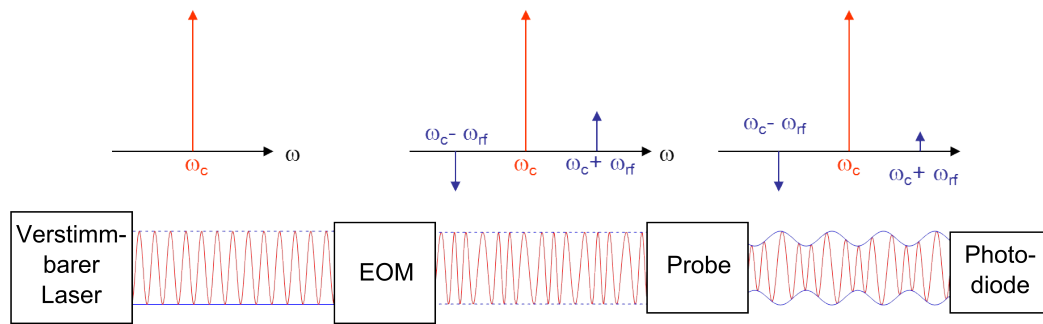


Abbildung 3.25: Oben: Prinzip der FM-Sättigungsspektroskopie zur Stabilisierung der Frequenz eines verstimmbaren Lasers. Dem Licht des verstimmbaren Lasers wird in einem elektrooptischen Modulator (EOM) Frequenzseitbänder aufgeprägt, die im Abstand der vom Frequenzgenerator erzeugten Frequenz ω_{ff} zur Trägerfrequenz ω_c liegen. In der Probe, meist ein atomares oder molekulares Gas, erfahren die Trägerfrequenz und die Seitenbänder eine frequenzabhängige Absorption. Dadurch wird die Intensität des Laserstrahls moduliert. **Unten:** Aufbau zur Frequenzstabilisierung. Der Laserstrahl wird in zwei Teile aufgespalten. Der sogenannte Probestrahl wird mit einem EOM frequenzmoduliert und dessen Intensität nach dem Durchgang durch die Spektroskopiezelle mit einer Photodiode gemessen. Der Pumpstrahl wird mit einem AOM amplitudenmoduliert und entgegengesetzt zum Probestrahl durch die Spektroskopiezelle geschickt. Die Intensität des Pumpstrahls ist größer als die des Probestrahls. Das Signal der Photodiode wird durch elektronische Filterung in ein Stabilisierungssignal für den Laser umgewandelt.

von der Frequenzverstimmung der beiden Teilstrahlen relativ zur Frequenz des betrachteten Übergangs werden Trägerfrequenz und Seitenbänder des Probestrahls unterschiedlich stark abgeschwächt. Zur weiteren Analyse wird das Signal der Photodiode mit der Erregerfrequenz des EOM ν_{EOM} elektronisch gemischt. Mittels eines phasensensitiven Verstärkers (Lock-In Verstärker) wird außerdem der Doppler-Untergrund subtrahiert. Dadurch erhält man ein Dispersionssignal, dessen Nulldurchgang genau dann erreicht

wird, wenn die Frequenz des Sättigungsstrahls und die Trägerfrequenz des Probestrahls mit der Resonanzfrequenz des betrachteten Übergangs in $^{127}\text{I}_2$ für eine Geschwindigkeitsklasse übereinstimmen. Aufgrund der Frequenzverschiebung des Pumpstrahls durch den AOM tritt dieser Fall nicht in der zentralen Geschwindigkeitsklasse mit $v = 0$ entlang der Richtung des Laserstrahls auf, sondern für die Geschwindigkeitsklasse, die eine effektive Dopplerverschiebung von 40 MHz aufweist. Der Laser wird daher 40 MHz ober- oder unterhalb der Resonanzfrequenz stabilisiert. Das Vorzeichen hängt von der verwendeten Beugungsordnung des AOMs ab.

Für die Frequenzstabilisierung des Ti:Sa-Lasers nach dem gleichen Prinzip wurde der roivibronische P(42)1-14-Übergang des elektronischen Dipolübergangs $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^3\Pi_{0_u}^+$ in molekularem $^{127}\text{I}_2$ [94] bei einer Frequenz von 388 605 083,71 MHz verwendet [95]. Diese ist mit einer Unsicherheit von $\Delta\nu_{\text{I}} = 0,3$ MHz bekannt [96]. Mit demselben Verfahren wurde eine Frequenzstabilisierung mit $^{127}\text{I}_2$ mit einer Unsicherheit von 7 kHz demonstriert [97]. Die Frequenz der Laserdiode LD1 wurde mit derselben Technik stabilisiert. Hierbei wurde der $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ -Übergang in ^{87}Rb mit einer Absolutfrequenz von 384 227 691,8 MHz verwendet. Diese ist mit einer Unsicherheit von $\Delta\nu_{\text{Rb}} = 0,036$ MHz bekannt [98, 99]. Eine detaillierte Beschreibung zu den Messungen der Absolutfrequenz und der Spezifikation der Frequenzstabilisierung der Laser findet sich in Abschnitt 4.4.3.

4 Messtechniken

Mit Hilfe des Elektronenkühlers kann der Ionenstrahl bis zu einer relativen Impulsschärfe von $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ gekühlt werden. Für die ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen entspricht dies einer Dopplerverbreiterung von etwa 1 GHz in dem verwendeten Übergang. Um eine ausreichend hohe Genauigkeit für einen Test der SRT zu erreichen, muss daher eine dopplerfreie Spektroskopiemethode eingesetzt werden. In den früheren Messungen am TSR [25, 26] wurden die sogenannte Λ -Spektroskopie, V-Spektroskopie und Sättigungsspektroskopie eingesetzt. Mit der letzteren konnte die höchste Genauigkeit erreicht werden [27]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Λ - und die Sättigungsspektroskopie eingesetzt. Die Eigenschaften des Ionenstrahls wurden mit der dopplerlimitierten Fluoreszenzspektroskopie untersucht, mit der die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen vermessen werden kann (4.1). Diese Techniken sollen in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

4.1 Doppler-limitierte Fluoreszenzspektroskopie

Da nach Gleichung (2.6) die Anregungsfrequenz ν_a von der Geschwindigkeit β des Teilchens abhängt und die Ionen eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung ihrer Geschwindigkeiten aufweisen, wird ein schmalbandiger Laser nur mit Teilchen der Geschwindigkeitsklasse des Ionenstrahls wechselwirken, in deren Ruhesystem die dopplerverschobene Laserfrequenz mit der Resonanzfrequenz innerhalb der Linienbreite übereinstimmt. Verstimmt man die Laserfrequenz, erfolgt die Absorption und Emission in einer anderen Geschwindigkeitsklasse. Die Gesamtintensität der Fluoreszenz ist dabei proportional zur Besetzung der entsprechenden Geschwindigkeitsklasse, so dass bei der Verstimmung des Lasers das Fluoreszenzspektrum die gaußförmige Geschwindigkeitsverteilung widerspiegelt. Ein entsprechendes Spektrum ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Wichtig ist dabei, dass die Ionen wiederholt mit dem Laser wechselwirken können. Daher ist ein geschlossenes 2-Niveau-System Voraussetzung für die dopplerlimitierte Fluoreszenzspektroskopie. In ${}^7\text{Li}^+$ ist dies nur auf dem Hyperfeinübergang $2s\ {}^3\text{S}_1(F = 5/2) \rightarrow 2p\ {}^3\text{P}_2(F = 7/2)$ möglich. Da sowohl die natürliche Linienbreite des Übergangs als auch die Linienbreite des Lasers etwa 3 Größenordnungen schmäler sind als die inhomogene Linienbreite des Fluoreszenzsignals, kann letztere direkt als Maß für die Impulsverteilung interpretiert werden. Über die Beziehung

$$\frac{\Delta p}{p} = -\frac{1}{\beta} \frac{\Delta \nu_a}{\nu_a}. \quad (4.1)$$

kann aus der vollen Halbwertsbreite des aufgenommenen Spektrums die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen bestimmt werden.

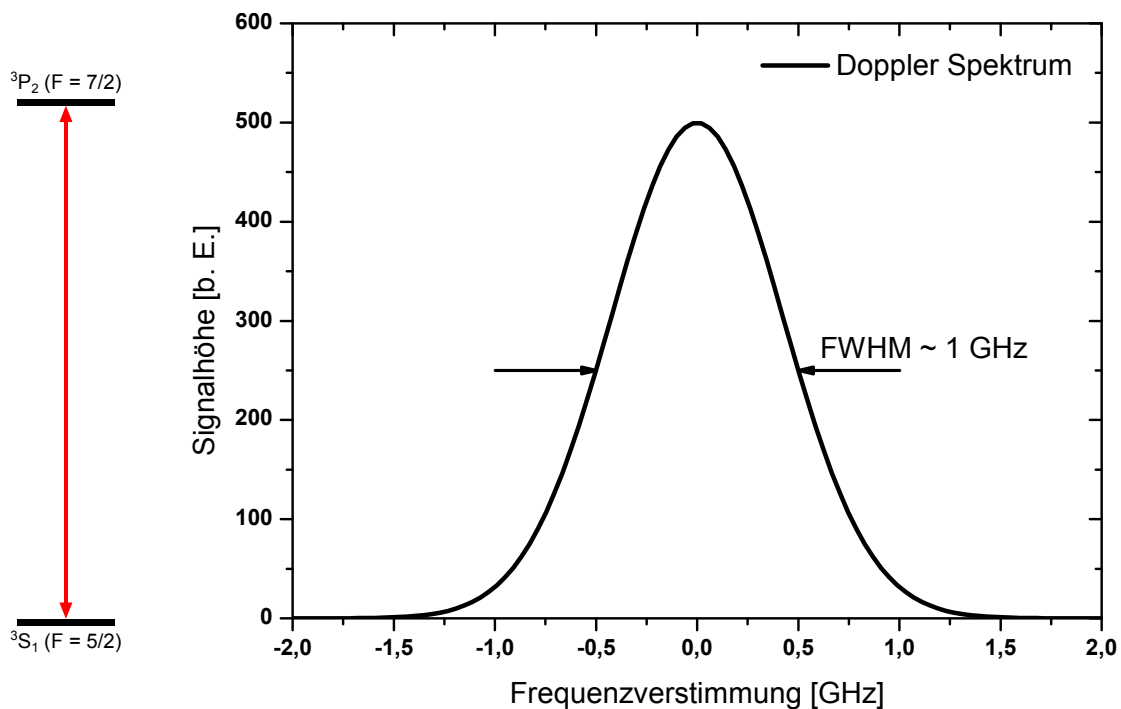


Abbildung 4.1: Theoretisch erwartetes Signal der dopplerlimitierten Fluoreszenzspektroskopie. Aus der vollen Halbwertsbreite (FWHM) des Signals kann die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen nach Gleichung (4.1) berechnet werden.

4.2 Λ -Spektroskopie

Die sogenannte Λ -Spektroskopie bietet die Möglichkeit eine dopplerfreie Spektroskopie durchzuführen. Man verwendet dabei 2 Hyperfeinzustände des $2s\ ^3S_1$ -Niveaus und koppelt sie in Form eines Λ an ein Niveau des angeregten Zustands. Dies ist links in Abbildung 4.2 dargestellt. Dopplerfrei ist die Methode, da ein Resonanzsignal nur entsteht, wenn beide Laser mit der gleichen Geschwindigkeitsklasse des Ionenstrahls wechselwirken. Das erwartete Signal ist rechts in Abbildung 4.2 dargestellt. Praktisch wird dabei die Frequenz eines der beiden Laser festgehalten und die Frequenz des zweiten Lasers verstimmt. Die Frequenz des ersten Lasers wird so gewählt, dass dieser möglichst mit der zentralen, am stärksten besetzten Geschwindigkeitsklasse wechselwirkt. Als Beispiel sei die Frequenz des Lasers so gewählt, dass dieser für den Übergang $2s\ ^3S_1(F = 3/2) \rightarrow 2p\ ^3P_2(F = 5/2)$ resonant ist. Die Ionen, die sich in der passenden Geschwindigkeitsklasse befinden, werden durch den parallelen Laser rasch in den $2s\ ^3S_1(F = 5/2)$ -Zustand gepumpt. Dieser Zustand ist ein Dunkelzustand für den parallelen Laser und es wird nach wenigen Pumpzyklen keine Fluoreszenz mehr auftreten. Wird nun der antiparallele Laser auf dem $2s\ ^3S_1(F = 5/2) \rightarrow 2p\ ^3P_2(F = 5/2)$ -Übergang eingestrahlt, so pumpt dieser in der von ihm angesprochenen Geschwindigkeitsklasse die Ionen in den $2s\ ^3S_1(F = 3/2)$ -Zustand, der für diesen Laser als Dunkelzustand dient. Im Allgemeinen tritt daher keine signifikante Fluoreszenz auf, obwohl beide Laser innerhalb der Dopplerbreite mit Ionen in Resonanz sind. Nur dann wenn beide Laser

mit der gleichen Geschwindigkeitsklasse wechselwirken, gibt es keinen Dunkelzustand mehr. Dann werden die Ionen innerhalb der gewählten Klasse ständig zwischen dem $2s\ ^3S_1(F = 3/2)$ - und dem $2s\ ^3S_1(F = 5/2)$ -Zustand hin und her gepumpt. Bei jedem Zerfall aus dem $2p\ ^3P_2(F = 5/2)$ -Zustand emittieren die Ionen ein Photon, das detektiert werden kann.

In Abbildung 4.2 rechts ist das erwartete Signal der Λ -Spektroskopie und das dopplerverbreiterte Signal aufgetragen. Unter idealen Bedingungen hängt die Breite des Spektrums nur noch von den Eigenschaften der beiden betrachteten Übergänge ab. Die natürliche Linienform eines Übergangs wird durch eine Lorentzkurve beschrieben. Durch die angewendete Spektroskopiemethode wird die Faltung des beiden Linienformen gemessen. Die Faltung zweier Lorentzkurven ergibt wieder eine Lorentzkurve, wobei sich deren Breite aus der Summe der Breiten der einzelnen Lorentzkurven ergibt. Die natürliche Linienbreite eines Übergangs beträgt 3,7 MHz, daher erwartet man mit der Λ -Spektroskopie eine Linienbreite von 7,4 MHz zu messen. Experimentell findet man jedoch eine sehr viel größere Linienbreite (siehe Kapitel 5), die sich durch die Dynamik des Ionenstrahls erklären lässt. Da die beiden Laser jetzt auf unterschiedlichen Übergängen mit Resonanzfrequenzen ν_1 und ν_2 im Ruhesystem der Ionen operieren, muss Gleichung (2.9) ersetzt werden durch

$$\frac{\nu_a \cdot \nu_p}{\nu_1 \cdot \nu_2} = 1 \quad , \quad (4.2)$$

wobei ν_a und ν_p wiederum die Frequenzen des parallelen und antiparallelen Lasers im Resonanzfall sind.

4.3 Sättigungsspektroskopie

Eine weitere dopplerfreie Spektroskopiemethode ist die Sättigungsspektroskopie. Eine wesentliche Voraussetzung für ihre Anwendung ist das Vorhandensein eines geschlossenen Zwei-Niveau-Übergangs, d.h., die angeregten Ionen kehren nach kurzer Zeit in das untere Niveau des Übergangs zurück, Dunkelzustände treten nicht auf. In $^7\text{Li}^+$ -Ionen erfüllt der Übergang $2s\ ^3S_1(F = 5/2) \rightarrow 2p\ ^3P_2(F = 7/2)$ diese Voraussetzung. Beide Laser operieren nun auf dem gleichen Übergang. Auch hier wird wieder die Frequenz eines Lasers konstant gehalten und die Frequenz des zweiten Lasers wird so verstimmt, dass diese die Frequenz des Übergangs erreicht. Das aus dieser Messmethode theoretisch resultierende Signal ist in Abbildung 4.3 skizziert. Es setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen. Die Frequenz des ersten Lasers (blau in Abbildung 4.3, links) wird zunächst etwa in der Linienmitte des dopplerverbreiterten Signals (blau) fixiert. Durch die ständige Wechselwirkung mit den Ionen in der zentralen Geschwindigkeitsklasse entsteht ein entsprechendes konstantes Fluoreszenzsignal (orange gepunktet). Stimmt man nun den zweiten Laser (rot) über den genutzten Übergang hinweg, so wechselwirkt er außerhalb der Linienmitte mit Ionen einer anderen Geschwindigkeitsklasse. Das dopplerverbreiterte Signal addiert sich daher auf den konstanten Untergrund des ersten Lasers. Erreicht der zweite Laser die Frequenz, die ihn in Resonanz mit der gleichen Geschwindigkeitsklasse bringt, mit der auch der erste Laser resonant ist, so konkurrieren die beiden Laser um die gleichen Ionen. Wenn die Intensität eines Lasers so gewählt ist, dass diese deutlich über der Sättigungsintensität des Übergangs liegt, kommt es zu

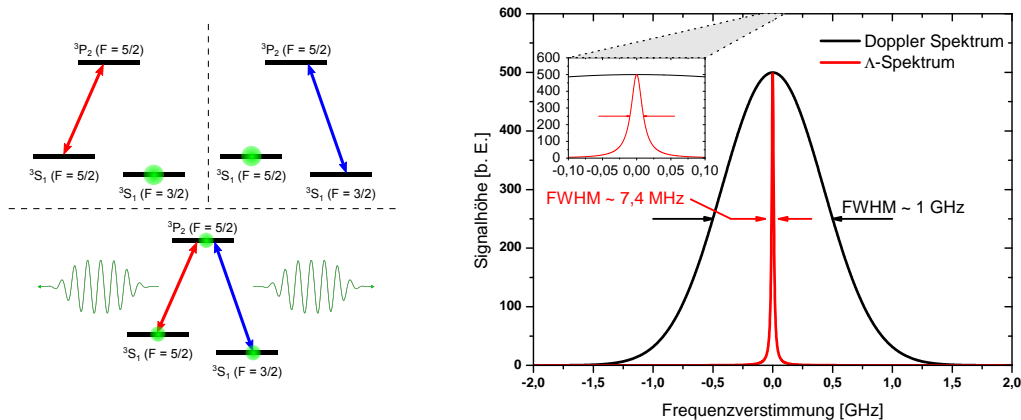


Abbildung 4.2: Links: Anregungsschema der Λ -Spektroskopie. Die Frequenz eines der beiden Laser (blau) wird konstant auf einem Übergang gehalten. Die Frequenz des zweiten Lasers (rot) wird so verstimmmt, dass dieser in Resonanz mit dem zweiten Übergang kommt. Rechts: Das resultierende Signal ist durch die roten Linie gegeben. Im Vergleich dazu ist die Kurve der Dopplerspektroskopie (schwarz) gezeigt. Die deutlich geringere Linienbreite des Λ -Signals ermöglicht eine sehr viel bessere Bestimmung der Mitte der Resonanz und damit der Frequenz des Übergangs. Außerdem ist bei dieser Methode keine exakte Kenntnis der Ionengeschwindigkeit notwendig, da durch den Laser mit fester Frequenz eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse ausgewählt wird.

einer starken Reduktion der Besetzungszahldifferenz zwischen angeregtem und Grundzustand. Daher wird die Absorptionsrate des zweiten Lasers deutlich gesenkt, das Ionenensemble wird im Extremfall transparent¹. Die Intensitätserhöhung ist daher nicht mehr proportional zur Besetzung der Geschwindigkeitsklassen. Dementsprechend wird ein Einbruch der Fluoreszenz beobachtet (Lamb-Dip). In Abbildung 4.3 ist dieser in der Linienmitte lokalisiert. Die exakte Position innerhalb der dopplerverbreiterten Linie hängt jedoch von der Frequenz des ersten Lasers ab. Für ein möglichst starkes Signal wird dieser natürlich in der Nähe des Linienzentrums positioniert. Mit welcher Geschwindigkeitsklasse genau die beiden Laser wechselwirken, ist nicht wichtig, an der Stelle des Lamb-Dips erfüllen die Frequenzen der beiden Laser auf alle Fälle die Bedingung aus Gleichung (2.9).

Um den konstanten und gaußförmigen Untergrund zu entfernen und das dopplerfreie Signal zu isolieren, wird in diesem Experiment ein spezielles Schaltschema der beiden Laser verwendet. Dies geschieht in einem Zyklus, der vier Messungen umfasst und der bei jeder eingestellten Frequenz des durchstimmbaren Lasers mehrfach abgearbeitet wird, bevor dessen Frequenz verändert wird. Abbildung 4.4 zeigt eine Skizze, die verdeutlicht in welcher Reihenfolge die Laser geschaltet werden gemeinsam mit den zugehörigen Signalintensitäten. Im ersten Teil des Zyklus sind zunächst beide Laser eingeschaltet,

¹Auf eine solch starke Sättigung verzichtet man im Experiment, da sie eine deutliche Sättigungsverbreiterung der Linie mit sich bringen würde.

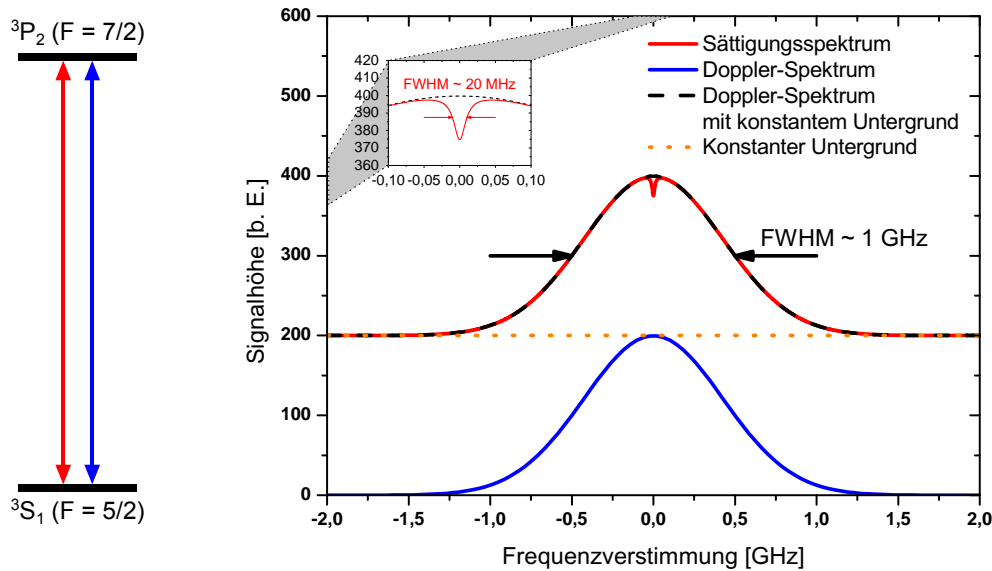


Abbildung 4.3: Theoretisch erwartetes Signal der Sättigungsspektroskopie. Die Frequenz eines Lasers wird im Maximum der Resonanzkurven (untere Kurve, blau) konstant gehalten. Dadurch produziert dieser Laser ein konstantes Untergrundsignal (orange gepunktet). Die Frequenz des zweiten Lasers wird durchgestimmt, wodurch zunächst ein dopplerverbreiteter Untergrund entsteht, da dieser Laser mit allen Geschwindigkeitsklassen wechselwirkt (schwarz, gestrichelt). Wenn beide Laser mit der gleichen Geschwindigkeitsklasse interagieren, nimmt die Fluoreszenz in diesem Moment effektiv ab, da ein Laser den Übergang der Ionen in dieser Geschwindigkeitsklasse bereits sättigt und der zweite Laser einen deutlich geringeren Beitrag zur Gesamtfluoreszenz liefert (rot, mit Lamb-Dip in Linienmitte und Inset).

die Fluoreszenzrate F_1 ist die des Gesamtsignals. Danach wird der antiparallele Laser abgeschaltet und nur der parallele Laser wechselwirkt mit den Ionen. Das entsprechende Fluoreszenzsignal F_2 beinhaltet die von Laser 1 induzierte Resonanzfluoreszenz, den Untergrund durch Streulicht des Lasers und den laserstrahlunabhängigen Untergrund. Analog wird im 3. Schritt das allein von Laser 2 induzierte Signal F_3 aufgezeichnet. Im vierten Teil des Schaltzyklus sind beide Laser ausgeschaltet. In diesem Zeitraum wird nur die laserunabhängige Untergrundzählrate F_4 aufgenommen. Die vier Fluoreszenzsignale werden schließlich nach der Vorschrift

$$F = F_1 - F_2 - F_3 + F_4 \quad (4.3)$$

zum Gesamtfluoreszenzsignal F verrechnet. Das Vorzeichen des letzten Terms kommt dadurch zustande, dass die laserunabhängige Untergrundzählrate F_4 implizit in den Fluoreszenzraten F_1 , F_2 und F_3 enthalten ist. Deshalb wird F_4 zweimal subtrahiert, wenn die Zählraten F_2 und F_3 von F_1 abgezogen werden und dies wird durch die Addition von F_4 wieder korrigiert. Das Ein- und Ausschalten der Laser wird durch

akustooptische Modulatoren (AOM) realisiert, deren Treiberfrequenz von 80 MHz phasenstarr im Takt der Schaltfrequenz (Laser 1 in Abbildung 4.4) bzw. der doppelten Schaltfrequenz (Laser 2) geschaltet wird. Die AOM's sind so justiert, dass das Licht der ersten Beugungsordnung in die jeweilige Glasfaser im Labor eingekoppelt wird. Wird die Treiberfrequenz am Eingang eines AOM abgeschaltet, verschwindet die erste Beugungsordnung. Die Verschiebung der Laserfrequenz um 80 MHz in der 1. Beugungsordnung muss bei Verwendung von Gleichung (4.2) natürlich berücksichtigt werden. Abhängig vom Schaltzustand der Laser werden die registrierten Photonen mit der Schaltbox auf 4 Counter verteilt.

Die Länge eines Schaltzyklus ist eine für das Experiment wichtige Größe, sie entspricht dem Kehrwert der eingestellten Schaltfrequenz, die Werte zwischen 1 kHz und 100 kHz annehmen kann. Typischerweise wurde mit Schaltfrequenzen zwischen 1 kHz und 10 kHz gemessen. Die größte, noch sinnvolle Schaltfrequenz entspricht der Umlauffrequenz der Ionen. Bei einer Geschwindigkeit von $0,338 \cdot c_0$ und einer Länge der Sollbahn der Ionen von 108 m entspricht das einer Schaltfrequenz von etwa 1 MHz. Während der Strahlzeit im Oktober 2010 stellte sich jedoch heraus, dass die verwendete Elektronik bei hohen Schaltfrequenzen nicht mehr in der Lage war die Signale der Photomultiplier auf die Zähler zu verteilen.

4.4 Systematische Unsicherheiten

Die Genauigkeit des Experiments wird durch verschiedene systematische Unsicherheiten beschränkt. Im Folgenden werden die verschiedenen Einflussgrößen aufgeführt und quantifiziert.

4.4.1 Winkelfehler

Eine wesentliche Unsicherheit ist durch die limitierte Genauigkeit verursacht, mit der die Winkel zwischen den beiden Laserstrahlen und zwischen Laserstrahl und Ionenstrahl bestimmt werden können. Aus der allgemeinen Dopplerformel (2.3) geht hervor, dass Fehler im Überlapp zwischen Ionenstrahl und anregendem Laserstrahl unmittelbar zu einer falschen Bestimmung der Anregungsfrequenz führen. Um diesen Fehler zu berechnen, betrachtet man die Gleichungen (2.5) und (2.6) mit kleinen Winkelabweichungen φ und η :

$$\nu_1 = \nu'_a \cdot \gamma \cdot (1 + \beta \cos \varphi) \quad (4.4)$$

$$\nu_2 = \nu'_p \cdot \gamma \cdot (1 - \beta \cos \eta). \quad (4.5)$$

Dabei sind ν_1 und ν_2 Frequenzen im Ruhesystem der Ionen und ν'_a und ν'_p die Anregungsfrequenzen, die bei Vorliegen der Winkelfehler gemessen werden und ν_a und ν_p die Frequenzen der beiden Laser, die bei idealer Justage ($\phi = \eta = 0$) beobachtet würden. Multipliziert man die beiden Ruhenfrequenzen ν_1 und ν_2 , ergibt sich für die antiparallele Frequenz

$$\nu'_a = \frac{\nu_1 \cdot \nu_2}{\nu'_p} \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot (1 + \beta \cos \varphi) \cdot (1 - \beta \cos \eta)}. \quad (4.6)$$

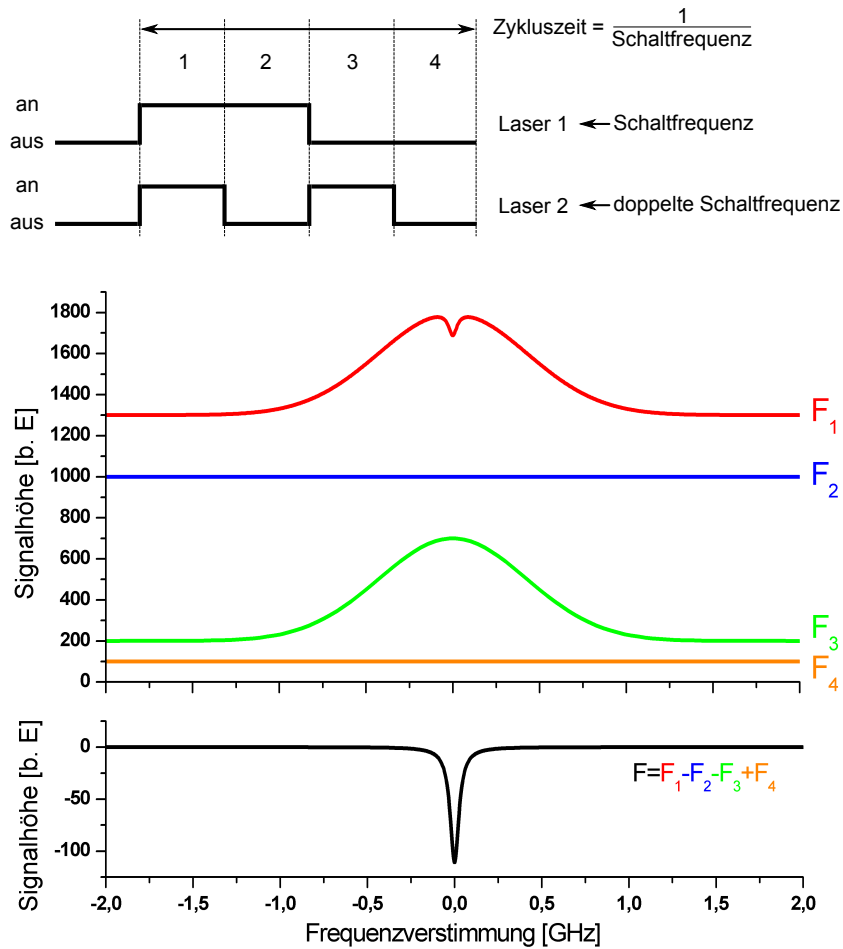


Abbildung 4.4: **Oben:** Zyklus des Schaltschemas. Im ersten Abschnitt sind beide Laser in den ESR eingekoppelt, in den Abschnitten 2 und 3 nur der erste bzw. zweite Laser. Abschnitt 4 dient zur Messung des laserunabhängigen Untergrundes. Die Länge des Zyklus entspricht dem Kehrwert der Schaltfrequenz. **Unten:** In den Phasen 1 bis 4 des Schaltzyklus werden unterschiedliche Spektren aufgenommen. Sind beide Laser eingeschaltet erhält man das Spektrum F_1 (rot) mit Doppleruntergrund und Lamb-Dip. Das konstante Signal F_2 (blau) wird von Laser 1 mit fester Frequenz erzeugt. In der dritten Phase wird der reine Doppleruntergrund F_3 (grün) mit dem verstimmbaren Laser 2 aufgenommen. Das Signal F_4 (orange) entspricht dem Untergrundsignal ohne Laserlicht. Durch das Verrechnen der Signale gemäß Gleichung (4.3) erhält man das Signal F (schwarz).

Die Frequenz der parallelen Anregung wird festgesetzt, daher gilt $\nu'_p = \nu_p$. Unter Verwendung der Relation für ideale Justage $\nu_a = \nu_1 \cdot \nu_2 / \nu_p$ vereinfacht sich Gleichung (4.6) zu

$$\nu'_a = \nu_a \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot (1 + \beta \cos \varphi) \cdot (1 - \beta \cos \eta)} \quad (4.7)$$

Die Abweichung zwischen realer Frequenz und verschobener Frequenz ist dann gegeben durch die Differenz $\Delta\nu_a = \nu'_a - \nu_a$. Es folgt

$$\frac{\Delta\nu_a}{\nu_a} = \frac{1}{\gamma^2 \cdot (1 + \beta \cos \varphi) \cdot (1 - \beta \cos \eta)} - 1. \quad (4.8)$$

Um einen Wert für $\Delta\nu_a$ zu berechnen, werden zwei Spezialfälle, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, betrachtet. Im ersten Fall sei der parallele Laserstrahl ideal mit dem Ionenstrahl überlappt ($\eta = 0$), zwischen dem antiparallelem Laserstrahl und dem Ionenstrahl hingegen ergebe sich der Winkel $\varphi \neq 0$. In diesem Fall vereinfacht sich Gleichung (4.8) zu

$$\frac{\Delta\nu_a}{\nu_a} = \frac{1 + \beta}{1 + \beta \cos \varphi} - 1. \quad (4.9)$$

Betrachtet man umgekehrt den Fall, dass beide Laserstrahlen überlappen und dabei einen Winkel mit dem Ionenstrahl einschließen ($\eta = \varphi \neq 0$), wird Gleichung (4.8) zu

$$\frac{\Delta\nu_a}{\nu_a} = \frac{1 - \beta^2}{1 - \beta^2 \cos^2 \varphi} - 1. \quad (4.10)$$

Um daraus einen Fehler für die Abweichung der Frequenz $\Delta\nu_a$ durch eine fehlerhafte Justage der Laserstrahlen abzuschätzen, müssen die geometrischen Verhältnisse des Experiments betrachtet werden. Die beiden Laserstrahlen werden an beiden Enden des ESR durch Irisblenden justiert, die ca. 30 m voneinander entfernt sind. Durch diese Blenden können die relativen Lagen der Laserstrahlen mit einer Genauigkeit von etwa 0,5 mm bestimmt werden. Damit ergibt sich eine maximaler Winkel zwischen den beiden Laserstrahlen von $\varphi = 0,5 \cdot 10^{-3}/30 \approx 17 \mu\text{rad}$. Aus Gleichung (4.9) ergibt sich dann eine maximale Abweichung zwischen gemessener und tatsächlicher Frequenz von $\Delta\nu_{a,\eta=0} = \pm 14 \text{ kHz}$.

Der Überlapp zwischen Laserstrahlen und Ionenstrahl wird mittels Scrapern bestimmt, die in einem Abstand von 6,5 m angebracht sind. Auch hier werden die relativen Positionen von Ionenstrahl und Laserstrahlen mit einer Genauigkeit von 0,5 mm zueinander bestimmt. Damit kann die relative Lage von Ionenstrahl und Laserstrahlen mit einer Unsicherheit von $\varphi = 0,5 \cdot 10^{-3}/6,5 \approx 77 \mu\text{rad}$ bestimmt werden. Entsprechend ergibt sich aus Gleichung (4.10) eine maximale Frequenzabweichung von $\Delta\nu_{a,\eta=\varphi} = \pm 293 \text{ kHz}$.

Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass die beiden oben abgeschätzten Unsicherheiten sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Ebene auftreten können. Deshalb müssen beide Fehler verdoppelt werden. Da man nicht ausschließen kann, dass die Winkelunsicherheiten auch bei sorgsamer Justage alle dasselbe Vorzeichen haben, wird die Unsicherheit für den schlimmsten anzunehmenden Fall berechnet

$$\Delta\nu_{\vartheta} = 2 \cdot \Delta\nu_{a,\eta=0} + 2 \cdot \Delta\nu_{a,\eta=\varphi} = \pm 614 \text{ kHz}. \quad (4.11)$$

4.4.2 Phasenfrontenfehler

Bis hierher wurde implizit angenommen, dass die verwendeten Laserstrahlen durch ebene Wellen beschrieben werden können. Dies ist für reale Laserstrahlen aber nicht zutreffend. Diese werden vielmehr durch Gaußstrahlen beschrieben [89]. Ein Gaußstrahl,

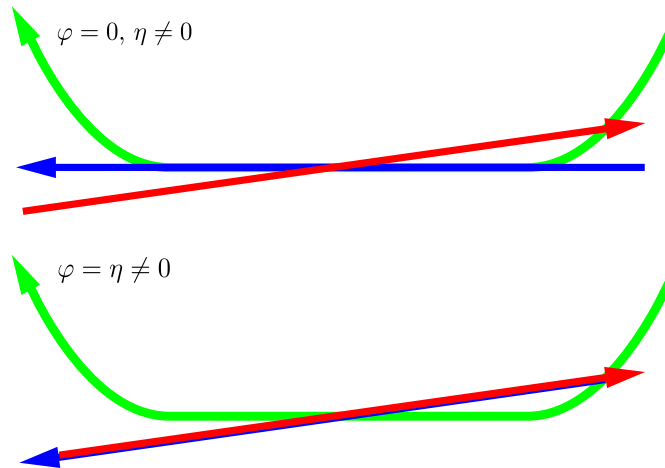


Abbildung 4.5: Zwei mögliche Szenarien aus denen sich Unsicherheiten bei der Überlagerung der Laserstrahlen mit dem Ionenstrahl ergeben. **Oben:** Der antiparallele Laserstrahl ist ideal mit dem Ionenstrahl überlagert ($\varphi = 0$), zwischen dem Ionenstrahl und dem parallelen Laserstrahl gibt es einen kleinen Winkel $\eta \neq 0$ (vgl. Gleichung (4.9)). **Unten:** Beide Laserstrahlen sind ideal überlagert, haben aber einen Winkel $\varphi = \eta \neq 0$ mit dem Ionenstrahl (vgl. Gleichung (4.10)).

der entlang der z -Achse propagiert, ist durch die Feldverteilung

$$E(\rho, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-(\rho/w(z))^2} \cdot e^{ik\rho^2/2R(z)} \cdot e^{i(\omega t - kz + \eta(z))} \quad (4.12)$$

gegeben. Dabei sind $w(z)$ der Radius des Strahls an der Stelle z , w_0 der Strahlradius im Fokus, ρ der radiale Abstand zur Strahlachse (z -Achse), $k = 2\pi/\lambda$ der Wellenvektor, $R(z)$ der Krümmungsradius der Wellenfronten und $\eta(z)$ die Gouy-Phase am Ort z . Des Weiteren sind der Strahlradius $w(z)$, der Radius der Wellenfronten $R(z)$ und die Gouy-Phase gegeben durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (4.13)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right) \quad (4.14)$$

$$\eta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right). \quad (4.15)$$

In den obigen Definitionen wird die Rayleighlänge z_0 als neue Größe eingeführt. Diese entspricht der Strecke, in der der Strahlradius von w_0 auf $\sqrt{2} \cdot w_0$ anwächst. Rayleighlänge z_0 und Strahlradius w_0 sind mittels der Formel $w_0 = \sqrt{\lambda z_0 / \pi}$ miteinander und mit der Wellenlänge des Lichtes verknüpft. In Abbildung 4.6 sind der Strahlradius und die Wellenfronten eines Gaußstrahls im Vergleich zu einer ebenen Welle gezeigt.

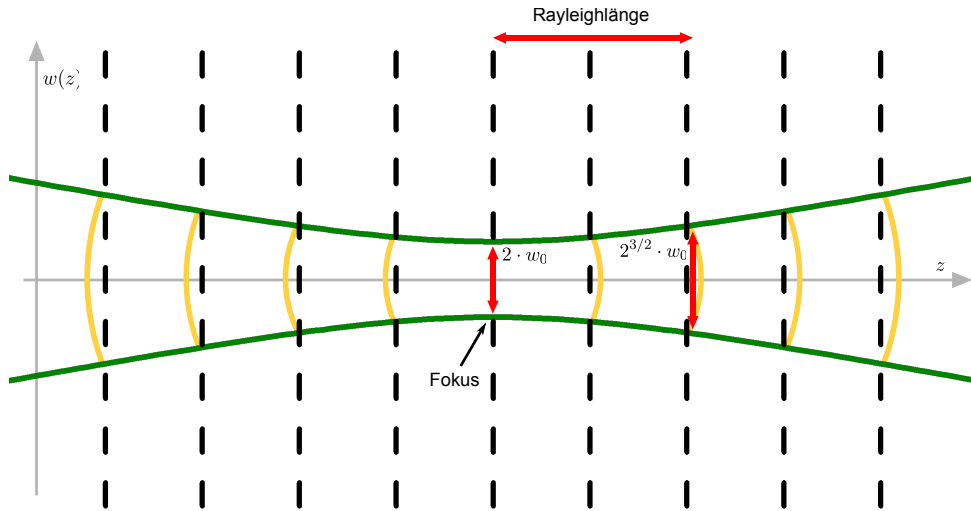


Abbildung 4.6: In grün ist der Verlauf des Strahlradius $w(z)$ eines Gausstrahls entlang der Strahlachse angedeutet. Die Phasenfronten sind als gelbe Teilkreise eingezeichnet. Im Vergleich dazu sind die Phasenfronten einer ebenen Welle als schwarze gestrichelte Linien dargestellt. Der Gausstrahl macht einen Phasensprung relativ zur ebenen Welle mit gleicher Frequenz beim Durchgang durch den Fokus, in dem dieser seinen minimalen Strahlradius w_0 annimmt. Der Phasensprung wird dadurch deutlich, dass die Phasenfronten des Gausstrahls vor dem Fokus den Phasenfronten der ebenen Welle nacheilen und dahinter diesen vorauslaufen.

Die komplexen Anteile der Exponentialfunktion in Gleichung (4.12) werden zur Gesamtphase φ des Strahls zusammengefasst

$$\varphi = \omega t - kz + \arctan \frac{z}{z_0} + \frac{k\rho^2 z}{2(z^2 + z_0^2)} \quad (4.16)$$

Aus der Phase resultiert die tatsächliche Momentanfrequenz des Gaußstrahls

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt'} \quad (4.17)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial\rho} \frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \right) \cdot \frac{\partial t}{\partial t'} \quad , \quad (4.18)$$

dabei enthält $\partial t/\partial t' = \gamma$ die Transformation vom Ruhesystem der Ionen in das Laborsystem. In der folgenden Betrachtung möge der Ursprung des Koordinatensystems im Fokus der Laserstrahlen liegen ($z = 0, \rho = 0$). Die Ableitungen $\partial\rho/\partial t$ und $\partial z/\partial t$ sind durch die Geschwindigkeitskomponenten der Ionen axial und radial zur Strahlachse gegeben:

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \beta c_0 \cos \vartheta \approx \beta c_0 \left(1 - \frac{\vartheta^2}{2} \right) \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = \beta c_0 \sin \vartheta \approx \pm \beta c_0 \vartheta . \quad (4.20)$$

Setzt man Gleichung (4.16) in Gleichung (4.18) ein, erhält man die Frequenz

$$\nu' = \nu_p \cdot \gamma \cdot \left\{ 1 - \beta \left[\left(1 - \frac{\vartheta^2}{2} \right) \left(1 - \frac{\rho^2}{2} \frac{z_0^2 - z^2}{(z_0^2 + z^2)^2} - \frac{w_0^2}{2} \frac{1}{z_0^2 + z^2} \right) + \frac{\rho\vartheta |z|}{z_0^2 + z^2} \right] \right\}. \quad (4.21)$$

Durch die Substitutionen $\beta \rightarrow -\beta$ und $\vartheta \rightarrow -\vartheta$ kommt man auf die äquivalente Formel für die antiparallele Frequenz

$$\nu' = \nu_a \cdot \gamma \cdot \left\{ 1 + \beta \left[\left(1 - \frac{\vartheta^2}{2} \right) \left(1 - \frac{\rho^2}{2} \frac{z_0^2 - z^2}{(z_0^2 + z^2)^2} - \frac{w_0^2}{2} \frac{1}{z_0^2 + z^2} \right) - \frac{\rho\vartheta |z|}{z_0^2 + z^2} \right] \right\}. \quad (4.22)$$

Im Fall einer optimalen Justage sind beide Laserstrahlen ideal miteinander und mit dem Ionenstrahl überlagert ($\vartheta = 0$, $\rho = 0$). Durch einen Vergleich der Frequenz des Gaußstrahls mit der tatsächlichen Frequenz im Ruhesystems des Ions gelangt man zu Abbildung 4.7. Darin ist die Frequenzverschiebung für unterschiedliche Strahldurchmesser im Fokus für die Frequenzen ν_a und ν_p in Abhängigkeit der Entfernung vom Fokus auf der Strahlachse aufgetragen. Die Foki der beiden Laserstrahlen waren während der Strahlzeit so eingestellt, dass diese sich am selben Ort befanden und einen Abstand von ca. 17 m von der Detektionszone hatten. Zusätzlich ist in Abbildung 4.7 die Position des Photomultiplier PM3 eingezeichnet, der den Foki der Laserstrahlen am nächsten gelegen ist. Alle anderen Photomultiplier hatte eine größere Entfernung zum Fokus, daher ist bei diesen eine kleinere Frequenzverschiebung zu erwarten. Die Strahldurchmesser im Fokus wurden durch die Vermessung der Strahlprofile zu $1,10 \pm 0,05$ mm für den parallelen Laserstrahl und zu $2,71 \pm 0,10$ mm für den antiparallelen Laserstrahl bestimmt. Entsprechend ergeben sich daraus die Rayleighlängen zu $9,9 \pm 0,9$ m für 386 nm und $29,4 \pm 2,2$ m für 780 nm. Damit kann die Abweichung zur tatsächlichen Frequenz für die parallel gemessene Frequenz zu $\Delta\nu_{p, Ph} = -438$ kHz und für die antiparallel gemessene Frequenz zu $\Delta\nu_{a, Ph} = 437$ kHz berechnet werden. Die aus den Messungen bestimmten Werte der Frequenzen ν_a und ν_p wurden mit diesen Werten korrigiert. Grundsätzlich müsste für jeden Photomultiplier ein individueller Korrekturwert berechnet werden. Da aber alle Photomultiplier innerhalb eines Bereichs von 0,6 m angesiedelt sind und die Unsicherheit der Position des Fokus auf der Strahlachse ca. 1,0 m beträgt, wird für die drei Photomultiplier dieselbe Korrektur verwendet.

Durch Ungenauigkeiten in der Justage kann sich ein seitlicher Versatz zwischen Ionenstrahl und Laserstrahlen ergeben ($\rho \neq 0$), außerdem ist eine Winkelabweichung zwischen Laserstrahlen und Ionenstrahl möglich ($\vartheta \neq 0$). Betrachtet man unter diesen Bedingungen wieder die Differenz zwischen der Frequenz ν' des Gaußstrahls gemäß Gleichung (4.21) bzw. (4.22) und der Frequenz des jeweiligen Übergangs im Ruhesystem des Ions, ergeben sich die Kurven in Abbildung 4.8 für verschiedene Winkel ϑ . Für sehr extreme Fehljustagen können auch die daraus resultierenden Frequenzabweichungen sehr groß werden. Für $\rho \approx 10$ mm und $\vartheta = 400$ μ rad ergibt sich beispielsweise eine Frequenzverschiebung von ca. 30 MHz zur tatsächlichen Frequenz. Der Aufbau am ESR ermöglicht eine Bestimmung des Überlapps mit einer Präzision von $\vartheta < 100$ μ rad und $\rho < 1$ mm. Dadurch kann die Gesamtunsicherheit, die durch die Abweichung eines Gaußstrahls von einer ebenen Welle verursacht wird, im Rahmen der Genauigkeit der experimentellen Parameter zu $\Delta\nu_{Ph} = 1$ MHz angegeben werden.

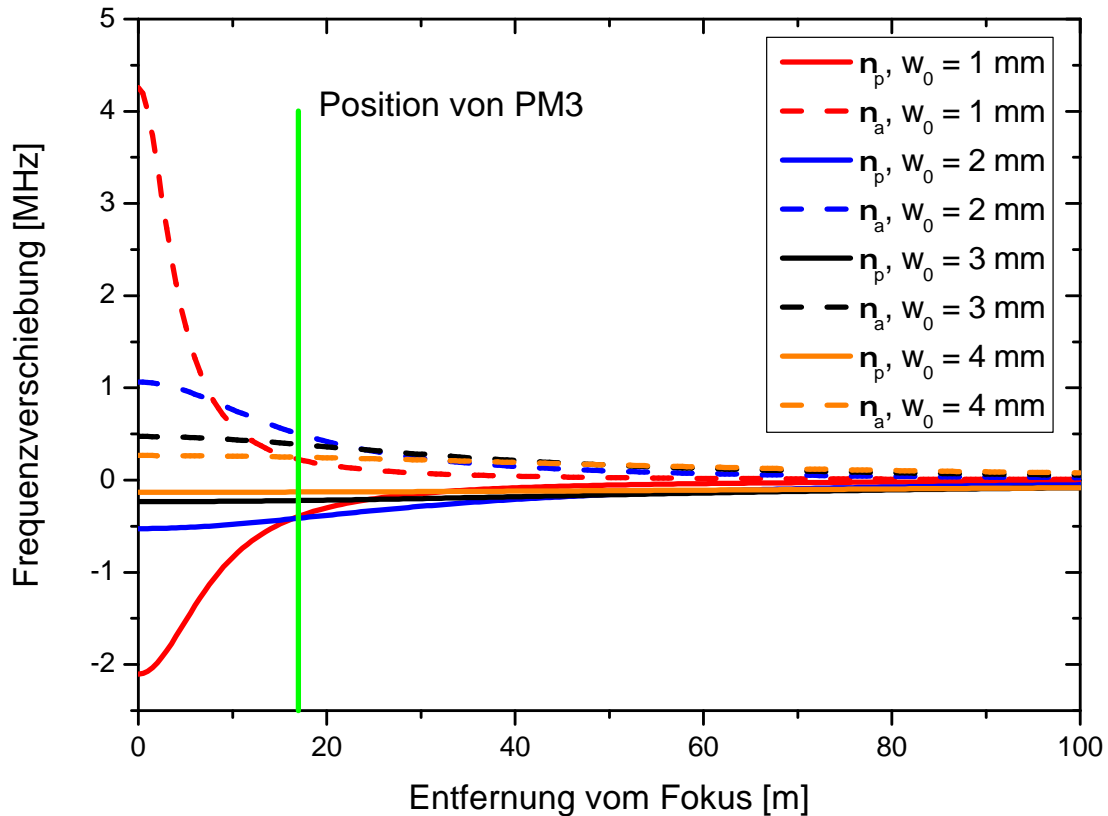


Abbildung 4.7: Für verschiedene Strahldurchmesser w_0 im Fokus ist die Frequenzverschiebung relativ zu einer ebenen Welle als Funktion von der Entfernung vom Fokus aufgetragen. Die Position des Photomultipliers PM3 ist grün markiert, alle anderen Photomultiplier befinden sich in größerer Entfernung. Die Frequenzverschiebung für die parallel gemessene Frequenz ν_p beträgt an dieser Stelle -438 kHz und für die antiparallel gemessene Frequenz ν_a 437 kHz unter Berücksichtigung der jeweiligen Strahldurchmesser (siehe Text).

4.4.3 Frequenzstabilisierung

Eine weitere systematische Unsicherheit ergibt sich aus der Genauigkeit, mit der die Frequenz der verwendeten Referenzlaser auf die jeweiligen Übergänge stabilisiert werden können. Bislang wurde diese Unsicherheit zu $\Delta\nu_{LD} = \Delta\nu_{Ti:Sa} = 1$ MHz abgeschätzt. Um diese Abschätzung zu überprüfen, wurden die Frequenzen der stabilisierten Laser mit einem Frequenzkamm (FC 1500, Menlo Systems) [41] verglichen. Der Frequenzkamm selbst verwendet eine Rubidiumuhr als Frequenzstandard, die kontinuierlich mit einem GPS-Signal kalibriert wird, um eine hohe Frequenzgenauigkeit zu gewährleisten.

Das Prinzip der Messung beruht dabei auf dem Vergleich der Laserfrequenz mit der Frequenz einer Kammmode. Dazu wird das Licht des frequenzstabilisierten Lasers mit dem Licht des Frequenzkamms überlagert und die Schwebungsfrequenz zwischen dem Laser und der nächstliegenden Kammmode vermessen. Der Kamm besitzt eine Repetitionsrate von 100 MHz, dies entspricht dem Abstand zweier Kammmoden. Die Standard-

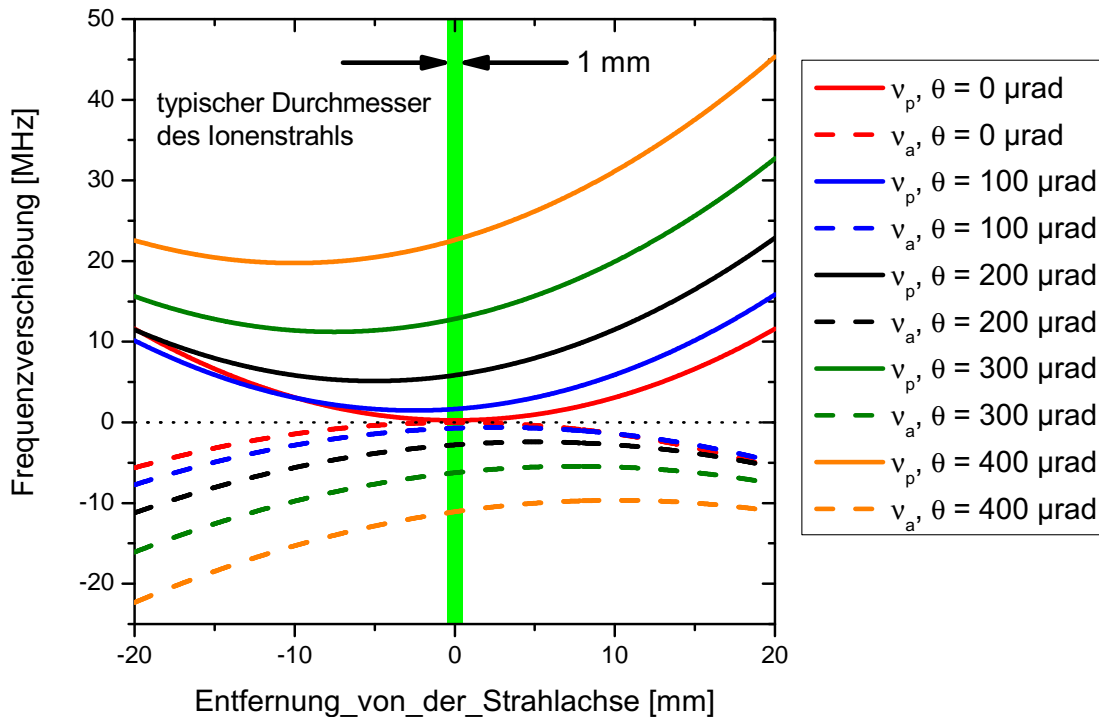


Abbildung 4.8: Abweichung der gemessenen Frequenzen ν_a und ν_p von der Ruhfrequenz ν_0 in Abhängigkeit des Abstands ρ von der Strahlachse für verschiedene Winkel ϑ zwischen Laserstrahlen und Ionenstrahl.

abweichung der gemessenen Schwebungsfrequenz ist ein Maß für die Güte der Kurzzeitstabilisierung und entspricht der Linienbreite des Lasers, genau genommen der Faltung aus Linienbreite des Lasers und der der Kammmode. Für die Stabilisierung der Laserfrequenzen wurden dieselben Aufbauten und dieselbe Elektronik verwendet, die auch während der Strahlzeiten zum Einsatz kamen.

In Abbildung 4.9 ist ein Schema des Aufbaus und in Abbildung 4.10 das Ergebnis einer Langzeitmessung zur Bestimmung der Stabilität der Frequenz des Coherent 899 Ti:Sa-Lasers gezeigt. Die Frequenz des Ti:Sa-Lasers ist auf den optischen Übergang $P(42)1-14 a_1$ in $^{127}\text{I}_2$ bei einer Wellenlänge von 772 nm mittels FM-Sättigungsspektroskopie stabilisiert. Dieser wurde 2006 mit dem gleichen Aufbau zu $388\,605\,083,71 \pm 0,30$ MHz bestimmt [96]. Der Grundzustand des verwendeten Übergangs ist erst bei Temperaturen von ca. 550 °C hinreichend besetzt, daher wird die Spektroskopiezelle auf diese Temperatur geheizt.

Um die Reproduzierbarkeit der Jod-Stabilisierung zu testen, wurde sie wiederholt ab- und wieder eingeschaltet. Jedesmal wurde eine Zeitreihe über 4000 s wie in Abbildung 4.10 (rechte Seite) aufgenommen und Mittelwert sowie Standardabweichung der Schwebungsfrequenz zwischen Kammmode und Ti:Sa-Laser ermittelt. Daraus wurde die Absolutfrequenz des Lasers berechnet und die Differenz zur Frequenz des betrachteten optischen Übergangs bestimmt. Die daraus erhaltenen Werte sind in Abbildung 4.11 (unten rechts) aufgetragen. An die Daten wurde eine Konstante angepasst und aus dem

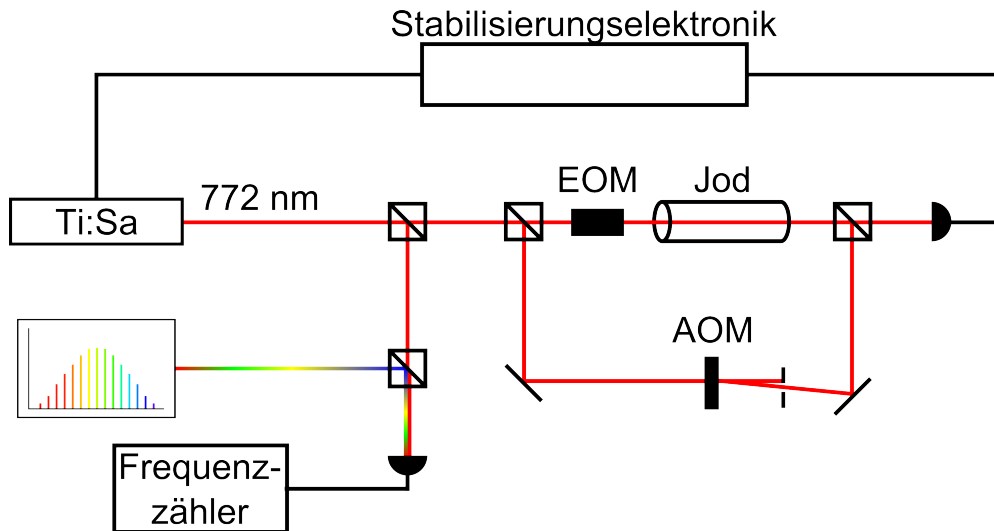


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau zur Kontrolle der Stabilisierung des Ti:Sa-Lasers. Der optische Aufbau der Sättigungsspektroskopie und die Stabilisierungselektronik ist identisch mit denen, die während den Strahlzeiten verwendet wurden. Ein Teil des Lichts des Ti:Sa-Lasers wird mit dem Licht des Frequenzkamms überlagert und die Schwebungsfrequenz auf einer Photodiode mit einem Frequenzzähler aufgenommen. Details der Stabilisierungselektronik sind in Abbildung 3.25 zu sehen.

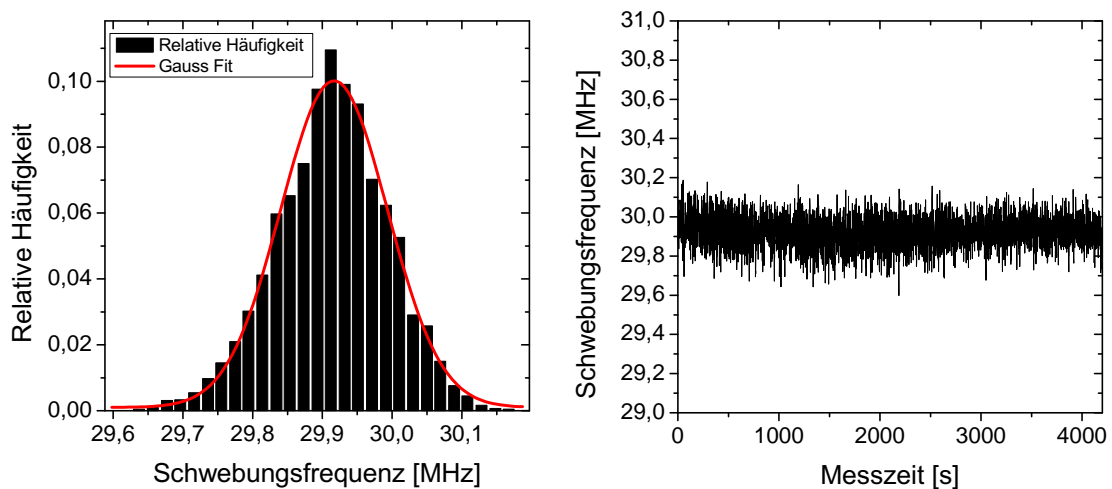


Abbildung 4.10: Beispiel für ein Histogramm (links) und zugehörige Zeitreihe (rechts) zur Frequenzmessung. Der Mittelwert wird aus diesen Daten durch die Bildung des arithmetischen Mittels bestimmt.

Anpassungsparameter werden Mittelwert und statistische Unsicherheit abgelesen. Der so bestimmte Abstand zur Absolutfrequenz des Übergangs entspricht dem gewichteten

Mittelwert der Daten

$$\bar{x} = \frac{\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (4.23)$$

Die zugehörige statistische Unsicherheit $\Delta\bar{x}$ wird durch das Produkt aus gewichtetem Fehler σ und der Wurzel des reduzierten χ^2 bestimmt

$$\Delta\bar{x} = \sigma \cdot \sqrt{\chi^2} \quad (4.24)$$

Dabei ist das reduzierte χ^2 gegeben durch

$$\chi^2 = \frac{1}{n-p} \sum \left(\frac{y_i - k}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.25)$$

wobei n die Anzahl der Datenpunkte, p die Anzahl der freien Anpassungsparameter und k der Wert der angepassten Konstanten sind. Der gewichtete Fehler wird aus den Fehlern der einzelnen Werte berechnet

$$\sigma = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}. \quad (4.26)$$

Zusätzlich werden Mittelwert $\langle x \rangle$ und Standardabweichung $\Delta\langle x \rangle$ aus den Messwerten berechnet. Diese ergeben sich aus

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \text{und} \quad \Delta\langle x \rangle = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2}. \quad (4.27)$$

Eine Übersicht über die Mittelwerte und Fehler findet sich in der ersten Zeile der Tabelle 4.1.

Des Weiteren wurde der Einfluss der Einstellungen des Lock-In-Verstärkers auf die Frequenzstabilität getestet. Am Lock-In-Verstärker können die Sensitivität U_S und die Zeitkonstante t_C geändert werden. Die Standardeinstellungen während der Strahlzeit waren $U_S = 10$ mV und $t_C = 10$ ms. Die Ergebnisse der entsprechenden systematischen Messungen sind in den Abbildungen 4.11 (oben links) und 4.11 (oben rechts) dargestellt. Bei zu geringer oder zu hoher Sensitivität wird die Stabilisierung instabil. Daher werden die Messpunkte bei 1 mV und 20 mV bei der Mittelwertbildung nicht berücksichtigt. Ein weiterer leicht zugänglicher Parameter ist die Verstärkung in der Rückkoppelschleife. Sie wird unter anderem durch die eingestellte Scanweite $\Delta\nu$ des Ti:Sa-Lasers bestimmt. Diese gibt an, welche Frequenzverschiebung der Laser erfährt, wenn die Spannung am externen Eingang von 0 V auf 5 V erhöht wird. Auch hier wurde der Einfluss von verschiedenen Einstellungen auf die Frequenzstabilität und Reproduzierbarkeit untersucht (Abbildung 4.11 (unten links)). Bei allen systematischen Untersuchungen wurde bei der Bestimmung der Mittelwerte in gleicher Weise verfahren wie bei der zuvor diskutierten Reproduzierbarkeit. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst, während Abbildung 4.12 eine Übersicht aller systematischen Messungen zeigt. Die daraus berechneten Mittelwerte sind in der letzten Zeile von Tabelle 4.1 eingetragen. Als Maß für die Unsicherheit der Frequenzgenauigkeit des

Ti:Sa-Lasers wird für die weitere Rechnung die Standardabweichung aller Messungen $\Delta\nu_{\text{Ti:Sa}} = \Delta\langle x \rangle = 58 \text{ kHz}$ verwendet, da dieser Fehler alle systematischen Unsicherheiten enthält und eine obere Grenze für die Abweichung von der Absolutfrequenz des optischen Übergangs in $^{127}\text{I}_2$ darstellt. Es fällt auf, dass bei allen Messungen ein um etwa 20-30 kHz zu niedriger Wert gemessen wird. Dies könnte auch auf eine Änderung der Bedingungen in der Jodzelle innerhalb der vier Jahre die zwischen der Bestimmung der Absolutfrequenz der Jodlinie und den hier durchgeführten Messungen lagen, zurückzuführen sein. Da diese Unsicherheit auf die Absolutfrequenz des Ti:Sa-Lasers bei 772 nm bezogen ist, muss sie verdoppelt werden, um die tatsächliche Unsicherheit der verdoppelten Frequenz bei 386 nm zu erhalten

$$\Delta\nu_{\text{SHG}} = 2 \cdot \Delta\nu_{\text{Ti:Sa}} \approx 120 \text{ kHz}. \quad (4.28)$$

Damit kann die Unsicherheit der Frequenz des parallelen Laserlichts bei 386 nm um etwa einen Faktor 8 auf 120 kHz reduziert werden. Für die weitere Rechnung wird die Absolutfrequenz des parallelen Laserlichts um die in Tabelle 4.1 genannte Abweichung von 46 kHz korrigiert.

Tabelle 4.1: Mittelwerte der Differenzen zwischen der Absolutfrequenz des Ti:Sa-Lasers und des betrachteten optischen Übergangs in $^{127}\text{I}_2$ bei einer Frequenz von $388\,605\,083,71 \pm 0,30 \text{ MHz}$ [96]. Die Formeln für die angegebenen Parameter sind in den Gleichungen (4.23) bis (4.27) aufgeführt.

	\bar{x} kHz	$\Delta\bar{x}$ kHz	χ^2	$\langle x \rangle$ kHz	$\Delta\langle x \rangle$ kHz
Reproduzierbarkeit	-38	18	0,33	-35	48
Scanweite	-33	17	0,55	-18	107
Zeitkonstante	-31	11	0,21	-31	37
Sensitivität	-35	18	0,40	-38	62
Alle Messungen	-32	11	0,35	-46	58

Ein weiterer für die Frequenzgenauigkeit relevanter Parameter ist die Frequenzgenauigkeit und -stabilität des DL100 Diodenlasers, der mittels FM-Sättigungsspektroskopie auf den sehr genau bekannten, optischen Dipolübergang $5s^2\text{S}_{1/2}(F=2) \rightarrow 5p^2\text{P}_{3/2}(F=3)$ in atomarem ^{87}Rb bei einer Wellenlänge von 780 nm stabilisiert wurde. Die Frequenz dieses Übergangs wurde unter anderem als Referenz zur Vermessung anderer Übergänge mit einer Genauigkeit von $\approx 30 \text{ kHz}$ gemessen [100]. Für die Überprüfung der Frequenz des stabilisierten DL100, wurden zwei verschiedene Aufbauten verwendet. Zum einen wurde der auf den Rubidiumübergang stabilisierte Laser direkt mit der nächstgelegenen Mode des Frequenzkamms verglichen. Der dafür verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Wie schon bei den Messungen mit dem Ti:Sa-Laser wurde das Licht des Diodenlasers mit dem Licht des Frequenzkamms überlagert und die Schwebungsfrequenz zur nächsten Mode des Frequenzkamms aufgenommen. Das Licht des Diodenlasers wurde über eine Glasfaser zum Frequenzkamm übertragen. Auf diese Weise konnten maximal 3 mW für die Erzeugung des Schwebungssignals bereit gestellt werden. Da demzufolge nur wenig Leistung für den Vergleich mit dem Frequenzkamm zur Verfügung stand, dessen Moden Leistungen von wenigen μW haben, lag das

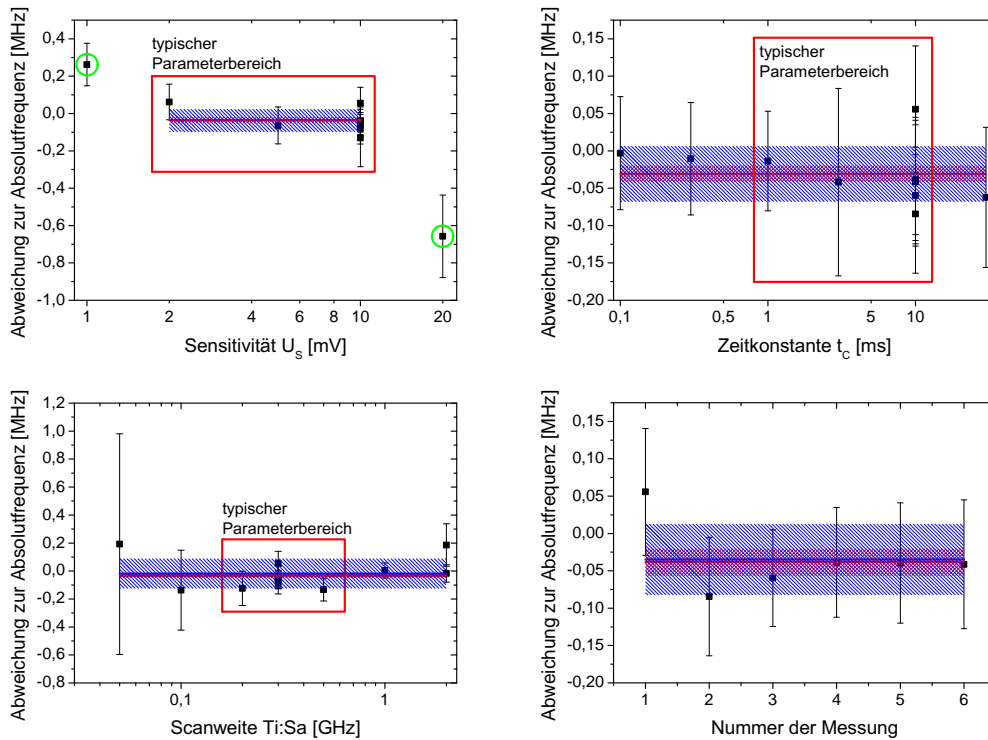


Abbildung 4.11: Systematische Untersuchung zur Sensitivität U_S (oben links) und zur Zeitkonstanten t_C (oben rechts) des Lock-In-Verstärkers, sowie für verschiedene Scanweiten des Ti:Sa-Lasers (unten links) und zur Reproduzierbarkeit (unten rechts) der Frequenzstabilisierung. Die Fehlerbalken an den Datenpunkten entsprechen den zugehörigen Standardabweichungen. In allen Graphiken entsprechen die roten Linien dem jeweiligen gewichteten Mittelwert \bar{x} , der Standardfehler $\Delta\bar{x}$ wird durch die rot schraffierte Fläche repräsentiert. Analog sind der Mittelwert $\langle x \rangle$ und der zugehörige Fehler $\Delta\langle x \rangle$ durch die blaue Linie bzw. die blau schraffierte Fläche dargestellt. Die rot eingerahmten Bereiche entsprechen den während der Strahlzeit verwendeten Einstellungen. Die Standardwerte des Lock-In-Verstärkers waren $U_S = 10$ mV und $t_C = 10$ ms, die übliche Scanweite des Ti:Sa Lasers betrug $\Delta\nu = 0,3$ GHz.

Schwebungssignal nur etwa 10-20 dB über dem Rauschpegel. Da in diesem Fall der Frequenzzähler die Schwebungsfrequenz möglicherweise nicht korrekt erfasst, wurde der alternative Aufbau in Abbildung 4.14 gewählt, um ein stärkeres Schwebungssignal zu erzeugen. Hier wurde die Frequenz des Diodenlasers nicht mit dem Frequenzkamm verglichen, sondern mit der Frequenz des Ti:Sa-Lasers. Dieser wiederum war dabei direkt auf den Frequenzkamm stabilisiert. Der Vorteil bei diesem Aufbau bestand darin, dass das Schwebungssignal zwischen Ti:Sa-Laser und Diodenlaser sehr viel größer war, da eine deutlich höhere Leistung für die Erzeugung des Schwebungssignals zur Verfügung stand. Der Pegel des Schwebungssignals wurde dadurch auf über 30 dB oberhalb des

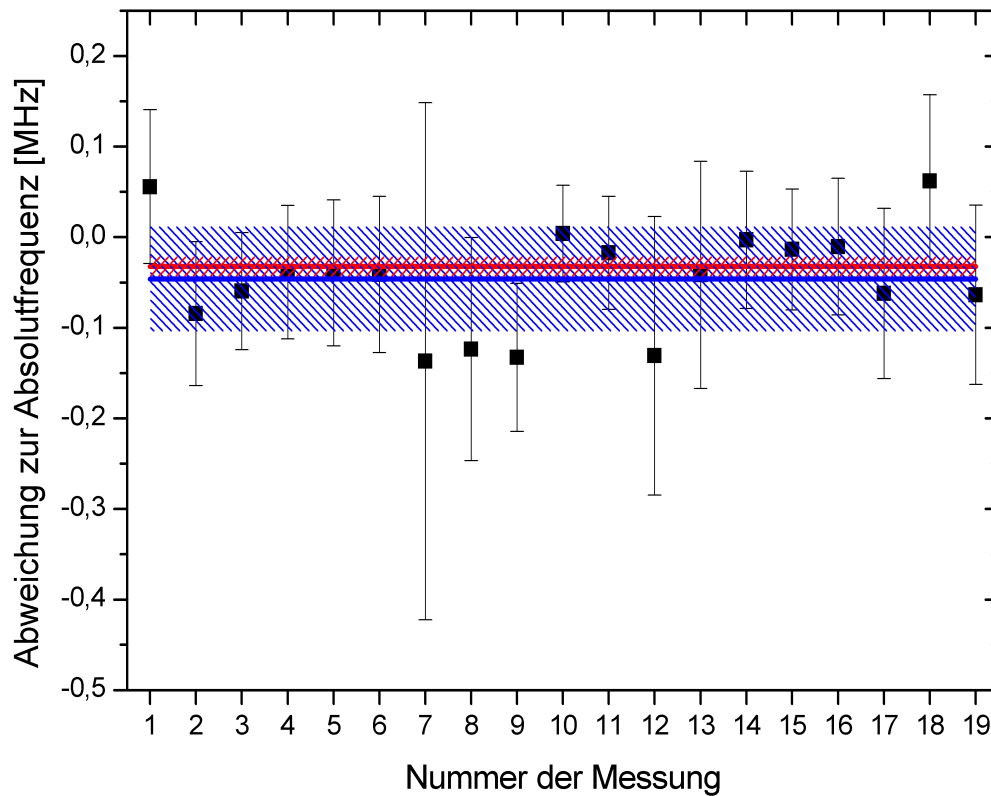


Abbildung 4.12: Alle systematischen Messungen des Ti:Sa-Lasers sind hier in einer Grafik aufgetragen. Gewichteter Fehler \bar{x} und statistische Unsicherheit $\Delta\bar{x}$ sind als rote Gerade bzw. rot schraffierte Fläche eingetragen. Dementsprechend repräsentieren blaue Gerade und blau schraffierte Fläche den Mittelwert $\langle x \rangle$ und die Standardabweichung $\Delta\langle x \rangle$.

Rauschpegels erhöht, so dass die richtige Erfassung des Schwebungssignals durch den Frequenzzähler sichergestellt war.

Um die Stabilität und Genauigkeit der Frequenz des Diodenlasers zu quantifizieren, wurden wie zuvor bei den Messungen mit Ti:Sa-Laser und Jodspektroskopie Zeitreihen des Schwebungssignals zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm bzw. Diodenlaser und Ti:Sa-Laser, wie in Abbildung 4.15 gezeigt, aufgenommen. Daraus wurden die mittlere Schwebungsfrequenz und die Absolutfrequenz des Diodenlasers bestimmt als Mittelwert $\langle x \rangle$ und Standardabweichung $\Delta\langle x \rangle$ der Zeitreihen der Schwebungsfrequenz gemäß Gleichung (4.27) ermittelt. Aus diesen wurde die Absolutfrequenz des Lasers berechnet und die Differenz zur Frequenz des Rubidiumübergangs bei 384 228 116,12 MHz [98] gebildet. Diese Abweichung zur Absolutfrequenz des Übergangs ist in Abbildung 4.16 aufgetragen. Bei den Messungen 1 bis 5 wurde die Absolutfrequenz aus dem direkten Vergleich zwischen Diodenlaser und Frequenzkamm ermittelt (siehe Abbildung 4.13), während die Messungen 6 bis 10 die Ergebnisse zeigen, die aus den Schwebungssignalen zwischen Diodenlaser und Ti:Sa-Laser berechnet wurden (siehe Abbildung 4.14). Dabei fällt auf, dass die Fehlerbalken der Messungen 6 bis 10 deutlich größer sind als bei den vorher-

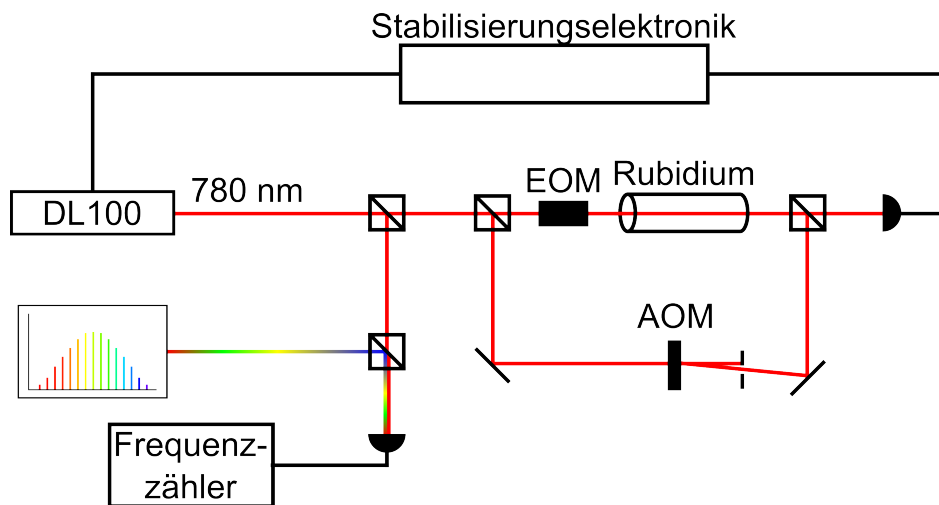


Abbildung 4.13: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Frequenzstabilität des Diodenlasers. Über eine FM-Sättigungsspektroskopie wurde die Frequenz des Diodenlasers auf die D_2 -Linie in Rubidium stabilisiert und mit der Frequenz der nächstliegenden Mode eines Frequenzkamms verglichen.

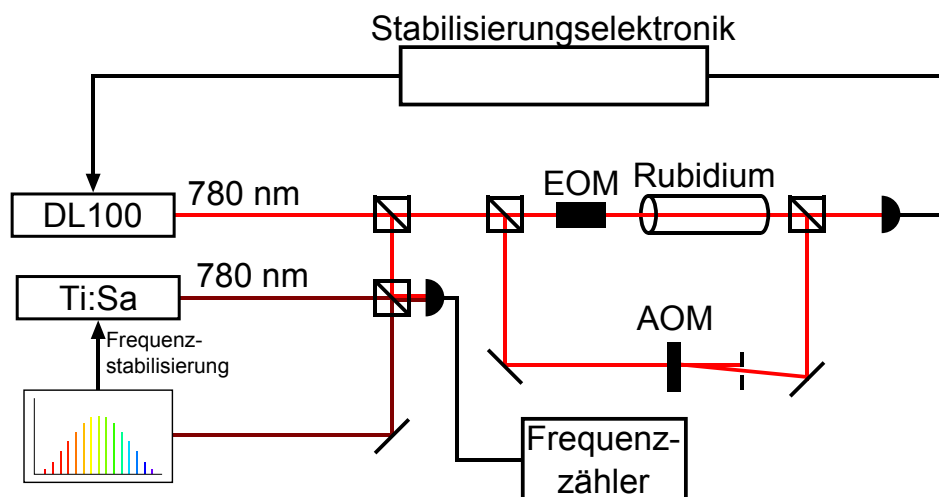
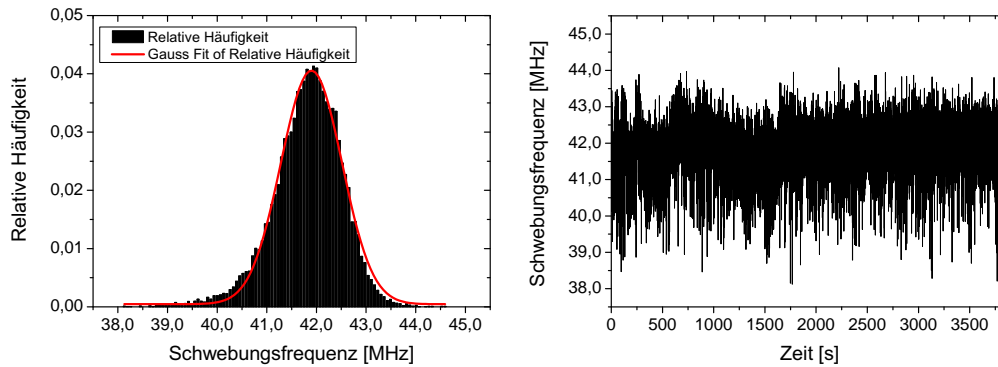


Abbildung 4.14: Schematischer Aufbau zur Messung der Frequenzstabilität des Diodenlasers im Vergleich zum Ti:Sa-Laser. Gegenüber Abbildung 4.13 wird zusätzlich ein Ti:Sa-Laser verwendet, dessen Frequenz direkt auf den Frequenzkamm stabilisiert wird. Das Schwebungssignal zwischen Ti:Sa und Diodenlaser wird dann zur Bestimmung der Frequenz des Diodenlasers herangezogen. Vorteil dieses Verfahrens ist die höhere Intensität des Schwebungssignals. Dazu wurde die Frequenz des Diodenlasers mit einer FM-Sättigungsspektroskopie auf einen Übergang in Rubidium stabilisiert. Gemessen wurde die Schwebungsfrequenz zwischen Diodenlaser und Ti:Sa-Laser. Die Frequenz des Ti:Sa-Lasers wurde auf eine bekannte Mode des Frequenzkamms stabilisiert.

Tabelle 4.2: Mittelwerte der Differenzen zwischen Absolutfrequenzen des Diodenlasers und der Frequenz des betrachteten Übergangs in ^{87}Rb bei 384 228 116,12 MHz [98].

Messung	\bar{x} kHz	$\Delta\bar{x}$ kHz	χ^2	$\langle x \rangle$ kHz	$\Delta\langle x \rangle$ kHz
1 bis 5	460	180	10,79	180	620
6 bis 10	-140	320	1,42	-30	720
Alle	430	130	5,97	80	640

**Abbildung 4.15:** Beispiel für ein Histogramm (links) und eine Zeitreihe (rechts) zur Rubidium-Messung. Die Auswertung erfolgt analog zur Jod-Messung.

rigen. Grund dafür ist, dass in diesen Fällen das Schwebungssignal zweier voneinander unabhängiger Systeme beobachtet worden ist und sich die statistischen Unsicherheiten beider Systeme addieren.

Aus den Werten in Abbildung 4.16 (links) wurde der gewichtete Mittelwert \bar{x} mit Gleichung (4.23) und die statistische Unsicherheit $\Delta\bar{x}$ gemäß Gleichung (4.24) bestimmt. Darüber hinaus wurden der Mittelwert $\langle x \rangle$ und die Standardabweichung $\Delta\langle x \rangle$ aus Gleichung (4.27) berechnet. Entsprechend wurde in Abbildung 4.16 (rechts) verfahren, mit dem Unterschied, dass die Mittelwerte getrennt nach den unterschiedlichen Versuchsaufbauten ermittelt wurden. Die Werte sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Die Standardabweichung $\Delta\langle x \rangle$ beinhaltet alle Unsicherheiten der Messungen, die Liniensbreiten der beteiligten Laser eingeschlossen und stellt damit eine sichere obere Grenze für die Unsicherheit der Stabilisierung dar. Damit kann die Unsicherheit der Frequenzstabilität des Diodenlasers um einen Faktor 1,5 auf

$$\Delta\nu_{\text{DL}} = 640 \text{ kHz} \quad (4.29)$$

reduziert werden.

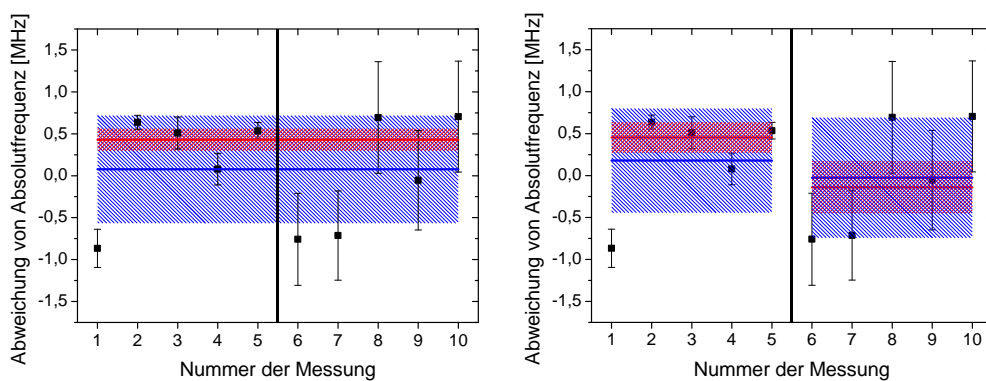


Abbildung 4.16: Abweichung der Frequenz des stabilisierten Diodenlasers zur Absolutfrequenz des Rubidiumübergangs. Die Messpunkte 1-5 wurden durch einen direkten Vergleich der Frequenzen von Diodenlaser und Frequenzkamm bestimmt. Bei den Messpunkten 6-10 wurde die Frequenz des Diodenlasers mit derjenigen des Ti:Sa-Lasers verglichen, dessen Frequenz mit Hilfe des Frequenzkamms stabilisiert wurde. Die roten Geraden entsprechen den gewichteten Mittelwerten \bar{x} , die blauen Geraden repräsentieren die Mittelwerte $\langle x \rangle$. Die zugehörigen $1\text{-}\sigma$ -Unsicherheiten sind durch die schraffierten Flächen in den entsprechenden Farben gekennzeichnet. **Links:** Die Mittelwerte wurden aus allen aufgenommenen Messungen ermittelt ohne Unterscheidung der Messmethode. **Rechts:** Für jede Messmethode wurden beide Mittelwerte getrennt voneinander berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

5 Ergebnisse

Die nachfolgend präsentierten Ergebnisse stammen aus Messungen, die während drei Strahlzeiten in den Jahren 2009 und 2010 durchgeführt wurden. Die erste fand im Februar 2009 statt. Während dieser Strahlzeit wurden Tests mit den Lichtsammelsystemen durchgeführt und erste Spektren zum Test der Speziellen Relativitätstheorie mit der Methode der Λ -Spektroskopie aufgenommen. Bei diesen Messungen wurde die Elektron-Zyklotron-Resonanz Quelle (EZR Quelle) verwendet. Im April 2010 wurde eine Strahlzeit ausschließlich zum Test einer alternativen Ionenquelle durchgeführt. Dazu wurde die Penning-Ion-Gauge Quelle (PIG Quelle) mit CuLi als Quellenmaterial verwendet. Im Rahmen dieser Testmessungen wurden dopplerverbreiterte Spektren aufgenommen, die mit Spektren aus vorherigen Strahlzeiten verglichen werden konnten. Auf Basis dieses Vergleichs wurde entschieden, dass bei zukünftigen Messungen die PIG Quelle weiterhin verwendet werden soll. Die letzte hier präsentierte Strahlzeit wurden im September/Oktober 2010 durchgeführt. Dabei wurde einerseits einer der genauesten Tests der Zeitdilatation der Speziellen Relativitätstheorie durchgeführt, andererseits konnten zum ersten Mal bei einer Geschwindigkeit von $\beta = 0,338$ Spektren mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie aufgenommen werden.

5.1 Test der Penningquelle

Während der Strahlzeit im April 2010 wurde die PIG Quelle der GSI als Alternative zu der bis dahin verwendeten EZR Quelle getestet. Als Quellenmaterial kam CuLi [101] zum Einsatz. Da während dieser Strahlzeit kein Frequenzverdopplungssystem zur Verfügung stand, beschränkten sich die Untersuchungen auf dopplerverbreiterte Spektren. Um die beiden Quellentypen miteinander vergleichen zu können, wurden die Spektren in dieser Strahlzeit unter vergleichbaren Bedingungen wie in vorhergehenden Strahlzeiten mit dem Ti:Sa-Laser in antiparalleler Konfiguration aufgenommen.

Ein dabei gewonnenes Spektrum ist in Abbildung 5.1 (links) dargestellt (rot) und mit einem entsprechenden Spektrum aus einer Messung von 2009 unter Verwendung der EZR Quelle (blau) verglichen. Die verwendete Ti:Sa Leistung betrug in beiden Fällen 20 mW und an beide Spektren wurden Gaußkurven angepasst. Die Messungen mit der CuLi Quelle besitzen eine fast 10fach höhere Fluoreszenzrate, der Vergleich der Flächen der beiden Gaußkurven ergibt einen Faktor 8,5. Diese Steigerung ist nicht nur auf eine größere Besetzung des metastabilen Zustandes zurückzuführen sondern auch auf den höheren Ionenstrom, der mit der PIG Quelle im ESR erreicht wurde. Typische Ionenströme im ESR lagen zwischen 20 μA und 50 μA für die EZR und zwischen 150 μA und 320 μA für die PIG.

Um den Einfluss beider Effekte zu separieren, wurden die aufgenommenen Fluoreszenzsignale zusätzlich auf den jeweiligen Ionenstrom normiert. Die erhaltenen Spektren sind in Abbildung 5.1 (rechts) gezeigt. Das Verhältnis der Peakhöhen hat sich jetzt

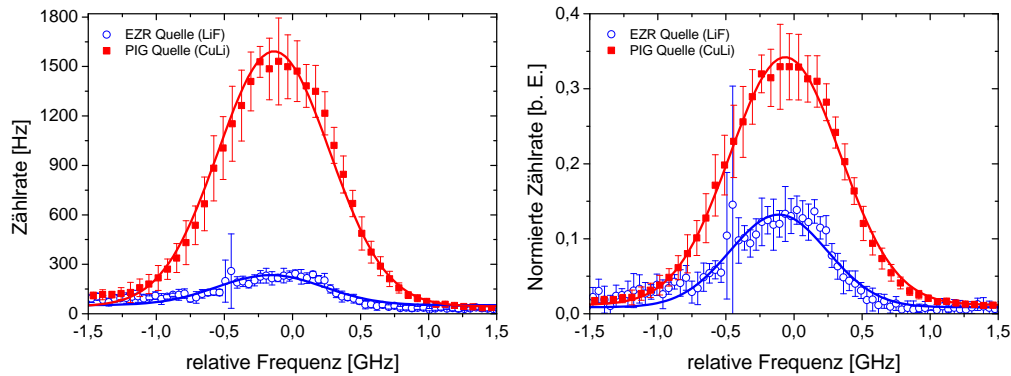


Abbildung 5.1: Vergleich zwischen EZR- und PIG-Quelle. **Links:** Bei einem Vergleich der absoluten Zählraten zeigt sich, dass mit der PIG-Quelle (■) ein fast zehnmal größeres Signal als mit der EZR-Quelle (○) aufgenommen werden konnte. **Rechts:** Durch eine Normierung der Zählraten auf den Ionenstrom kann die Signalerhöhung, die durch die höhere Anzahl an Ionen verursacht wird, von der Erhöhung der Signals unterschieden werden, die aus der stärkeren Besetzung des metastabilen Zustands folgt. Bei allen Messungen betrug die Leistung des Spektroskopielasers 20 mW. An die Daten wurden Gaußkurven angepasst.

auf 4,5 reduziert. Diese Erhöhung entspricht der stärkeren Besetzung des metastabilen Zustands in der PIG Quelle.

5.2 Seitenbandspektroskopie

Während der Strahlzeit im April 2009 wurde auch die Seitenbandspektroskopie als weitere Möglichkeit getestet, um die Fluoreszenz des Gesamtsignals zu erhöhen [102]. Dabei wird der zentralen Laserfrequenz mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators (EOM) Seitenbänder mit einem festen Abstand von der Zentralfrequenz aufgeprägt. Das Prinzip beruht darauf, dass man die Seitenbänder in einem Abstand von der Trägerfrequenz wählt, der größer ist als die natürliche Linienbreite aber kleiner als die Dopplerbreite des Signals. In diesem Fall regen die Seitenbänder benachbarte Geschwindigkeitsklassen an, wodurch die Intensität des Signals erhöht wird, da eine größere Zahl von Ionen mit dem Laser wechselwirkt.

Der EOM wurde mit einer Radiofrequenz (RF) betrieben, deren Frequenz den Abstand der Seitenbänder vom zentralen Maximum und deren Leistung die Höhe der Seitenbänder bestimmt. Für diese Tests wurde ein EOM (Leysop, Spezialanfertigung mit 4 LiTaO₃-Kristallen und Antireflexbeschichtung des Eintrittsfensters für einen Wellenlängenbereich von 400-700 nm) verwendet. Die RF wurde von einem Frequenzgenerator (Marconi, 2019A) erzeugt. Die Ausgangsfrequenz betrug 220 MHz bei einer Leistung von 10 dBm $\hat{=}$ 10 mW. Mit einem RF-Verstärker (Mini-Circuits, ZHL-50W) wurde die Leistung auf 50 W verstärkt und auf den EOM gegeben. Um zu überprüfen, wie viel Leistung der Trägerfrequenz in die Seitenbänder transferiert wird, wurde das Licht aus dem

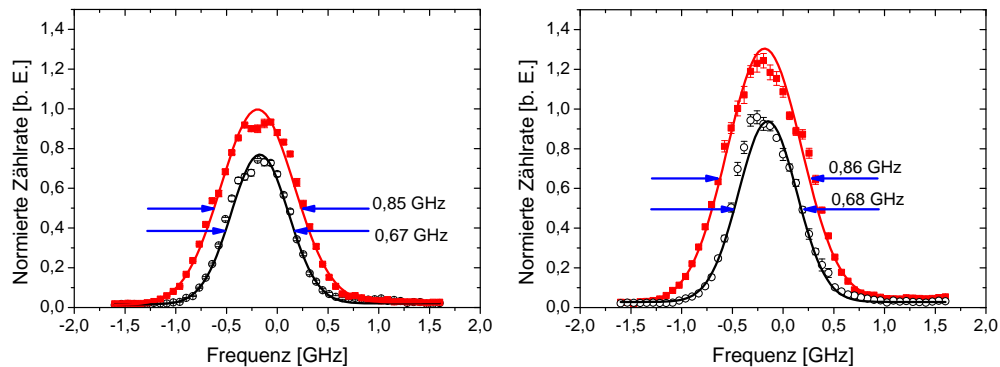


Abbildung 5.2: Vergleich von je zwei Messungen mit und ohne Seitenbandmodulation mit Laserleistungen von 20 mW (links) und 40 mW (rechts). Bei den roten Datenpunkten (■) wurde dem Laser Seitenbänder im Abstand von 220 MHz von der Zentralfrequenz aufmoduliert. Die schwarzen Datenpunkte (○) entsprechen einer Referenzmessung ohne Seitenbänder. Die Datenreihen wurden auf das jeweilige DC-Trafo-Signal normiert, das proportional zum Ionenstrom ist. Die durchgezogenen Linien entsprechen Gausskurven, die an die Daten angepasst wurden. Mit der Seitenbandmodulation steigt die Maximalfluoreszenz in der Peakmitte in beiden Fällen um etwa 30 % an.

EOM mit einem Fabry-Perot-Interferometer (FPI) untersucht. Mit den zuvor genannten Werten für die RF-Leistung waren die Amplituden der Seitenbänder im FPI etwa halb so hoch wie die der Trägerfrequenz. Das Aufprägen der Seitenbänder geschah im Laserlabor, d. h., der Laserstrahl mit den aufmodulierten Seitenbändern wird durch die Glasfaser zum Einkoppelfenster am Speicherring transportiert. Mit Hilfe des FPI wurde überprüft, dass die Amplitude der Seitenbänder durch die Glasfaser nicht beeinflusst wird. Mit dieser Konfiguration wurden dopplerverbreitete Spektren aufgenommen, um festzustellen, ob dies eine mögliche Option für die nächste Strahlzeit ist. Abbildungen 5.2 zeigt Vergleichsmessungen mit und ohne Seitenbandmodulation bei einer Leistung von 20 mW und von 40 mW. Bei einem Strahldurchmesser von 4 mm in der Wechselwirkungszone, entspricht das einer Intensität von 160 mW/cm^2 bzw. 320 mW/cm^2 . Bei einer Sättigungsintensität des Übergangs von $6,7 \text{ mW/cm}^2$ [61] ergeben sich daraus Sättigungsparameter von 24 und 48.

Die Resonanzkurven mit Seitenbandmodulation sind breiter als die Kurven ohne. Dies ist verständlich, da jeweils ein Seitenband bereits bzw. noch in Resonanz mit den Ionen ist, wenn der Träger noch nicht oder nicht mehr mit den Ionen wechselwirkt. Die Maximalfluoreszenz in der Peakmitte steigt um ca. 30 %. Eine solche Steigerung wäre auch bei der Λ -Spektroskopie zu erwarten.

5.3 Doppler-limitierte Fluoreszenzspektroskopie und Ionenstrahldynamik

Doppler-limitierte Messungen werden durchgeführt, um während einer Strahlzeit den räumlichen Überlapp zwischen Ionenstrahl und Laserstrahl zu überprüfen. Der Überlapp zwischen Laser- und Ionenstrahl wird zunächst mit Hilfe der Scaper im ESR sichergestellt. Dann wird ein doppler-limitiertes Spektrum, wie es in Abbildung 5.3 zu sehen ist, aufgenommen. Eine Optimierung des Überlapps erfolgt nun derart, dass die Laserfrequenz auf die Linienmitte eingestellt und dort fixiert wird. Danach wird die Lage des Laserstrahls mittels fernsteuerbarer Spiegel (siehe Kapitel 3.3) leicht variiert und die jeweilige Fluoreszenz beobachtet. Die maximale Fluoreszenzrate entspricht der Strahllage mit dem Besten Überlapp. Zum Schluss wird der Laserstrahl zu der Position gefahren, an der die größte Fluoreszenz gemessen wurde.

Aus der Breite der aufgenommenen Resonanzkurve kann die Breite der Geschwindigkeitsverteilung, sowie die relative Impulsverteilung, die ein Maß für die Güte der Elektronenkühlung ist, bestimmt werden. Dazu betrachtet man die Formeln für den relativistischen Impuls $p = \gamma\beta m_0 c_0$ und für die Frequenz des antiparallelen Lasers $\nu_a = \nu_0 \gamma \cdot (1 - \beta)$. Daraus kann eine Beziehung zwischen den beiden Breiten hergeleitet werden

$$\frac{\Delta p}{p} = -\frac{1}{\beta} \frac{\Delta \nu_a}{\nu_a}. \quad (5.1)$$

Abbildung 5.3 zeigt eine Messung, die mit der doppler-limitierten Messmethode aus Abschnitt 4.1 gewonnen wurde. Aus der angegebenen Breite von 940 MHz ergibt sich eine relative Impulsbreite von $\Delta p/p = 7,2 \cdot 10^{-6}$. Über die drei genannten Strahlzeiten hinweg variieren die Breiten der aufgenommenen Doppler Spektren zwischen 600 MHz und 2000 MHz. Dies entspricht relativen Impulsbreiten zwischen $4,6 \cdot 10^{-6}$ und $1,5 \cdot 10^{-5}$. Auch während einer Strahlzeit wurde eine Änderung des Wertes registriert. Der Grund dafür ist vermutlich in den Einstellungen des Speicherrings zu suchen. Wenn die Einschussgeschwindigkeit der Ionen nicht mit der Geschwindigkeit übereinstimmt, die durch den Elektronenkühler vorgegeben ist, ist der Kühlprozess nicht hinreichend effizient. Weichen beide Geschwindigkeiten stark voneinander ab, muss der Elektronenkühler die Ionen zunächst beschleunigen oder bremsen bis diese die vorgesehene Geschwindigkeit erreicht haben. Erst dann werden die Ionen vom Elektronenkühler effizient gekühlt. Bei einer effektiven Speicherzeit von 50 bis 60 s und einer Messzeit von 30 s ist es möglich, dass die Kühlung bis zum Ende des Messzyklus noch nicht abgeschlossen bzw. nicht weit genug fortgeschritten ist. Generell ist nicht zu erwarten, dass Schwankungen in der Parametern der Beschleunigeranlage einen unmittelbaren Einfluss auf die Messungen zum Test der Zeitdilatation haben. Bei den dopplerfreien Messmethoden wird eine Geschwindigkeitsklasse von einem Laser angeregt und vom zweiten Laser abgefragt. Dadurch sind die Messungen prinzipiell unabhängig von Breite und Form der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen. Für eine erfolgreiche Durchführung des Experiments ist nur wichtig, dass die Geschwindigkeitsverteilung so schmal ist, so dass sich möglichst viele Ionen in der zentralen Geschwindigkeitsklasse befinden, mit der die Laser wechselwirken. Eine breitere Geschwindigkeitsverteilung führt dazu, dass sich bei gleicher Gesamtzahl an Ionen weniger Ionen in der am stärksten besetzten Geschwindigkeitsklasse befinden und daher eine geringere Fluoreszenzrate beobachtet wird.

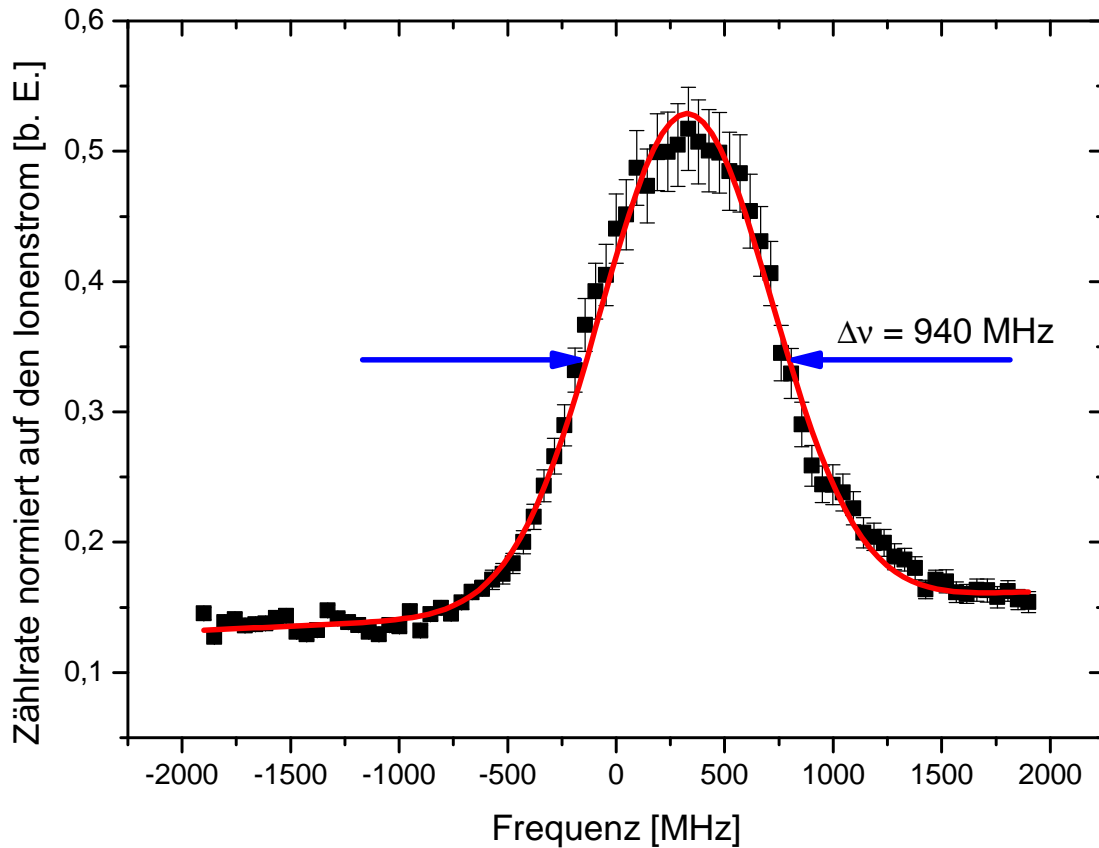


Abbildung 5.3: Das Bild zeigt eine doppler-limitierte Messung. Dabei wurde Licht aus antiparalleler Richtung in den ESR eingestrahlt.

Um den Einfluss der Elektronenkühlung genauer zu untersuchen, werden Messungen zur Lebensdauer und zur Dynamik des Ionenstrahls durchgeführt. Die Frequenz des antiparallelen Lasers und die Parameter des Elektronenkühlers werden dazu so aufeinander abgestimmt, dass der Laser mit der Geschwindigkeitsklasse wechselwirkt, die durch das Elektronenkühlen am stärksten besetzt wird. Ein daraus resultierendes Spektrum aus der Strahlzeit im April 2010 ist in Abbildung 5.4 dargestellt. In der Abbildung ist einerseits die Fluoreszenzrate zu sehen, die vom Photomultiplier (■) registriert wurde, andererseits ist das Signal des DC-Trafo dargestellt (○), mit dem der Ionenstrom gemessen wird. Aus dem Verlauf des DC-Trafo-Signals kann die $1/e$ -Lebensdauer des Ionenstrahls im ESR zu 45 s bestimmt werden. Nach dem Einschuss des Ionenstrahls ist ein schneller Anstieg der Fluoreszenzrate zu sehen, der durch die Elektronenkühlung verursacht wird. Aufgrund der beim Einschuss sehr großen Impulsbreite des Ionenstrahls (typischerweise $\Delta p/p \approx 10^{-3}$) wechselwirkt zunächst nur ein kleiner Anteil der Ionen mit dem Laser. Durch die Kühlung werden mehr und mehr Ionen in die Laserstrahlgeschwindigkeitsklasse überführt und das Fluoreszenzsignal steigt an. Nach einigen Sekunden stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Kühlkraft und elektrostatischer Abstoßung der Ionen ein und der Ionenstrahl wird nicht weiter gekühlt. Ab diesem Zeitpunkt dominieren die Verlust-

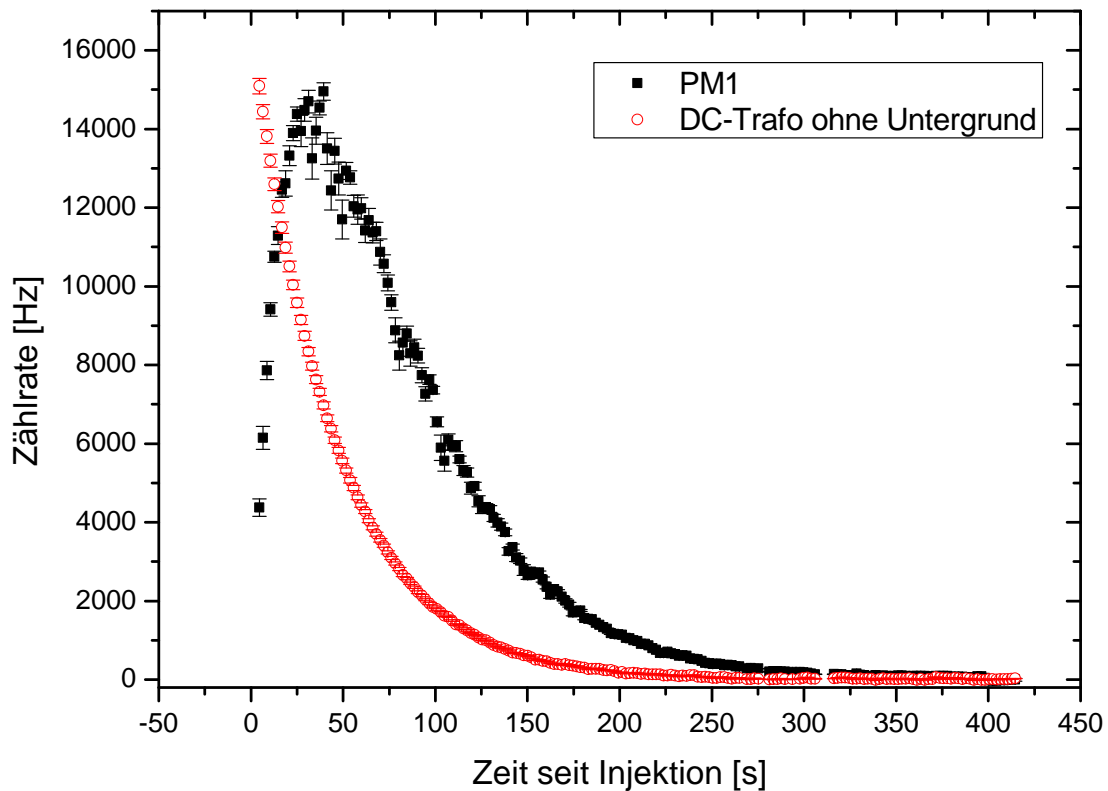


Abbildung 5.4: Messung zur Lebensdauer und Dynamik des Ionenstrahls. Die schwarzen Quadrate (■) entsprechen der Fluoreszenz, die vom Photomultiplier #1 aufgenommen wurde, wobei die Frequenz des eingestrahlteten Lasers konstant gehalten wurde. Das exponentiell abfallende Signal des DC-Trafo (○) ist proportional zur Anzahl der Ionen im ESR. Die Signalverläufe sind im Text erläutert.

mechanismen des Ionenstrahls, die sich hier aus dem Verlust der Ionen aus dem Strahl und dem Zerfall der metastabilen Ionen in den 1S_0 Grundzustand zusammensetzt.

5.4 Dopplerfreie Messungen

Nachfolgend werden Ergebnisse der Messungen mit Λ -Spektroskopie und Sättigungsspektroskopie vorgestellt. Darüber hinaus werden Messungen gezeigt, bei denen ein Rückpumplaser verwendet wurde, um ein weiteres Grundzustandsniveau in die Spektroskopie einzubinden. Schließlich wurden noch verschiedene systematische Effekte studiert, darunter der Einfluss der Polarisation, der Laserintensität und des Scanverfahrens.

5.4.1 Λ -Spektroskopie

Die in Abschnitt 4.2 vorgestellte Λ -Spektroskopie ist die wichtigste Spektroskopiemethode, die während der Messungen im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde. Dabei wurde die Frequenz des parallel anregenden Lasers durch den Stabilisierungsaufbau mit

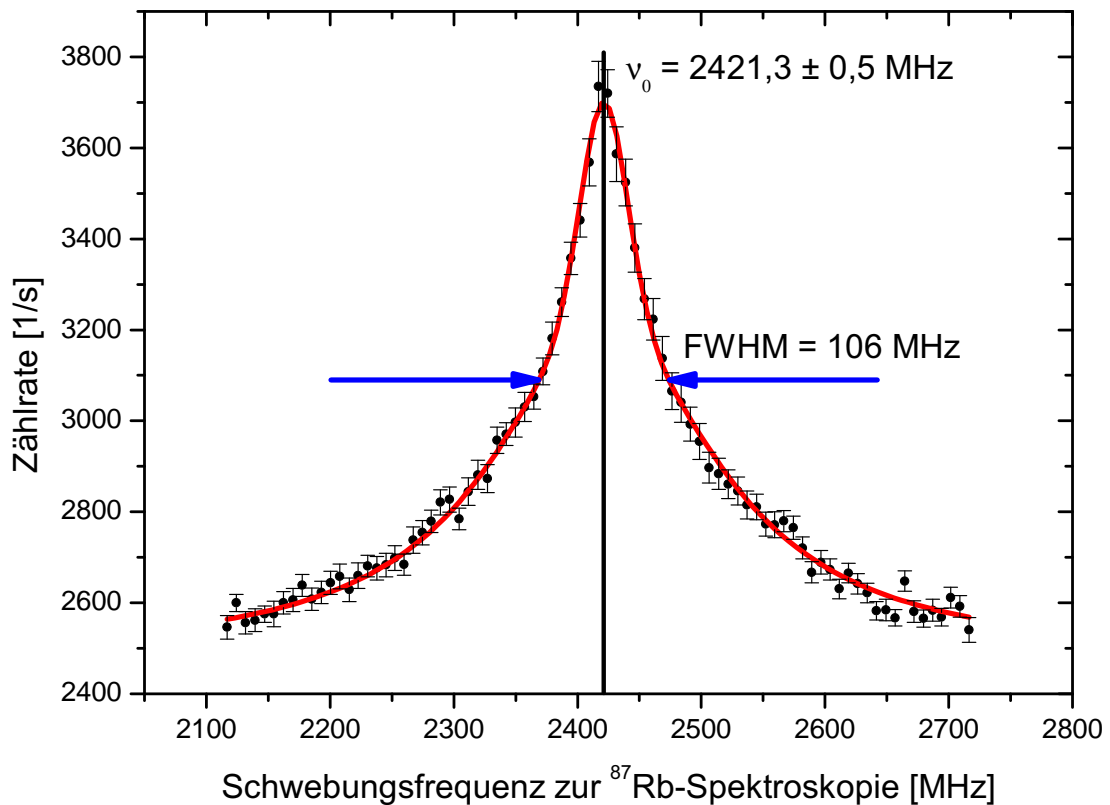


Abbildung 5.5: Das Bild zeigt ein Signal der Lambdaspektroskopie. An die Daten wurde eine Lorentzkurve gefittet. Bei dieser Messung wurde die Frequenz über einen Bereich von 600 MHz verstimmt. Die Abszisse entspricht der Schwebungsfrequenz zwischen den beiden Diodenlasern.

$^{127}\text{I}_2$ [96] konstant bei 777 210 327,4 MHz gehalten¹. Im Ruhesystem der $^7\text{Li}^+$ -Ionen entsprach dies der Anregungsfrequenz des $2s\ ^3\text{S}_1(F = 3/2) \rightarrow 2p\ ^3\text{P}_2(F = 5/2)$ Übergangs bei einer Relativgeschwindigkeit von $0,338 \cdot c_0$ zum Laborsystem. Die Geschwindigkeit der Ionen wurde durch die Elektronenkühlerspannung von 32048 V bestimmt. Der Elektronenstrom betrug 151 mA, was zu einer Raumladungskorrektur von 56 V führt. Die Umlauffrequenz der Ionen im Speicherring betrug etwa 0,939 883 MHz. Um ein Spektrum aufzunehmen, wurde die Frequenz des antiparallel anregenden Lasers über einen Bereich von ± 300 MHz um die Zentralfrequenz verstimmt, die sich aus der dopplerverschobenen Frequenz des $2s\ ^3\text{S}_1(F = 5/2) \rightarrow 2p\ ^3\text{P}_2(F = 5/2)$ Übergangs für die mit dem parallelen Laserstrahl wechselwirkenden Ionen ergibt.

¹Gegenüber der doppelten Frequenz des Jodübergangs war die Frequenz aufgrund des eingesetzten AOMs bei der Sättigungsspektroskopie um +80 MHz verschoben. Zusätzlich gab es eine Verschiebung um +80 MHz durch den AOM, der für das Schalten des Lasers verwendet wurde, so dass die Frequenz des Lasers insgesamt um +160 MHz zur doppelten Frequenz der Jodlinie verschoben war. Da die Frequenz des Ti:Sa-Lasers verdoppelt wurde, muss auch hier die doppelte Absolutfrequenz des Jodübergangs genommen werden.

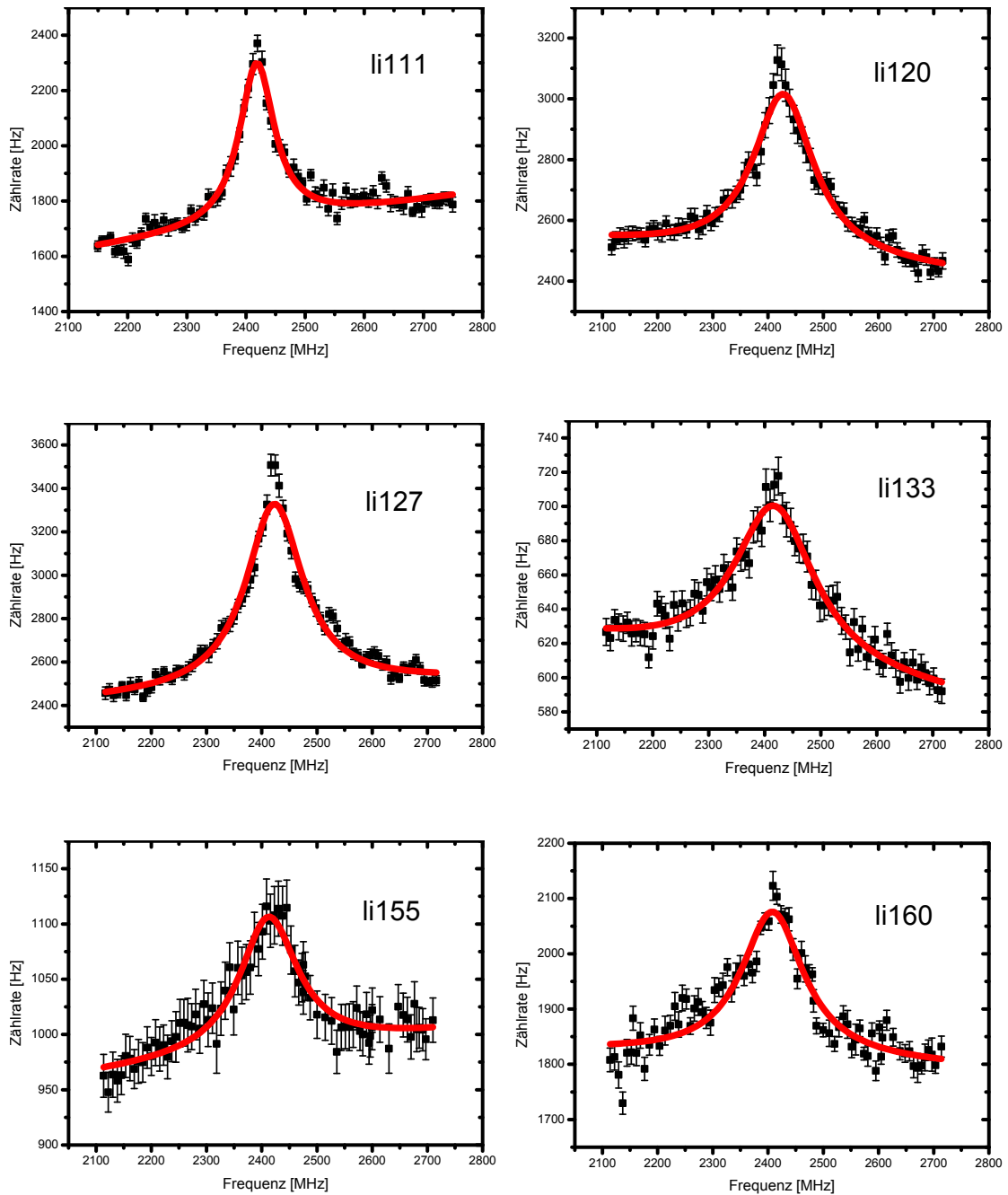


Abbildung 5.6: Messreihen der Λ -Spektroskopie. Die Messungen sind von links oben nach rechts unten zeitlich in der Reihenfolge sortiert, in der sie aufgenommen wurden.

Eine Auswahl der aufgenommenen Resonanzen ist in Abbildung 5.5 und 5.6 zu sehen. Aufgetragen ist die Fluoreszenzrate auf einem der Photomultiplier (hier #1) als Funktion der Schwebungsfrequenz des Spektroskopiediodenlasers mit dem Referenzdiodenlaser. Um die absolute Resonanzfrequenz zu bestimmen, muss die Schwebungsfrequenz

von der Frequenz des Rb-stabilisierten Diodenlasers von 384 227 956,12 MHz subtrahiert werden. Darin ist die Verschiebung von +40 MHz durch den AOM in der Sättigungsspektroskopie und die durch den Schalt-AOM verursachte Verschiebung von -200 MHz bereits berücksichtigt.

Insgesamt wurden 40 derartige Messungen durchgeführt. Die Leistungen der Laser lagen zwischen 0,02 und 1,8 mW für den parallelen und zwischen 0,02 und 6,9 mW für den antiparallelen Laser. An jede dieser aufgenommenen Resonanzkurven wurde mit Origin-Pro (Version: 8G.0.63.988 SR6) eine Lorentzkurve angepasst und aus den resultierenden Anpassungsparametern die Zentralfrequenz bestimmt. Der aus der Anpassung resultierende Fehler der Zentralfrequenz wurde als statistischer Fehler $\Delta\nu_{a,\text{stat}}$ des einzelnen Datenpunktes angenommen. Die ermittelte Schwebungsfrequenz wurde in die absolute Frequenz umgerechnet und der gewichtete Mittelwert aller aus den 40 Messungen ermittelten Frequenzen wurde berechnet. Die Gesamtunsicherheit der Absolutfrequenz $\Delta\nu_a$ berechnet sich aus der Wurzel der Quadratsumme des gewichteten Fehlers $\Delta\nu_{a,\text{stat,all}}$, der statistischen Einzelfehler $\Delta\nu_{a,\text{stat}}$, der Unsicherheit der Rb-Linie $\Delta\nu_{\text{Rb}}$, der systematischen Unsicherheit der Frequenzstabilisierung der Laserdiode $\Delta\nu_{\text{LD}}$, des Phasenfrontenfehlers $\Delta\nu_{\text{Ph}}$ und der Winkelunsicherheit $\Delta\nu_{\vartheta}$

$$\Delta\nu_a = \sqrt{\Delta\nu_{a,\text{stat,all}}^2 + \Delta\nu_{\text{Rb}}^2 + \Delta\nu_{\text{LD}}^2 + \Delta\nu_{\text{Ph}}^2 + \Delta\nu_{\vartheta}^2}. \quad (5.2)$$

Analog dazu wurde die Unsicherheit der Absolutfrequenz der parallelen Anregung $\Delta\nu_p$ aus der Unsicherheit der Frequenzstabilisierung $\Delta\nu_{\text{SHG}}$, dem Phasenfrontenfehler $\Delta\nu_{\text{Ph}}$ und der Winkelunsicherheit $\Delta\nu_{\vartheta}$ berechnet

$$\Delta\nu_p = \sqrt{\Delta\nu_{\text{SHG}}^2 + \Delta\nu_{\text{Ph}}^2 + \Delta\nu_{\vartheta}^2} \quad (5.3)$$

Die Unsicherheit $\Delta\nu_{\text{SHG}}$ entspricht aufgrund der Frequenzverdopplung gerade dem doppelten Wert der Unsicherheit, die aus der Stabilisierung des Ti:Sa-Lasers resultierte (siehe Kapitel 4.4.3). Sowohl die einzelnen Beiträge für $\Delta\nu_a$ als auch diejenigen für $\Delta\nu_p$ sind unabhängig voneinander und können deshalb quadratisch addiert werden. Zusätzlich müsste noch die Unsicherheit $\Delta\nu_{\text{I}} = 300$ kHz berücksichtigt werden, mit der die Absolutfrequenz des Jodübergangs auf den die Frequenz des Ti:Sa-Laser stabilisiert wurde. Diese Unsicherheit kann hier vernachlässigt werden, da bei den in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Messungen zur Frequenzstabilität der Laser fast dieselbe Absolutfrequenz des Übergangs bestimmt wurde wie in [96]. Da bei beiden Messungen dieselbe Iodzelle für die Sättigungsspektroskopie zur Frequenzstabilisierung verwendet wurde, kann die Differenz der aus den Messungen ermittelten Absolutfrequenzen als Unsicherheit genommen werden. Die Differenz der beiden Messungen beträgt ca. 60 kHz und ist im Fehler $\Delta\nu_{\text{SHG}}$ enthalten.

Da die Frequenz des parallel anregenden Lasers bei allen Messungen konstant bei $\nu_p = 777\,210\,326,98$ MHz gehalten wurde, ergab sich bei diesem kein weiterer statistischer Fehler, so dass die Gesamtunsicherheit $\Delta\nu_p = 1,31$ MHz für alle Messungen gleich war. In Tabelle 5.1 sind für alle Photomultiplier die aus den Spektren bestimmten Absolutfrequenzen ν_a mit den zugehörigen Fehlern gemäß Gleichung (5.2) aufgelistet. Die so bestimmten Absolutfrequenzen sind alle innerhalb ihrer 1- σ -Unsicherheiten miteinander verträglich.

Tabelle 5.1: Ergebnisse aus den Messungen mit Λ -Spektrskopie. Frequenzen sind zusammen mit den zugehörigen Unsicherheiten für alle verwendeten Photomultiplier getrennt aufgeschlüsselt. Die Frequenzen sind in MHz angegeben.

Photomultiplier	ν_a	$\Delta\nu_a$	$\nu_a \cdot \nu_p$
1	384 225 535,23	1,41	298 624 053 870 173 809,51
2	384 225 535,93	1,43	298 624 054 414 998 248,72
3	384 225 536,08	1,50	298 624 054 527 693 746,13
$\nu_1 \cdot \nu_2 = 298 624 052 769 554 288,64$			

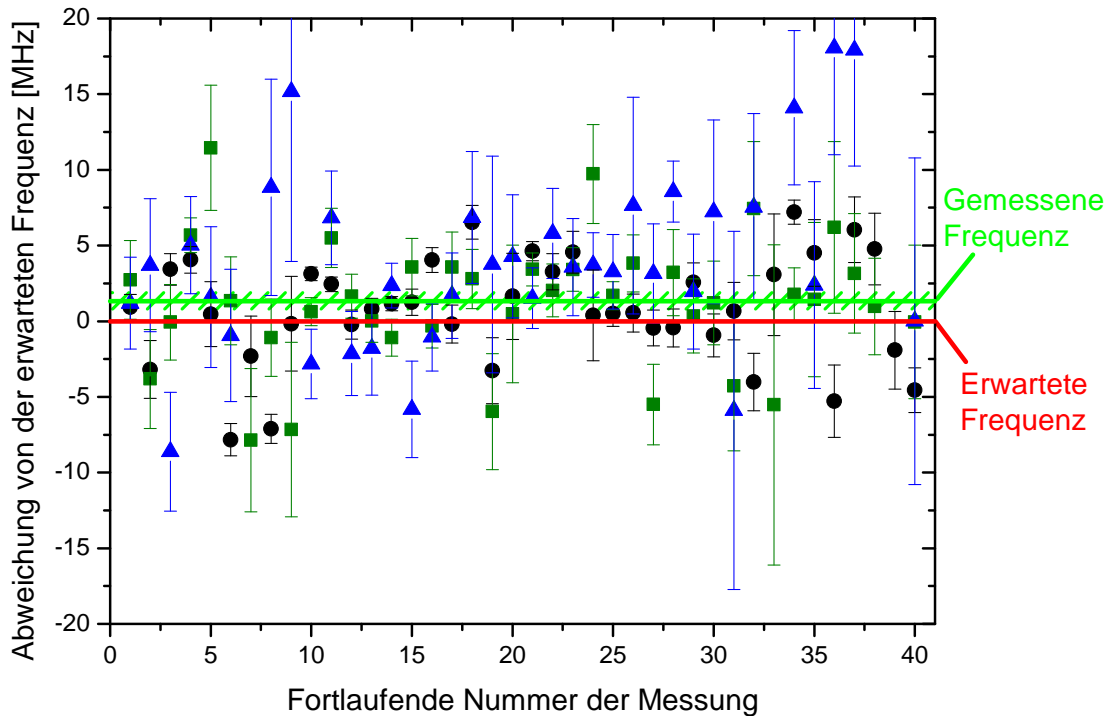


Abbildung 5.7: Lage der Peakfrequenzen im Vergleich zur erwarteten Frequenz (\bullet = PM1, \blacksquare = PM2, \blacktriangle = PM3). Die erwartete Frequenz für ν_a wurde dabei unter den Voraussetzungen berechnet, dass die Spezielle Relativitätstheorie exakt gilt und die Frequenzen ν_p , ν_1 und ν_2 bekannt sind. Die grüne Linie entspricht dem gewichteten Mittelwert aller Datenpunkte ($\bar{x} = 1,79$ MHz), der schraffierte Bereich ist der zugehörige Standardfehler des Mittelwerts ($\sigma/\sqrt{N} = 0,64$ MHz).

In Abbildung 5.7 ist die Differenz der gemessenen Absolutfrequenzen zur erwarteten Frequenz für alle Messungen und alle Photomultiplier aufgetragen. Die erwartete Frequenz ergibt sich dabei aus Gleichung (4.2), wobei die Frequenzen ν_p , ν_1 und ν_2 als bekannt vorausgesetzt und Spezielle Relativitätstheorie und Lorentzinvarianz als wahr angenommen werden.

Schaltmessungen

Bei der Auswertung des Schaltschemas erwartet man, dass die FWHM-Breite der aufgenommenen Spektren mit höheren Schaltfrequenzen abnimmt. Dies wurde am TSR auch klar demonstriert [25]. Prinzipiell können damit alle Verbreiterungsmechanismen unterdrückt werden, die durch Geschwindigkeitsänderungen während eines Umlaufs der Ionen im Speicherring verursacht werden. Abbildung 5.8 zeigt eine systematische Untersuchung der FWHM-Breiten der Spektren in Abhängigkeit der Schaltfrequenz. Dabei wurden die Spektren nach der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Methoden aufgenommen und gemäß der Vorschrift (4.3) ausgewertet. Die Breiten zeigen keine direkte Abhängigkeit von der Schaltfrequenz. Nach Erfahrungen aus vergangenen Strahlzeiten am TSR sollte die FWHM-Breite der Resonanz mit höherer Schaltfrequenz abnehmen [25]. Während bei den Messungen am TSR die Schaltfrequenz (200 kHz) in der Größenordnung der Umlauffrequenz (360 kHz) lag, wurde bei den Strahlzeiten am ESR die Umlauffrequenz von ca. 1 MHz von der maximalen Schaltfrequenz von 100 kHz um etwa eine Größenordnung verfehlt. Zwar ist eine effiziente Reduzierung der Breite erst bei einer Annäherung von Schaltfrequenz und Umlauffrequenz zu erwarten, trotzdem sollte ein Trend hin zu geringeren Breiten auch bei kleineren Schaltfrequenzen erkennbar sein.

5.4.2 Messungen mit Rückpump-Laser

In der Vergangenheit war eines der größten Probleme während der Strahlzeiten am ESR das schlechte Signal-zu-Rauschverhältnis [35]. Bei der Erzeugung in der Quelle können die metastabilen ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen prinzipiell jeden der drei Hyperfeinzustände des $2s\,{}^3\text{S}_1$ -Zustandes besetzen. Im Allgemeinen würde man erwarten, dass die drei Niveaus nach dem Verhältnis 3:5:7 ihrer statistischen Gewichte besetzt werden. Dementsprechend sollten sich 20 % der Ionen in dem an der Λ -Spektroskopie nicht teilnehmenden $F = 1/2$ Niveau befinden. Um auch diese Ionen nutzen zu können, wurde während der Strahlzeit in 2010 die Frequenz eines zusätzlichen Rückpumpasers auf den Übergang $2s\,{}^3\text{S}_1 (F = 1/2) \rightarrow 2p\,{}^3\text{P}_2 (F = 1/2)$ abgestimmt und dessen Licht ebenfalls in den ESR eingekoppelt. Das Anregungsschema ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Aus dem $2p\,{}^3\text{P}_2 (F = 1/2)$ -Zustand können die Ionen in den $2s\,{}^3\text{S}_1 (F = 3/2)$ -Zustand zerfallen und stehen dann für die Λ -Spektroskopie zur Verfügung. Als Laserlichtquelle wurde ein Diodenlaser mit einem Littrowaufbau verwendet. Mit dem Wellenlängenmessgerät (Atos, LM007) kann die absolute Frequenz des Diodenlasers auf 100 MHz genau bestimmt und so abgestimmt werden, dass sich dessen Laserlicht in Resonanz mit der zentralen Geschwindigkeitsklasse befindet. Dann wechselwirken Rückpumpaser und paralleler Laser mit denselben Ionen. In Abbildung 5.10 sind Messergebnisse für verschiedene Leistungen des Rückpumpasers (LD2) aufgetragen. Der Einsatz des zusätzlichen Lasers führt zwar zu einer Erhöhung des Streulichtuntergrundes, die Signalrate steigt aber um ein vielfaches stärker an. Statt der erwarteten Fluoreszenzerhöhung von ca. 20 % wird eine Signalsteigerung um etwa einen Faktor 10 beobachtet.

Dieser experimentelle Befund weist darauf hin, dass es bei der Speicherung der Ionen im ESR oder bei der Λ -Spektroskopie einen Verlustkanal gibt, der zu einem Populationstransfer aus den $F = 3/2, 5/2$ Hyperfeinzustände in den $F = 1/2$ -Zustand führt. Diese unerwartet große Erhöhung könnte durch einen Verlustmechanismus in der Λ -

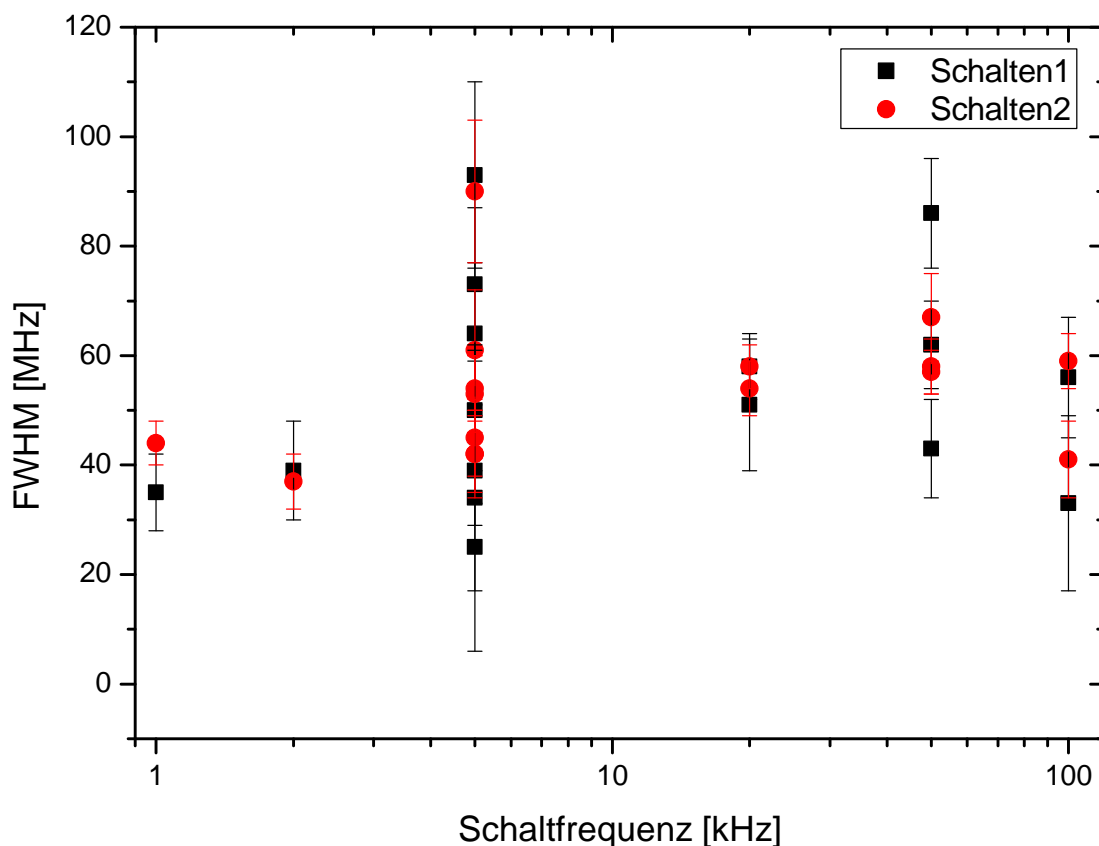


Abbildung 5.8: Die Auswertung der Schaltspektren zeigt, dass sich die volle Halbwertsbreite (FWHM) auch bei hohen Schaltfrequenzen nicht ändert. Legt man an die Datenpunkte lineare Fits an, deuten diese sogar darauf hin, dass die Halbwertsbreiten mit steigender Schaltfrequenz anwachsen. Die Breiten wurden aus den geschalteten Spektren der Photomultiplier PM1 (Schalten1, ■) und PM2 (Schalten2, ●) bestimmt.

Spektroskopie hervorgerufen werden, der dazu führt, dass der $2s\ ^3S_1$ ($F = 1/2$)-Zustand bevölkert wird. Ein möglicher Prozess wäre die Mischung des angeregten $2p\ ^3P_2$ ($F = 5/2$)- mit dem energetisch niedrigeren $2p\ ^3P_2$ ($F = 3/2$)-Niveau. Eine solche Mischung kann laserinduziert in den äußeren Magnetfeldern auftreten, wie sie von den Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagneten des ESR erzeugt werden. Aus dem $2p\ ^3P_2$ ($F = 3/2$)-Zustand können die Ionen dann in den $2s\ ^3S_1$ ($F = 1/2$)-Zustand zerfallen und stehen dann nicht mehr für die Λ -Spektroskopie zur Verfügung. Weil durch diesen Prozess die Zustände $2s\ ^3S_1$ ($F = 5/2$) und $2s\ ^3S_1$ ($F = 3/2$) zu Gunsten des $2s\ ^3S_1$ ($F = 1/2$) entvölkert werden und dann ein Λ -Spektroskopiesignal ohne Rückpumplaser nicht sichtbar wäre, muss es einen weiteren (langsameren) Mechanismus geben, der die Ionen aus dem $2s\ ^3S_1$ ($F = 1/2$)-Niveau in einen der anderen beiden Hyperfeinzustände überführt. Dies kann möglicherweise durch die Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinniveaus $2s\ ^3S_1$ ($F = 1/2$) und $2s\ ^3S_1$ ($F = 3/2$) erklärt werden. Während der Zeeman-Unterszustand $2s\ ^3S_1$ ($F = 1/2, m_F = -1/2$) aufgrund des Landé-Faktors von $g_F = -1,33$ in einem Magnetfeld energetisch angehoben wird, wird der Zustand $2s\ ^3S_1$ ($F =$

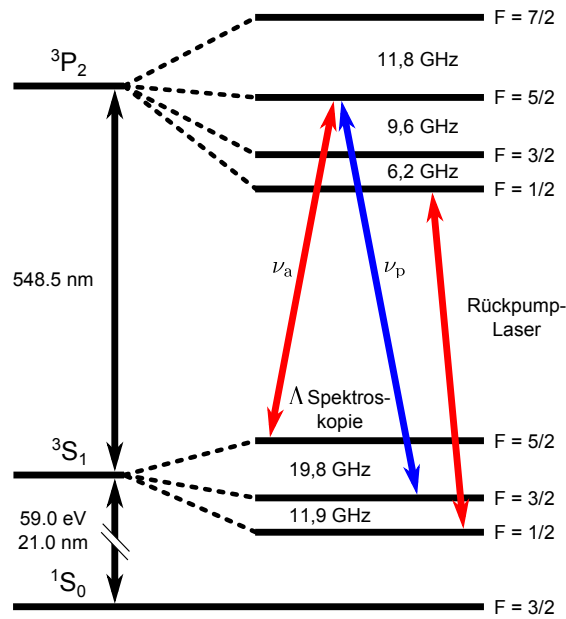


Abbildung 5.9: Anregungsschema der Λ -Spektroskopie bei gleichzeitiger Verwendung des RückpumpLasers. Die Frequenz des RückpumpLasers wird so eingestellt, dass dieser den $2s\ ^3S_1(F = 1/2) \rightarrow 2p\ ^3P_2(F = 1/2)$ -Übergang der Ionen in der am stärksten bevölkerten Geschwindigkeitsklasse treibt und die Ionen im Dunkelzustand wieder für die Λ -Spektroskopie nutzbar macht.

$3/2, m_F = -1/2$) mit einem Landé-Faktor von $g_F = 0,53$ energetisch abgesenkt. Bei hinreichend großen Magnetfeldern (≈ 1 T) ist auch hier eine Mischung der Zustände vorstellbar, durch den ein Teil der Population des $F = 1/2$ Zustandes in den $F = 3/2$ zurück transferiert wird. Dabei müsste sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen dem $2s\ ^3S_1(F = 1/2)$ -Zustand und dem ($F = 3/2$)-Zustand einstellen. Der rückführende Prozess muss in jedem Fall langsamer sein als der depopulierende, damit im dynamischen Gleichgewicht der Schwerpunkt beim $F = 1/2$ Zustand liegt. Eine reine Mischung des Grundzustands kommt für den Depopulationsprozess kaum in Frage, da der $F = 1/2$ Zustand ein geringes statistisches Gewicht hat und kein Prozess offensichtlich ist, der eine solche Besetzung der Zustände hervorrufen könnte. Die Wechselwirkung mit den Lasern zeichnet den $F = 1/2$ -Zustand als den einzigen aus, der nicht mit den Lasern wechselwirkt. Daher erscheint wenigstens eine Beteiligung der Laser bei der Umbesetzung der Niveaus sehr wahrscheinlich. Dies könnte man in Zukunft überprüfen, indem man das zweite mögliche Λ -Schema wählt ($F = 1/2 \rightarrow F = 1/2$ und $F = 3/2 \rightarrow F = 1/2$). Wenn man dann wieder eine starke Erhöhung des Resonanzsignals sieht, wäre eine Beteiligung der Laser bewiesen. Prinzipiell kann eine Beteiligung des Lasers am Transfer in beide Richtungen nicht ausgeschlossen werden. So ist zum Beispiel der $F = 3/2 \rightarrow F = 5/2$ Übergang nur um etwa 2,3 GHz von dem $F = 1/2 \rightarrow F = 3/2$ Übergang verschieden. In der Flanke des Lorentz könnte ein schwaches Rückpumpen erfolgen. Ähnlich könnte der $F = 5/2 \rightarrow F = 5/2$ Laser auf den $F = 3/2 \rightarrow F = 1/2$ Übergang bei einer Verstimmung von 4,0 GHz Auswir-

kungen haben. Prinzipiell kann auch durch einen Winkel zwischen Ionen- und Laserstrahl ein Umpumpen zwischen den Zuständen ermöglicht werden. Wenn anstatt des $F = 5/2 \rightarrow F = 5/2$ -Übergangs der $F = 3/2 \rightarrow F = 1/2$ -Übergang getrieben werden soll, würden dies allerdings einen Winkel von 5 mrad zwischen Ionen- und Laserstrahl voraussetzen. Geometrisch kann der Laserstrahl aber höchstens um 3 mrad gegen die Strahlachse verkippt werden. Ebenso ist es möglich, dass die Bahn der Ionen auf einem Teilstück der Experimentierstrecke nicht parallel zum Laserstrahl verläuft. Dies würde aber einen Versatz des Ionenstrahls von mehreren Zentimetern voraussetzen. Eine so große Abweichung des Ionenstrahls von der Sollbahn wurde zumindest mit den Scrapern während keiner der Strahlzeiten beobachtet. Systematische Tests in dieser Hinsicht konnten im Laufe dieser Strahlzeit nicht mehr durchgeführt werden. Aufgrund der dramatischen Signalerhöhung wurde der Rückpumplaser sowohl bei der Λ -Spektroskopie als auch bei den Messungen mit Sättigungsspektroskopie verwendet. Bei weiteren Strahlzeiten sollte man eine Einkopplung des Rückpumplasers auf der zweiten geraden Strecke des ESR, durch den Elektronenkühler hindurch, vorsehen. Damit ließe sich vielleicht ein wesentlich höheres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreichen. Idealerweise könnte so die Signalrate von 6000 Photonen/s (rote Kurve in Abbildung 5.10) bei einem Untergrund von 1800 Photonen/s (schwarze Kurve in Abbildung 5.10) gemessen werden. Der Repumper-Laser wurde sowohl während der Λ - als auch während der Sättigungsspektroskopie eingesetzt.

5.4.3 Systematische Tests

Im Rahmen der Strahlzeit im September/Okttober 2010 wurden verschiedene systematische Tests durchgeführt, um den Einfluss verschiedener Parameter auf die Messergebnisse zu untersuchen.

Vergleich zwischen Scan mit parallelem und antiparallelem Laser

Die Λ -Spektroskopie wird prinzipiell immer nach dem gleichen Schema durchgeführt. Dabei wird die Frequenz eines Laser auf die Resonanzfrequenz eines der beiden Dipolübergänge für die zentrale Geschwindigkeitsklasse eingestellt und dort stabilisiert. Die Frequenz des zweiten Lasers wird über den zweiten Übergang verstimmt (siehe auch Abschnitt 4.2). Prinzipiell können sowohl der parallele als auch der antiparallele Laser gescannt und der jeweils andere in der Frequenz konstant gehalten werden. Bislang wurde immer die Frequenz des antiparallelen Lasers verstimmt und die Frequenz des parallelen Lasers festgehalten. Geschuldet war dies dem Aufbau des Lasersystems. Während der Ti:Sa-Laser nur auf die Jodfrequenz stabilisiert werden kann, ist der Diodenlaser für die antiparallele Anregung über eine Schwebungsfrequenzstabilisierung relativ zu einem Referenzdiodenlaser stabilisiert. Die Schwebungsfrequenz kann dabei, wie in Abschnitt 3.3 erklärt, gezielt geändert und bei beliebigen Werten stabilisiert werden. Dieser Aufbau wurde bewusst gewählt, da beim Verstimmen des parallelen Lasers eine mehr als doppelt so große Linienbreite erwartet wird [26].

Um die Transformation der Linienbreite vom Ruhesystem der ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen in das Laborsystem zu bestimmen, betrachtet man die beiden Frequenzen ν_{a1} und ν_{a2} des antiparallelen Lasers, bei denen die Fluoreszenzrate jeweils die Hälfte ihres Maximalwertes be-

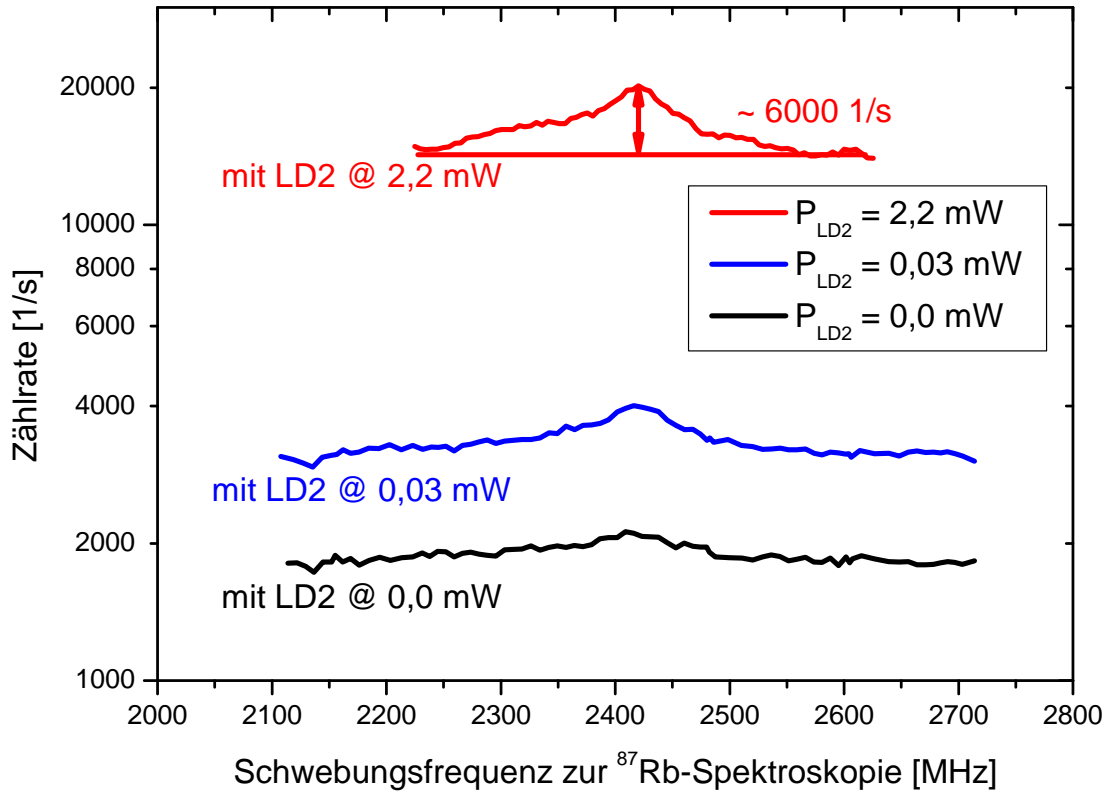


Abbildung 5.10: Vergleich zwischen den absoluten Zählraten von drei Messungen mit verschiedenen Leistungen des Rückpumpasers. Die Leistungen der anderen Laser waren: $P_a = 5,0$ mW , $P_p = 2,4$ mW (rot); $P_a = 6,9$ mW , $P_p = 1,8$ mW (blau und schwarz). Die y-Achse ist logarithmisch.

trägt. Im Ruhesystem der Ionen entsprechen diese den Frequenzen $\nu_0 - \frac{\Delta\nu_0}{2}$ bzw. $\nu_0 + \frac{\Delta\nu_0}{2}$ mit der natürlichen Linienbreite $\Delta\nu_0$. Daraus folgt durch Einsetzen in Gleichung (2.9):

$$\nu_{a1} \cdot \nu_p = \left(\nu_0 + \frac{\Delta\nu_0}{2} \right)^2 \quad (5.4)$$

$$\nu_{a2} \cdot \nu_p = \left(\nu_0 - \frac{\Delta\nu_0}{2} \right)^2 . \quad (5.5)$$

Die Differenz $\Delta\nu_a = \nu_{a1} - \nu_{a2}$ entspricht dann der Breite der Resonanz, die im Laborsystem gemessen wird:

$$\Delta\nu_a = \frac{2 \cdot \nu_0 \cdot \Delta\nu_0}{\nu_p} \quad (5.6)$$

$$= \frac{2 \cdot \nu_a \cdot \Delta\nu_0}{\nu_0} \quad (5.7)$$

$$\Leftrightarrow \Delta\nu_0 = \frac{\nu_0}{2 \cdot \nu_a} \cdot \Delta\nu_a . \quad (5.8)$$

Werden in obiger Rechnung die Rollen von paralleler und antiparalleler Frequenz vertauscht, so erhält man die im Laborsystem gemessene Linienbreite des Übergangs, wenn

anstatt der antiparallelen Frequenz die parallele Frequenz verstimmt wird:

$$\Delta\nu_p = \frac{2 \cdot \nu_0 \cdot \Delta\nu_0}{\nu_a} \quad (5.9)$$

$$\Leftrightarrow \Delta\nu_0 = \frac{\nu_0}{2 \cdot \nu_p} \cdot \Delta\nu_p. \quad (5.10)$$

Bildet man das Verhältnis der beiden Linienbreite

$$\frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_a} = \frac{\nu_p}{\nu_a} = \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \approx 2,02, \quad (5.11)$$

ergibt sich, dass man eine deutlich schmalere Linienbreite erwartet, wenn die Frequenz des antiparallelen Lasers variiert gegenüber dem Fall, in dem die Frequenz des parallelen Lasers verstimmt wird. In Abbildung 5.11 sind für beide Fälle die aus den Spektren verschiedener Messungen ermittelten Linienbreiten aufgetragen. Die Messungen li136, li144 und li146 wurden mit dem üblichen Λ -Spektrioskopieverfahren aufgenommen, bei dem die Frequenz des Ti:Sa-Laser auf die Jod-Spektroskopie stabilisiert und die Frequenz des Diodenlasers mit dem Frequency-Offset-Lock über einen Frequenzbereich von 600 MHz gescannt wurde. Bei der Serie der Messungen li137 bis li140 hingegen wurde die Frequenz des Ti:Sa-Lasers verstimmt. Gleichzeitig wurde die Frequenz des antiparallelen Lasers über den Frequency-Offset-Lock auf eine feste Frequenz stabilisiert. Um die Frequenz des Ti:Sa-Lasers zu verstimmen, musste diese zunächst aus der Stabilisierung genommen werden. Dann wurde die Kontrolleinheit des Lasers mit einem Spannungsrampe zwischen -5 V und +5 V versorgt, die von der Datenaufnahme erzeugt wurde. Der Frequenzbereich, der diesem Spannungsbereich von 10 V entspricht, wird dabei an der Kontrolleinheit eingestellt. Hier wurde ein Scanbereich von 2000 MHz gewählt. In Abbildung 5.12 sind die Spektren der Messungen li136 und li137 im direkten Vergleich aufgetragen. Die Frequenzachsen wurden so gegeneinander verschoben, dass die maximale Fluoreszenzrate der beiden Spektren bei 0 MHz liegt.

Abbildung 5.11 zeigt eindeutig die von Gleichung (5.11) angezeigte Tendenz, dass die gemessene Linienbreite größer ist, wenn die Frequenz des parallelen Lasers gescannt wird im Vergleich zu der üblichen Methode, bei der die Frequenz des antiparallelen Lasers verstimmt wird. Vergleicht man die gemittelten Breiten, die in Abbildung 5.11 als rote Linien eingezeichnet sind, wird der vorausgesagte Faktor sogar überschritten. Aus den vorhandenen Daten kann kein systematischer Effekt abgeleitet werden, der einen zusätzlichen Verbreiterungsmechanismus erklären könnte.

Polarisationsmessungen

Bei allen bisher vorgestellten Messungen war das Laserlicht linear polarisiert. Prinzipiell wäre es möglich durch die Verwendung zirkular polarisierten Lichtes weitere Parameter der SME einzugrenzen [46, 103]. Leider muss man schnell einsehen, dass bei der hier verwendeten Λ -Spektrioskopie eine Verwendung zirkular polarisierten Lichtes nicht möglich ist. Ein rascher Test wurde dennoch während der Strahlzeit durchgeführt. In einer Messreihe wurde während der Strahlzeit im Oktober 2010 Spektren mit zirkular polarisiertem Licht aufgenommen. Die in Abbildung 5.13 unten dargestellten Ergebnisse zeigen jedoch, dass die Fluoreszenzsignale verschwinden, sobald man

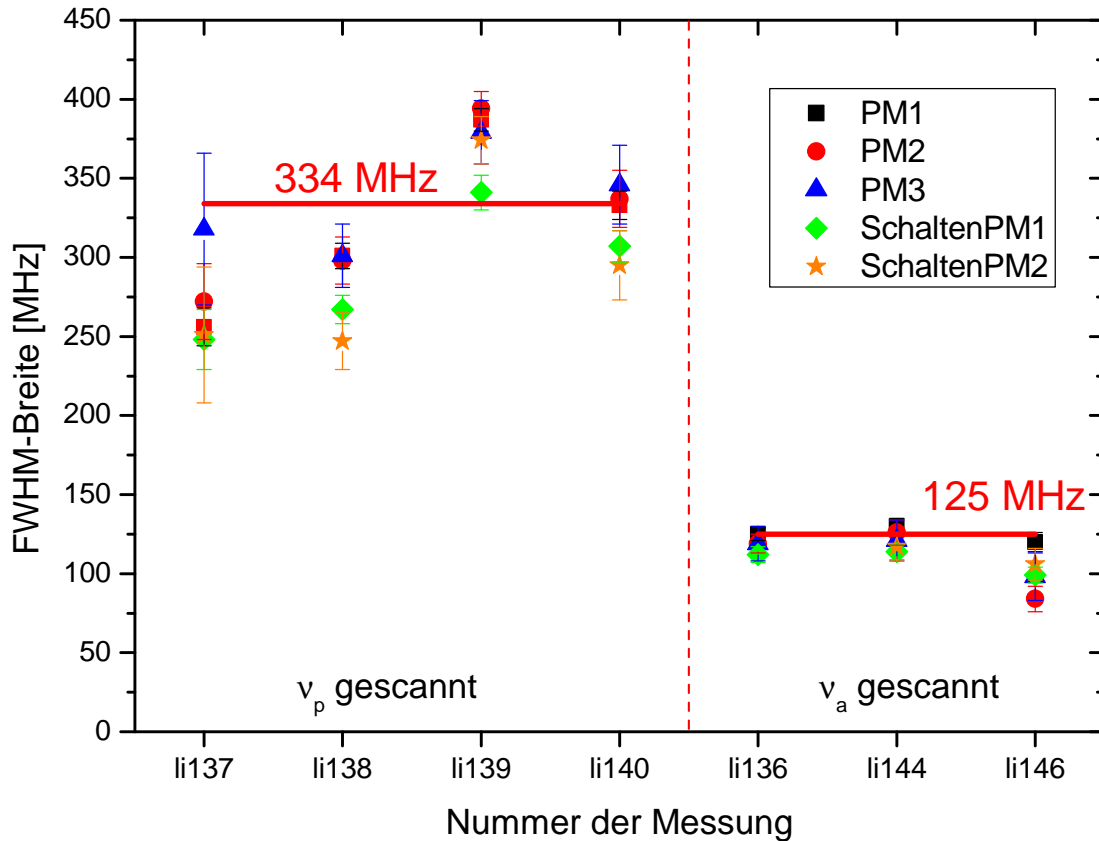


Abbildung 5.11: Vergleich der vollen Halbwertsbreiten (FWHM) zwischen verschiedenen Messungen. Bei der einen Gruppe der Messungen wurde die Frequenz des parallelen Lasers (ν_p) verstimmt im anderen Fall diejenige des antiparallelen Lasers (ν_a).

zirkular polarisiertes Licht einstrahlt. Diese Messungen wurden unter Verwendung der Λ -Spektrskopie aufgenommen, wobei die Frequenz des antiparallelen Lasers auf den $2s\ ^3S_1(F = 5/2) \rightarrow 2p\ ^3P_2(F = 5/2)$ -Übergang und die Frequenz des parallelen Lasers auf den $2s\ ^3S_1(F = 3/2) \rightarrow 2p\ ^3P_2(F = 5/2)$ -Übergang eingestellt war.

Aus der Tatsache, dass die Fluoreszenzsignale bei der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht verschwinden, kann man sich überlegen, dass die Ionen optisch in m_F -Zustände gepumpt werden, aus denen heraus sie nicht mehr mit zirkular polarisiertem Licht angeregt werden können. Im hier verwendeten Anregungsschema sorgt σ^+ -polarisiertes Licht dafür, dass die Ionen nach einer endlichen Anzahl von Anregungen im $2p\ ^3P_2(F = 5/2, m_F = +5/2)$ -Zustand landen. Von diesem aus ist dann ein Zerfall in den $2s\ ^3S_1(F = 5/2, m_F = +5/2)$ -Zustand durch die Emission von π -polarisiertem Licht möglich. Aus diesem Zustand können die Ionen jedoch nicht mehr mit σ^+ -polarisiertem Licht angeregt werden, so dass sie für die Λ -Spektrskopie verloren

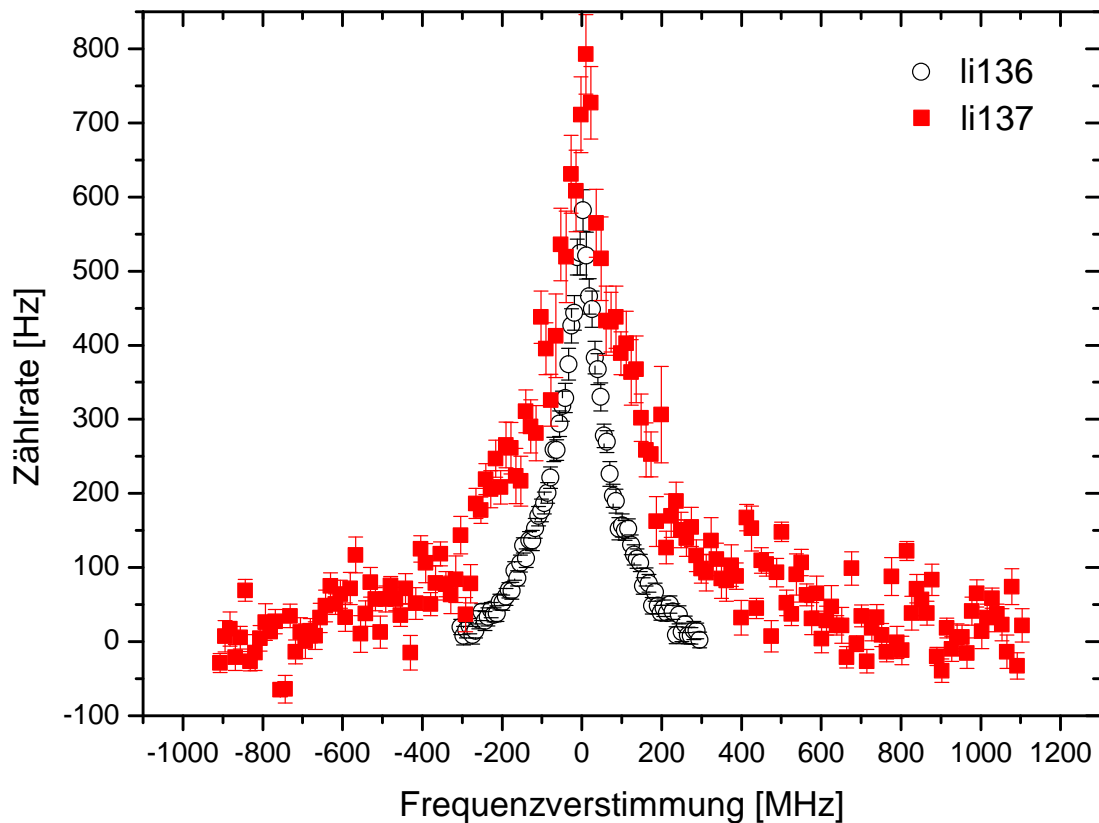


Abbildung 5.12: Vergleich der Frequenzverstimmung mit parallelem und antiparallelem Laser. Die schwarzen Kreise (○) entsprechen einer Messung, bei der die Frequenz des antiparallelen Lasers mit Hilfe des Frequency-Offset-Locks verstimmte wurde. Die roten Quadrate (■) resultieren aus einer Messung, bei der die Frequenz des parallelen Lasers mit einer Spannungsrampe von -5 V bis $+5\text{ V}$ variiert wurde. Die Breite des Spektrums, bei dem die Frequenz des parallelen Lasers verstimmte wurde, ist etwas mehr als doppelt so groß wie die Breite des anderen Spektrums.

gehen. Entsprechende Überlegungen gelten auch für die Anregung mit σ^- -polarisiertem Licht, wobei hier der $2s\ ^3S_1(F = 5/2, m_F = -5/2)$ -Zustand den Dunkelzustand bildet².

In letzter Konsequenz folgt aus diesen Überlegungen, dass sich die Λ -Spektroskopie nicht für Untersuchungen eignet, bei denen die $^7\text{Li}^+$ -Ionen mit zirkular polarisiertem Licht angeregt werden. Hingegen ist die Sättigungsspektroskopie ein aussichtsreicher Kandidat für solche Messungen, da es hier keine Dunkelzustände gibt, in denen die Ionen gefangen werden können. Übergänge vom $2s\ ^3S_1(F = 5/2, m_F = +5/2)$ - in den $2p\ ^3P_2(F = 7/2, m_F = +7/2)$ - Zustand sind auch mit σ^+ -polarisiertem Licht noch möglich, entsprechendes gilt für den $2s\ ^3S_1(F = 5/2, m_F = -7/2) \rightarrow 2p\ ^3P_2(F = 7/2, m_F = -7/2)$ -Übergang bei der Verwendung von σ^- -polarisiertem Licht.

²Dieser Umstand ist von großem Interesse, da er darauf hindeutet, dass die Polarisation der Ionen im ESR erhalten bleibt.

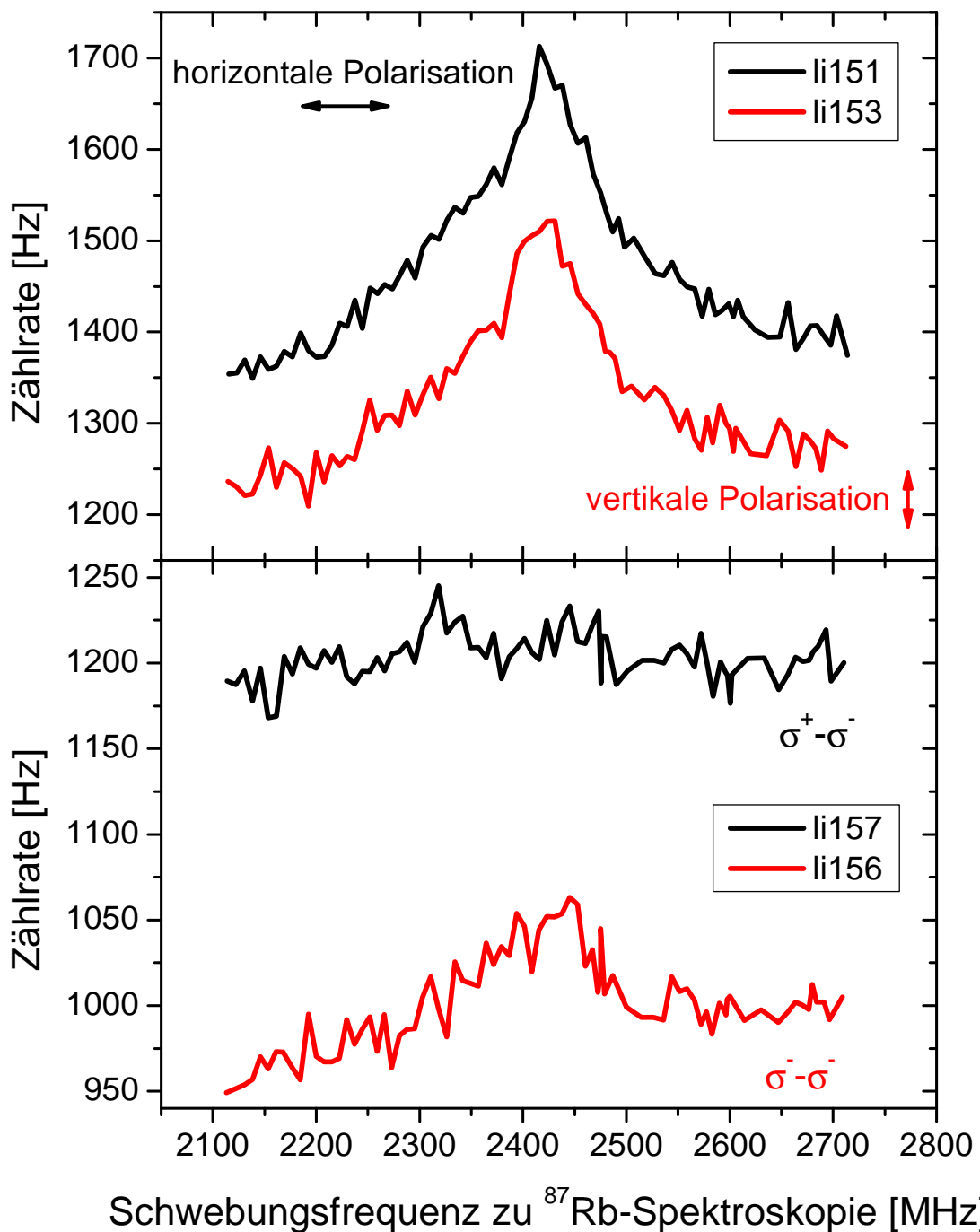


Abbildung 5.13: Oben: Vergleichsmessungen mit linear polarisiertem Licht. **Unten:** Zwei Messungen mit unterschiedlichen Einstellungen der zirkularen Polarisation. Die unterschiedlichen absoluten Zählraten werden durch unterschiedliche hohe Ionenströme verursacht. Im Spektrum der Messung li156 ist noch ein stark unterdrücktes Spektroskopiesignal zu sehen, das während der wenigen Umpumpzyklen entsteht.

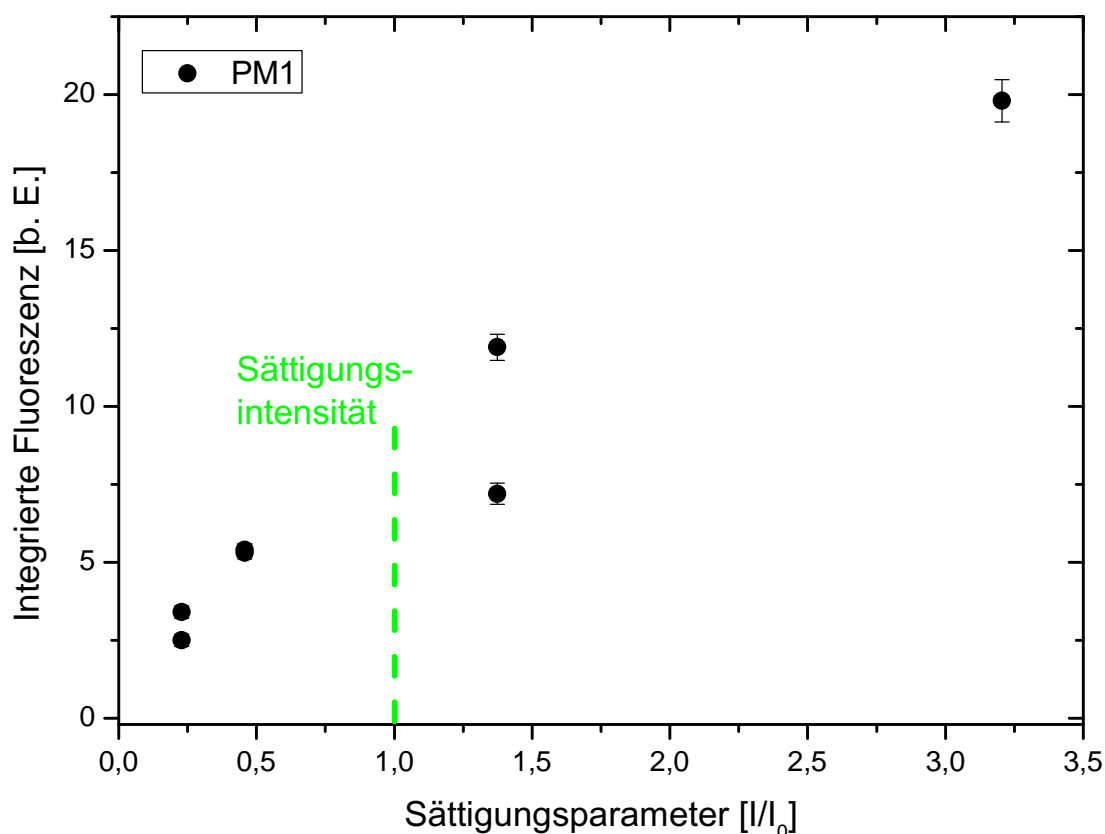


Abbildung 5.14: Integriertes Fluoreszenzsignal am Photomultiplier PM1 in Abhängigkeit der eingestrahnten Laserintensität. Für größere Intensitäten steigt erwartungsgemäß auch die Fluoreszenz an. Die Intensität ergibt sich aus der Summe der Intensitäten beider Laserstrahlen.

Laserintensität

Die Intensität des Laserlichtes hat natürlich ebenfalls signifikanten Einfluß auf die Form des Spektroskopiesignals. Mit steigender Leistung erhöht sich die Breite des aufgenommenen Signals, während seine Amplitude nahezu unverändert bleibt. Insgesamt erhöht sich damit die integrierte Fluoreszenz, wobei letztere proportional zur Gesamtintensität der beiden Spektroskopielaser ist. In Abbildung 5.14 sind die Ergebnisse einer Testreihe Λ -spektroskopischer Messungen mit verschiedenen Gesamtintensitäten aufgetragen. Als Abszisse ist der Sättigungsparameter I/I_0 gewählt, der sich aus der addierten Intensität der beiden Laser normiert auf die Sättigungsintensität $I_0 = 6,7 \text{ mW/cm}^2$ des betrachteten Übergangs ergibt. Auf der Ordinate ist die mit Origin numerisch integrierte Fluoreszenz des Signals aufgetragen. Je größer die Gesamtintensität des eingestrahnten Laserlichts, desto größer ist auch die integrierte Intensität des Signals.

Um den Einfluss der Intensität des Laserlichts auf die Linienposition zu untersuchen, wurde diese Messreihe auf diesen Aspekt hin untersucht. In Abbildung 5.15 sind Beispielspektren bei verschiedenen Laserleistungen gezeigt. An die Daten wurden jeweils

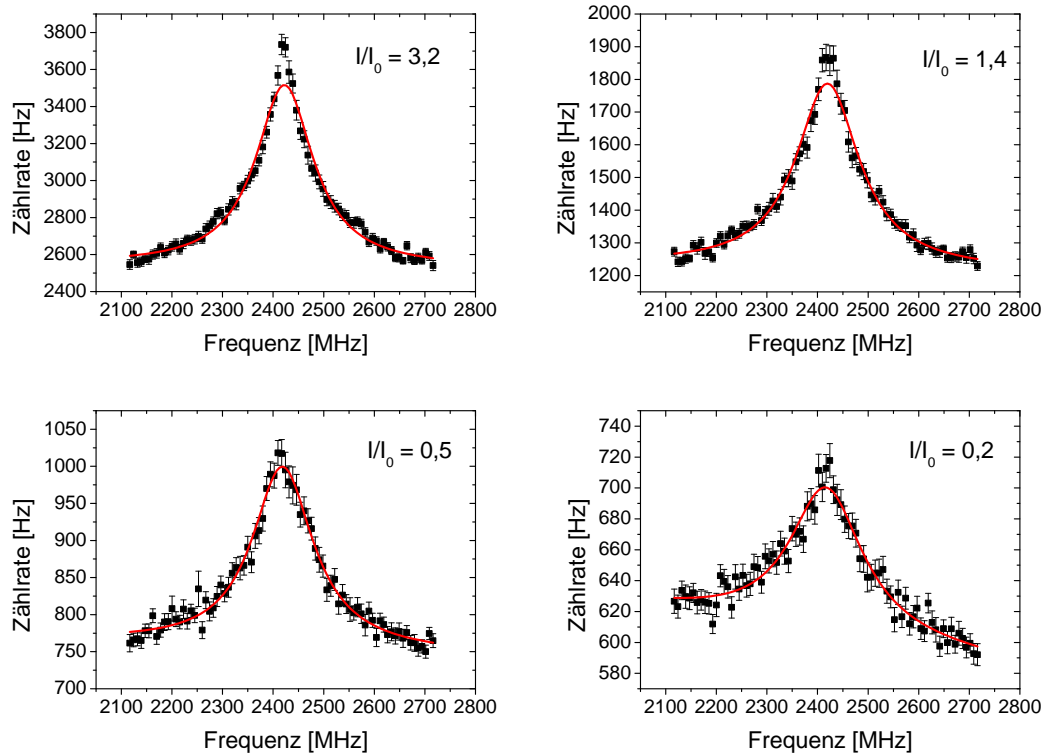


Abbildung 5.15: Λ -Spektren bei vier unterschiedlichen Laserleistungen. Man beachte die unterschiedlichen Skalierungen der y -Achsen. Der lineare Untergrund, der in der linken unteren Graphik aufgrund der niedrigen Gesamtzählrate auffällt, ist bei allen Spektren in der gleichen Größenordnung. An alle Spektren wurde ein Lorentzverteilung mit linearem Untergrund angepasst.

Lorentzkurven mit einem linearen Untergrund angepasst. Es fällt auf, dass die experimentell beobachteten Maxima deutlich zu spitz ausfallen, um von der Lorentzfunktion adäquat beschrieben zu werden. Dies ist bei allen Spektren mit Repumper der Fall. Die aus den Fits bestimmten Werte der Peakfrequenzen in Abhängigkeit von der Gesamtintensität der beiden Laser sind in Abbildung 5.16 aufgetragen. Zwar unterliegen die Messwerte insbesondere im Bereich kleiner Intensitäten ziemlich starken Schwankungen, die gemittelten Werte sind jedoch im Rahmen ihrer statistischen Fehler mit den Mittelwerten aus allen Messungen verträglich. Außerdem ist an die Linienzentren, die sich für die einzelnen Photomultiplier ergaben, jeweils eine Gerade angepasst. In allen Fällen ist die Steigung der Geraden innerhalb des Fehlers mit Null verträglich. Insgesamt lässt sich folgern, dass es in dem hier überprüften Intensitätsbereich keine Signifikante Abhängigkeit der Peaklagen von der Laserintensität gibt.

In Abbildung 5.17 sind schließlich noch die vollen Halbwertsbreiten (FWHM) der Spektren aus Abbildung 5.15 in Abhängigkeit der Laserintensität aufgetragen. Entgegen der Erwartung, dass die Breiten gemäß $\Gamma = \Gamma_0 \cdot \sqrt{1 + I/I_0}$ mit zunehmender Laserintensität anwachsen, lässt sich hier eine Tendenz zu geringeren Linienbreiten bei

größerer Intensität erkennen. Bei einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma_0 = 3,7$ MHz ist bei einer normierten Intensität von I/I_0 eine Sättigungsverbreiterung auf $\Gamma = 7,6$ MHz zu erwarten. Diese ist jedoch deutlich kleiner als die hier beobachteten Breiten und wird von anderen Effekten überlagert. Die Zunahme der Breite hin zu kleineren Intensitäten kann damit erklärt werden, dass in diesem Fall die Signalhöhe sehr viel geringer ist und der Einfluss des Untergrundes auf die Linienform größer wird. Möglicherweise spielt die vom Elektronenkühler verursachte Dynamik des Ionenstrahls eine wichtige Rolle. Üblicherweise wird vor dem Beginn einer Messungen gewartet, bis der Ionenstrahl hinreichend gekühlt ist und der in Abbildung 5.4 gezeigte exponentiell abfallende Bereich des Fluoreszenzsignals erreicht ist. Wenn sich die Parameter des Beschleunigers allerdings ändern, beispielsweise nach einem technischen Ausfall des Elektronenkühlers oder der Diplomagnete, kann sich auch die Dynamik des Ionenstrahls leicht verändern. Verlängert sich beispielsweise die Kühlzeit, kann es passieren, dass das Signal nicht mehr in der abfallenden Flanke des Fluoreszenzsignals aufgenommen wird, sondern in einem Bereich, in dem die Anzahl der verfügbaren Ionen gerade ein Maximum erreicht oder sogar anwächst (ansteigende Flanke in Abbildung 5.4). In einem solchen Fall kann ein zusätzlicher Untergrund entstehen, da durch den Elektronenkühler stetig neue Ionen mit dem Laser mit fester Frequenz in Resonanz gebracht werden, die dann in den Dunkelzustand gepumpt werden und dadurch einen Beitrag zu Fluoreszenzsignal liefern. Bei einigen Messungen mit Sättigungsspektroskopie wurden Fluoreszenzsignale gemessen, die eine Änderung der Beschleunigerparameter nahe legen. Dabei stieg die Fluoreszenz zunächst an und fiel danach wieder ab. Dieses Verhalten variierte über mehrere Messungen hinweg.

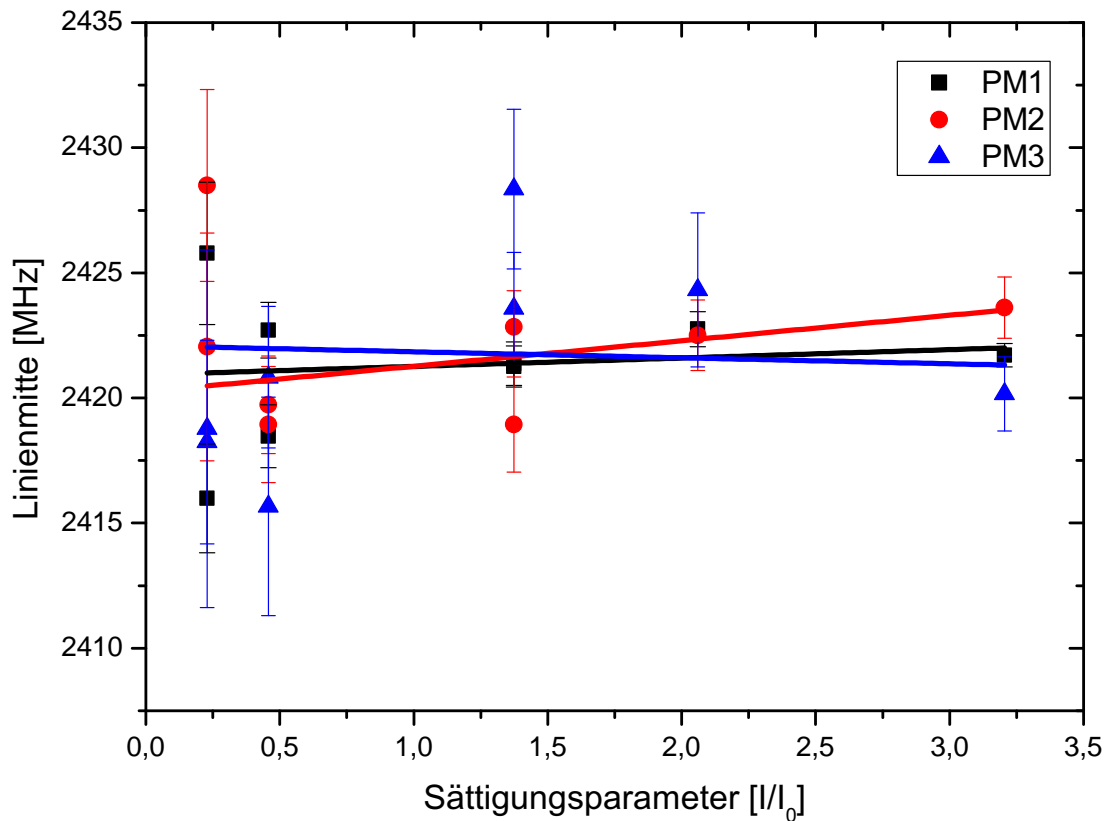


Abbildung 5.16: Bestimmung der Linienposition bei verschiedenen Intensitäten der Laser. Auf der x -Achse ist der Sättigungsparameter aufgetragen, wobei sich die Intensität I aus der Summe der Intensitäten beider Laser ergibt. Während der Messungen waren die Intensitäten der Laser auf dieselben Werte eingestellt. Die Linien entsprechen linearen Funktionen, die an die Datenpunkte in gleicher Farbe angepasst wurden.

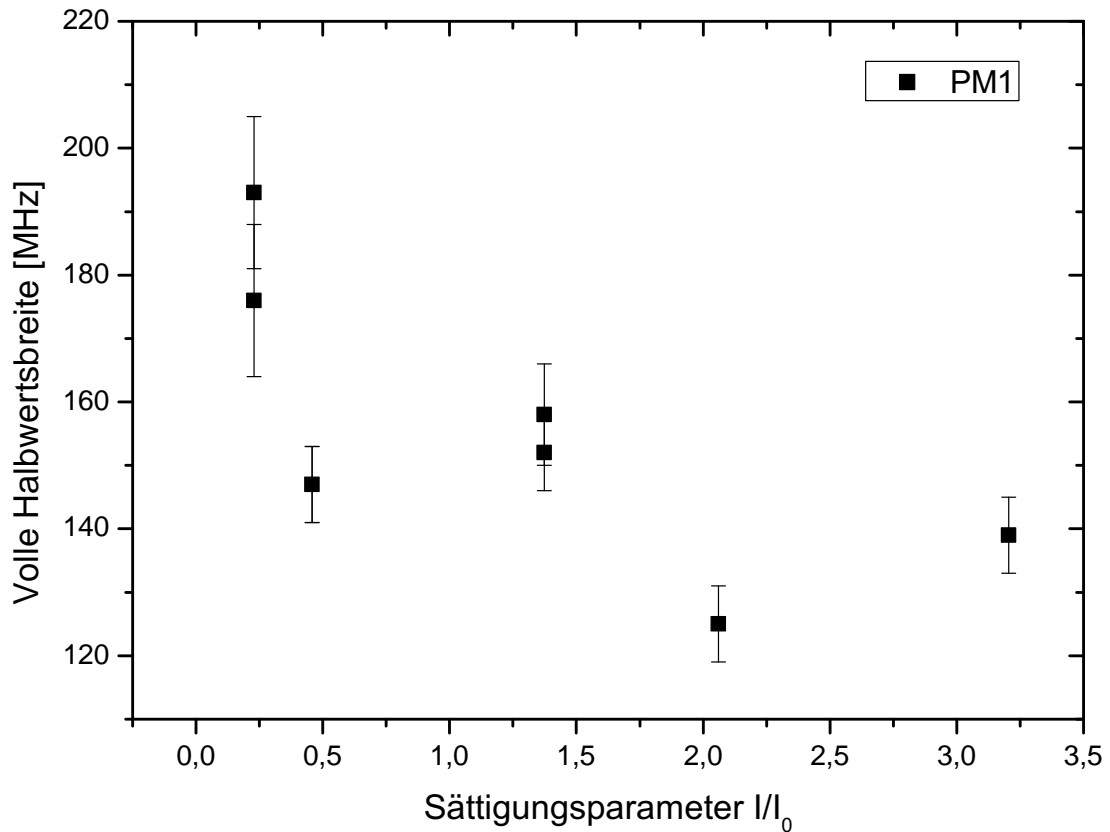


Abbildung 5.17: Die vollen Halbwertsbreiten der Spektren aus Abbildung 5.15 sind als Funktion der Laserleistung aufgetragen. Die Breite der angepassten Kurven nehmen mit abnehmender Laserleistung zu. Eine mögliche Erklärung für die Zunahme der Breiten bei niedrigeren Laserleistungen liegt in der Untergrundfluoreszenz, die durch sich verändernde Beschleunigerparameter verursacht wird. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

5.4.4 Erste Messungen mit Sättigungsspektroskopie

Während der Strahlzeit im September/Okttober 2010 konnten zum ersten Mal Messungen mit der Methode der Sättigungsspektroskopie am ESR durchgeführt werden. Dies wurde durch den Einsatz des Rückpumpasers möglich. Dessen Frequenz wurde so eingestellt, dass diesmal der $2s^3S_1(F = 3/2) \rightarrow 2p^3P_2(F = 5/2)$ -Übergang in den Ionen getrieben wurde, die sich in derselben Geschwindigkeitsklasse befanden, die mit dem Laser mit fester Frequenz wechselwirkten. Damit wird die Population des $2s^3S_1(F = 3/2)$ -Zustandes für die Sättigungsspektroskopie verfügbar gemacht. Prinzipiell wäre ein weiterer Repumper für den Transfer der im $2s^3S_1(F = 1/2)$ -Zustand befindlichen Ionen noch wünschenswert, ein solcher Laser stand aber während der Strahlzeit nicht zur Verfügung. Die Beobachtung des Sättigungsdips war ohne Verwendung des Repumpers nicht möglich.

Abbildung 5.18 zeigt drei Signale, die mit der Technik der Sättigungsspektroskopie aufgenommen wurden. Der in Abschnitt 4.3 beschriebene Lamb-Dip ist in allen Spektren deutlich zu erkennen. Der Untergrund wird aufgrund der Verluste der metastabilen Ionen (siehe Abbildung 5.4) und der festen Scanrichtung exponentiell abfallend erwartet. Für eine grobe Bestimmung der Peakmitten der Lamb-Dips wurde der Untergrund durch eine lineare Funktion angenähert.

Für die Messung mit Sättigungsspektroskopie mussten die Frequenzen beide Laser so eingestellt werden, dass diese den $2s^3S_1(F = 5/2) \rightarrow 2p^3P_2(F = 7/2)$ -Übergang treiben konnten. Dafür musste insbesondere die bis dahin auf die Iodspektroskopie stabilisierte Frequenz des parallel anregenden Lichtes um 12 GHz verschoben werden. Da bei dieser Frequenz kein geeigneter Übergang in $^{127}I_2$ für die Frequenzstabilisierung vorhanden ist, wurde die Frequenz des Ti:Sa-Lasers nur mit dessen externer Referenzkavität stabilisiert. Die Absolutfrequenz wurde mit einem Wellenlängenmessgerät (Atos, LM007) mit einer Genauigkeit von ungefähr 100 MHz bestimmt. Weil die Frequenz des Ti:Sa-Lasers verdoppelt wurde, verdoppelte sich auch die Unsicherheit mit der die Frequenz bestimmt werden konnte, so dass für die Frequenzunsicherheit $\Delta\nu_p = 200$ MHz angenommen wurde. Die Frequenz des antiparallelen Lasers wurde mittels des Frequency-Offset-Locks konstant gehalten. Aus den drei Messungen in Abbildung 5.18 wurden die Werte für den Parameter α in Tabelle 5.2 bestimmt. Aufgrund der relativ großen Unsicherheit sind sie für die Einschränkung von α nicht konkurrenzfähig.

Tabelle 5.2: Ergebnisse für den Parameter α aus den Messungen mit Sättigungsspektroskopie. Die daraus gewonnene Obergrenze $\Delta\alpha$ für den Testparameter wurde durch die Unsicherheit der Frequenz des parallelen Laserlichts von $\Delta\nu_p = 200$ MHz beschränkt.

Datensatznummer	α	$\Delta\alpha$
li083	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
li192	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
li193	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$

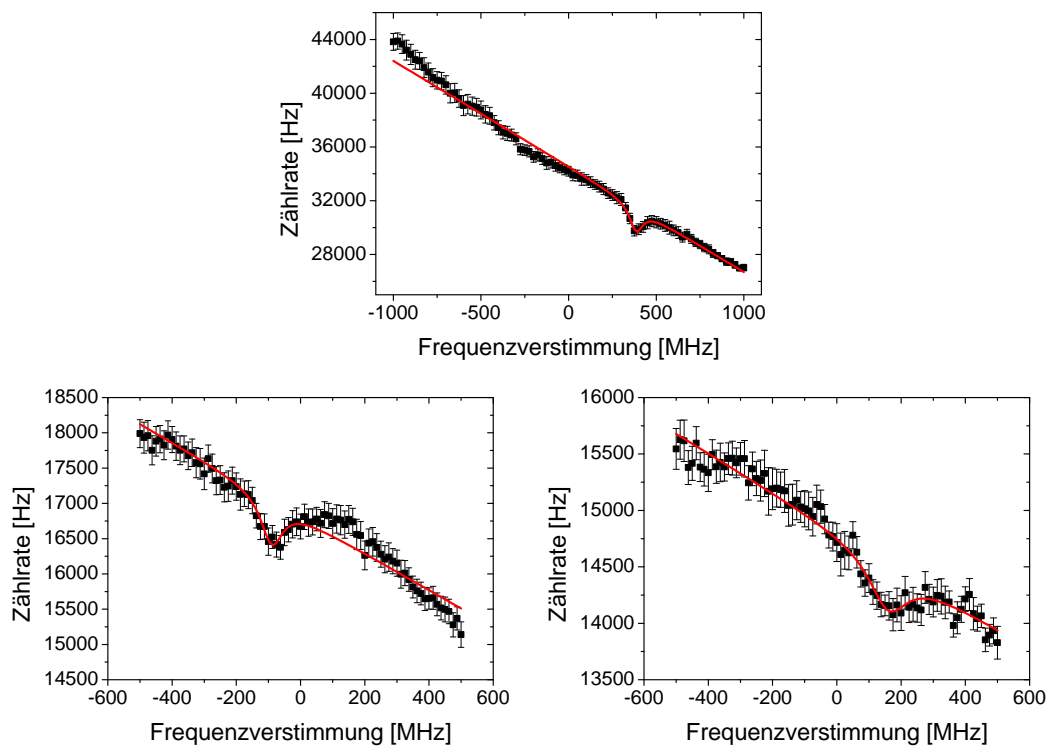


Abbildung 5.18: Erste Sättigungsspektroskopie am ESR. Die drei Graphen zeigen die Spektren aus den Datensätzen li083 (oben), li192 (unten links) und li193 (unten rechts). Es wurde jeweils eine Lorentzkurve mit linearem Anteil an die Daten angepasst. Im Rahmen der Messgenauigkeit wurden daraus die Absolutfrequenzen der Laser bestimmt und damit die Werte für den Parameter α und die Obergrenze $\Delta\alpha$ in Tabelle 5.2 berechnet.

5.5 Obergrenze des Testparameters α

Für eine Bestimmung der Obergrenze des Testparameters α der RMS-Testtheorie (vgl. Abschnitt 2.2) werden die Messungen mit der Λ -Spektroskopiemethode herangezogen. Nachfolgend werden die beiden Strahlzeiten vom Februar 2009 und von September/Oktober 2010 getrennt voneinander diskutiert.

5.5.1 Strahlzeit Februar 2009

Während der Strahlzeit im Februar 2009 konnten sieben Λ -Spektren aufgenommen werden. Aus allen Spektren wurde jeweils die Frequenz des parallelen und des antiparallelen Lasers ermittelt, bei der die Resonanz des Λ -Übergangs auftrat. Die Frequenz des parallelen Lasers wurde stets mit der Frequenzstabilisierung durch die I_2 -Spektroskopie konstant gehalten und die Frequenz des antiparallelen Lasers wurde mittels des Frequency-Offset-Locks verstimmt. Aus den Spektren wurden die absoluten Frequenzen des antiparallelen Lasers bestimmt und ihr Mittelwert mit der zugehörigen statistischen Unsicherheit berechnet. Zusammen mit den systematischen Unsicherheiten wurden aus den Gleichungen (5.2) und (5.3) die Fehler der beiden gemessenen Frequenzen bestimmt. In Tabelle 5.3 sind die experimentellen Unsicherheiten zusammengestellt. Daraus ergeben sich für die Frequenzen und ihre Messunsicherheiten die folgenden Werte:

$$\nu_p = 777\,210\,167,40 \pm 2,33 \text{ MHz} \quad (5.12)$$

$$\nu_a = 384\,225\,614,33 \pm 6,12 \text{ MHz} \quad (5.13)$$

Unter Berücksichtigung der Unsicherheiten, mit denen die Übergänge in ${}^7\text{Li}^+$ bekannt sind, ergibt sich für den experimentabhängigen Parameter aus Gleichung (2.10) ein Wert von

$$\varepsilon_{LV}(\beta) = (-0,19 \pm 1,51) \cdot 10^{-8}. \quad (5.14)$$

Der Robertson-Mansouri-Sexl Parameter α folgt daraus zu

$$\alpha = (-0,82 \pm 6,63) \cdot 10^{-8}. \quad (5.15)$$

Tabelle 5.3: Experimentelle Unsicherheiten bei der Bestimmung der Absolutfrequenzen ν_a und ν_p in der Strahlzeit 2009. Die Beiträge werden gemäß Gleichungen (5.2) und (5.3) zu den Gesamtfehlern $\Delta\nu_a$ und $\Delta\nu_p$ verrechnet.

Unsicherheit	Beitrag
Statistische Unsicherheiten	5,3 MHz
Phasenfrontenfehler	2,0 MHz
Frequenzstabilisierung	1,0 MHz
Überlapp von Laser und Ionenstrahl	0,6 MHz
Unsicherheiten der ${}^7\text{Li}^+$ -Linien	0,4 MHz
Überlapp von Laser und Laser	0,05 MHz
Unsicherheit der ${}^{87}\text{Rb}$ -Linie	0,036 MHz

Die Fehler für $\varepsilon_{LV}(\beta)$ und α berechnen sich jeweils nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz. Üblicherweise wird allein die Unsicherheit des Parameters als dessen obere Grenze angegeben, daher kann das Ergebnis der Strahlzeit 2009 mit der Obergrenze von α als zentrales Ergebnis zusammengefasst werden

$$|\alpha| < 6,6 \cdot 10^{-8}. \quad (5.16)$$

Diese Obergrenze für α ist niedriger als der bis dato beste veröffentlichte Wert von $|\alpha_{TSR}| < 8,4 \cdot 10^{-8}$ [27].

5.5.2 Strahlzeit September/Oktober 2010

Aufgrund der beschränkten Zahl der Spektren ist in Tabelle 5.3 der statistische Fehler noch dominierend. Nachdem in einer Teststrahlzeit eine signifikant stärkere Besetzung des metastabilen Zustands mit der PIG-Quelle demonstriert wurden (siehe Abschnitt 5.1), konnten weiter Messungen ins Auge gefasst werden. Während dieser Messzeit wurden 40 Spektren mit der Λ -Spektroskopie aufgenommen, die für die Auswertung verwendet werden konnten. Aus diesen Spektren wurden für jede Messung und jeden der drei Photomultiplier die Mittenfrequenz der Resonanz bestimmt und daraus die Absolutfrequenz des antiparallelen Lasers berechnet.

Für jeden Photomultiplier wurden die Mittelwerte der Absolutfrequenzen berechnet und daraus die Parameter $\varepsilon_{LV}(\beta)$ und α bestimmt. Aus den Beiträgen der systematischen Unsicherheiten in Tabelle 5.4 ergeben sich dann wieder die die Unsicherheiten der gemessenen Frequenzen nach den Formeln (5.2) und (5.3). Mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung wurden daraus die Fehler für die Parameter $\varepsilon_{LV}(\beta)$ und α berechnet. Mit den Werten für ν_a und $\varepsilon_{LV}(\beta)$ aus Tabelle 5.1 gelangt man zu den Werten von α in Tabelle 5.5.

Um einen gemeinsamen Wert für alle drei Photomultiplier zu finden wurde der gewichtete Mittelwert der Frequenz $\nu_a = 384\,225\,534,98$ MHz aus allen Messungen, die mit den drei Photomultipliern aufgenommen wurden, gebildet. Der statistische Fehler ergab sich aus dem Standardfehler des Mittelwertes zu $\Delta\nu_a = \sigma/\sqrt{N} = 0,64$ MHz. Die

Tabelle 5.4: Experimentelle Unsicherheiten bei der Bestimmung der Absolutfrequenzen ν_a und ν_p , die Beiträge werden gemäß Gleichungen (5.2) und (5.3) zu den Gesamtfehlern $\Delta\nu_a$ und $\Delta\nu_p$ verrechnet.

Unsicherheit	Beitrag
Phasenfrontenfehler	1,0 MHz
Statistische Unsicherheiten	0,64 MHz
Frequenzstabilisierung LD	0,64 MHz
Überlapp von Laser und Ionenstrahl	0,6 MHz
Unsicherheiten der ${}^7\text{Li}^+$ -Linien	0,4 MHz
Frequenzstabilisierung Ti:Sa	0,12 MHz
Überlapp von Laser und Laser	0,05 MHz
Unsicherheit der ${}^{87}\text{Rb}$ -Linie	0,036 MHz

Tabelle 5.5: Ergebnisse für den Parameter ε und α für die einzelnen Photomultiplier. Im Rahmen der Fehlergrenzen ist ε in allen drei Fällen mit Null verträglich. Der Wert für α liegt nur für Photomultiplier #2 außerhalb seiner Fehlergrenzen.

Photomultiplier	$\varepsilon_{LV}(\beta)$	$\Delta\varepsilon_{LV}(\beta)$	α	$\Delta\alpha$
1	$3,75 \cdot 10^{-9}$	$4,37 \cdot 10^{-9}$	$1,64 \cdot 10^{-8}$	$1,91 \cdot 10^{-8}$
2	$5,58 \cdot 10^{-9}$	$5,42 \cdot 10^{-9}$	$2,44 \cdot 10^{-8}$	$2,37 \cdot 10^{-8}$
3	$5,95 \cdot 10^{-9}$	$6,17 \cdot 10^{-9}$	$2,60 \cdot 10^{-8}$	$2,69 \cdot 10^{-8}$

Frequenz des parallelen Lasers ist durch die $^{127}\text{I}_2$ -Spektroskopie vorgegeben. Für die beiden Anregungsfrequenzen ergeben sich dann Werte von

$$\nu_p = 777\,210\,326,98 \pm 1,25 \text{ MHz} \quad (5.17)$$

$$\nu_a = 384\,225\,534,98 \pm 1,62 \text{ MHz}. \quad (5.18)$$

In den angegebenen Unsicherheiten sind alle systematischen und statistischen Unsicherheiten gemäß Formel (5.2) und (5.3) enthalten. Mit diesen Werten wurde der Parameter

$$\varepsilon_{LV}(\beta) = (3,1 \pm 4,6) \cdot 10^{-9} \quad (5.19)$$

berechnet. Damit wurde der RMS-Parameter mit einem Wert von

$$\alpha = (1,4 \pm 2,0) \cdot 10^{-8} \quad (5.20)$$

bestimmt. Die $1\text{-}\sigma$ -Grenze dieses Wertes wird üblicherweise als Obergrenze von α angegeben. Damit ergibt sich

$$|\alpha_{\text{ESR}}| < 2,0 \cdot 10^{-8}. \quad (5.21)$$

Die Obergrenze ist um mehr als einen Faktor vier kleiner als der bislang beste veröffentlichte Wert $|\alpha_{\text{TSR}}| < 8,4 \cdot 10^{-8}$ [27].

In Abbildung 5.19 ist die Entwicklung der Obergrenze von α seit dem ersten Experiment von Ives und Stilwell 1938 gezeigt. Die Beschleunigerexperimente am TSR in Heidelberg und am ESR in Darmstadt konnten diese Grenze in den letzten 15 Jahren um zwei Größenordnungen verbessern. Der rote Datenpunkt in der Graphik entspricht keiner Messung, sondern der theoretischen Grenze, die am ESR erreicht werden kann, wenn alle systematischen Unsicherheiten auf dasselbe Niveau reduziert werden können wie bei den Messungen am TSR. Dazu wäre allerdings ein intensives Studium der Ionendynamik im ESR vonnöten.

Vergleich mit anderen Experimenten

Wie in Abschnitt 2.3 bereits erklärt wurde, grenzt das hier vorgestellte Experiment auch einen Parameter der Standard Model Extension (SME) ein. Das Experiment besitzt dieselbe Sensitivität auf den Parameter $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$, der aus dem Photonensektor der SME folgt, wie auf den RMS-Parameter α [54, 55]. Deshalb kann für den SME-Parameter dieselbe Obergrenze von

$$|\tilde{\kappa}_{\text{tr}}| < 2,0 \cdot 10^{-8} \quad (5.22)$$

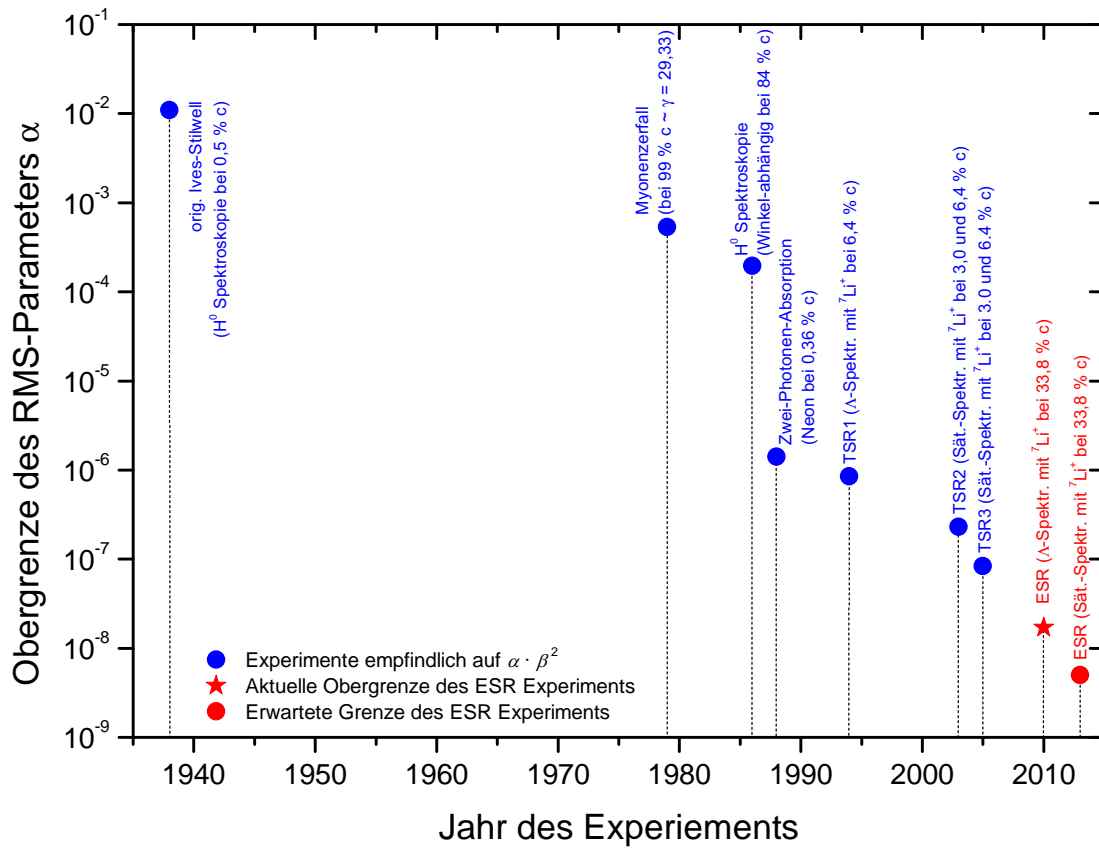


Abbildung 5.19: Entwicklung der Obergrenze des Testparameters α seit dem ersten Experiment von Ives und Stilwell. Die vorgestellten Messungen liefern den bislang besten Wert, der anhand von Messungen an schnellen Ionenstrahlen gemessen wurde.

angegeben werden. Daneben existieren weitere Experimente, die auf den Parameter $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ sensitiv sind. So können beispielsweise auch aus modernen Michelson-Morley-Experimenten Obergrenzen für diesen Parameter bestimmt werden [56]. Die bislang stärkste Einschränkung von $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ durch eine direkte Messung resultiert aus Messungen an asymmetrischen Resonatoren [57]. Dabei wurde von Baynes *et al.* die Differenz der Resonanzfrequenzen zweier gegenläufiger Moden eines asymmetrischen Resonators gemessen. Falls die Lorentzinvarianz verletzt ist, wird die Differenzfrequenz der beiden Moden mit der Rotationsfrequenz der Erde moduliert. Die Größe $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ ist dann eine Maß für die Verletzung der Lorentzinvarianz. Für diese wurde ein Wert von $\tilde{\kappa}_{\text{tr}} = (3,4 \pm 6,2) \cdot 10^{-9}$ bestimmt.

Eine noch sehr viel striktere Einschränkung von $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ kann durch zusätzliche theoretische Annahmen vorgenommen werden. Beispielsweise wurde von Carone *et al.* [53] ein Zusammenhang zwischen anomalem magnetischen Moment des Elektrons $\Delta a = (g-2)/2$ und $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ hergeleitet, aus dem eine Obergrenze von $\tilde{\kappa}_{\text{tr}} \lesssim 3 \cdot 10^{-8}$ folgt. Durch weitere theoretische Annahmen kann eine Relation zwischen dem SME-Parameter c_{00} des Elektronensektors und $\tilde{\kappa}_{\text{tr}}$ gefunden werden. Weil die Obergrenze von c_{00} durch andere Expe-

rimente bestimmt wurde [104, 105], folgt $\tilde{\kappa}_{\text{tr}} \lesssim 2 \cdot 10^{-14}$ [53]. Darüber hinaus ergibt sich aus Messungen von Hochenergetischen Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung (Ultra High Energy Cosmic Rays, UHECR) und weitergehenden theoretischen Annahmen eine einseitige Obergrenze für $\tilde{\kappa}_{\text{tr}} < 1,4 \cdot 10^{-19}$ [106].

Alle zuvor genannten Experimente testen ausschließlich die von der SME postulierte Parameter bei niedrigen Geschwindigkeiten ($\beta \ll 1$). Im Gegensatz dazu wird in dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment die relativistische Verschiebung von Frequenzen bei großen Geschwindigkeiten ($\beta = 0,338$) gemessen. Falls Lorentzinvarianz gilt, entspricht die Frequenzverschiebung genau den Vorhersagen der Speziellen Relativitätstheorie, nur im Falle der Verletzung der Lorentzinvarianz wird eine Abweichung erwartet. Daher ist der vorgestellte Test der Speziellen Relativitätstheorie an schnellen ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen einer der präzisesten direkten Tests der Zeitdilatation.

Beziehung zwischen CPT -Invarianz und Lorentzinvarianz

In dem von Wolfgang Pauli 1955 formulierten CPT -Theorem [107] wird ein direkter Zusammenhang zwischen den drei diskreten Symmetrien Zeitumkehr (T), Parität (P) und Ladungskonjugation (C) und der Lorentztransformation hergestellt. Insbesondere besagt das CPT -Theorem, dass jede lorentzinvariante Feldtheorie auch unter der kombinierten, sukzessiven Anwendung der diskreten Transformationen von Zeitumkehr, Parität und Ladungskonjugation invariant bleibt. Unabhängig von Pauli wurde das CPT -Theorem auch von Gerhart Lüders [108, 109] und John Stewart Bell [110] bewiesen. Im Jahr 2002 beschrieb O. W. Greenberg [111], dass eine Feldtheorie, die die CPT -Invarianz verletzt, auch die Lorentzinvarianz verletzen muss. Umgekehrt folgt nach Greenberg aus CPT -Invarianz nicht automatisch die Lorentzinvarianz der Theorie. Dies ist konsistent mit den Aussagen der Erweiterung des Standardmodells (SME). In dieser werden zu den Lagrangedichten des Standard Modells Terme hinzu addiert, die alle die Lorentzinvarianz verletzen aber nicht zwingend die CPT -Invarianz brechen.

In einer Veröffentlichung aus dem Jahr 2011 kritisieren Chaichian *et al.* [112, 113] die Ausführungen von Greenberg und zeigen, dass eine Klasse nicht lokaler Quantenfeldtheorien existiert, in denen die CPT -Invarianz verletzt ist und die Lorentzinvarianz hingegen weiterhin gültig ist. Keine der genannten Theorien macht eine Aussage über die Quantität der Lorentzverletzung. Daher ist es nicht möglich eine der Theorien auszuschließen oder ihre Gültigkeit durch die experimentellen Ergebnisse zu untermauern.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment zum Test der Zeitdilatation der Speziellen Relativitätstheorie durchgeführt. Für diesen Test fanden am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung drei Strahlzeiten im Zeitraum zwischen Februar 2009 und Oktober 2010 statt, bei denen ein elektromagnetischer Dipolübergang in ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen bei einer Geschwindigkeit von $0,338 \cdot c_0$ mit laserspektroskopischen Methoden vermessen wurde. In der ersten Strahlzeit konnte bereits eine Verbesserung der Obergrenze des Parameters α erreicht werden. In Vorbereitung auf die zweite Strahlzeit wurde das Spiegelsystem, das im ESR eingebaut ist, mit der kommerziellen Ray-Tracing-Software FRED[®] simuliert um daraus Maßnahmen zur Unterdrückung von Untergrund- und Streulicht abzuleiten. Zusätzlich wurde ein neues Vakuumfenster mit Antireflexbeschichtung für die Einkopplung des parallelen Lichts an die Vakuumkammer des ESR montiert. Während der zweiten Strahlzeit wurde die PIG-Quelle als mögliche Alternative für die bis dahin verwendete EZR-Quelle getestet. Dabei wurde festgestellt, dass mit der PIG-Quelle sowohl ein größerer Ionenstrom als auch eine höhere Besetzung des metastabilen Zustandes der ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen erreicht werden konnte. Deshalb wurde beschlossen die PIG-Quelle auch während der dritten Strahlzeit einzusetzen. Bei dieser Strahlzeit konnte die Obergrenze von α durch Messungen mit Λ -Spektroskopie um mehr als einen Faktor vier im Vergleich zum besten bis dahin veröffentlichten Wert auf $2,0 \cdot 10^{-8}$ reduziert werden. Außerdem konnten zum ersten mal Spektren mit der Technik der Sättigungsspektroskopie bei einer Ionengeschwindigkeit von $0,338 \cdot c_0$ aufgenommen werden. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit die Genauigkeit des Experiments noch einmal zu erhöhen. Im nachfolgenden wird eine kurze Übersicht über diese und weitere mögliche Verbesserungen des Experiments gegeben.

Obwohl die **statistischen Unsicherheiten** während der letzten Messungen bereits drastisch reduziert werden konnten, sind diese immer noch eine der größten Fehlerquellen. Diese Fehler sind, wie in Tabelle 5.4 aufgeführt, von der Größenordnung 0,64 MHz. Bei einer Umstellung des Spektroskopieverfahrens von Λ -Spektroskopie zur Sättigungsspektroskopie ist zu erwarten, dass die Linienbreiten der aufgenommenen Spektren deutlich reduziert werden können. Dadurch wäre es möglich die Zentralfrequenzen der Resonanzen mit höherer Präzision zu bestimmen und so die Unsicherheiten der Fitanpassungen zu reduzieren. Durch systematische Untersuchungen der **Dynamik des Ionenstrahls** kann die Entstehung der Untergrundfluoreszenz besser verstanden werden und ob diese einen Einfluss auf die gemessene Linienposition hat.

Durch genauere Messungen des Strahlprofils und eine Anpassung der Fokuspositionen beider Laserstrahlen ist eine Reduzierung des **Phasenfrontenfehlers** möglich. Wie aus Abbildung 4.7 hervorgeht, nimmt die Frequenzverschiebung durch die Krümmung der Wellenfronten mit zunehmendem Abstand vom Fokus ab. Wenn es gelingt, den Fokus deutlich weiter von der Wechselwirkungszone zu entfernen, kann diese Unsicherheit reduziert werden.

Bei der **Unsicherheit der Frequenz** der Übergänge der ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen in deren Ruhesystem verlassen wir uns bislang auf den Wert von Riis et al. [58]. Da es auch Experimente mit anderen Resultaten gibt [63, 65] und die in dem vorgestellten Experiment verwendeten Übergänge nie direkt gemessen wurden, sondern nur Messungen der Hyperfeinaufspaltung gemacht wurden [62, 114], könnte eine präzisere Messung der Übergänge von ${}^7\text{Li}^+$ im Ruhesystem zu einer höheren Präzision dieses Experiments führen.

Zusätzlich zu den oben angesprochenen Verbesserungen können auch noch **weitere Parameter der SME** getestet werden. Durch die Verwendung von zirkular polarisiertem Laserlicht ergibt sich eine zusätzliche Sensitivität auf die Parameter \tilde{b}_T , \tilde{b}_Z , \tilde{c}_Q , \tilde{c}_{TZ} , \tilde{d}_+ , \tilde{d}_Q und \tilde{g}_{DZ} . Dies ist jedoch nur bei Anwendung der Sättigungsspektroskopie möglich, da bei der Λ -Spektroskopie die Ionen in Dunkelzustände gepumpt werden und dann keine Spektroskopie mehr möglich ist. Diese Parameter stammen aus der Fermionensektion der SME und beschreiben insbesondere die Lorentzverletzung für Protonen und Elektronen.

A Anhang

A.1 Transmissionskurven der Filter

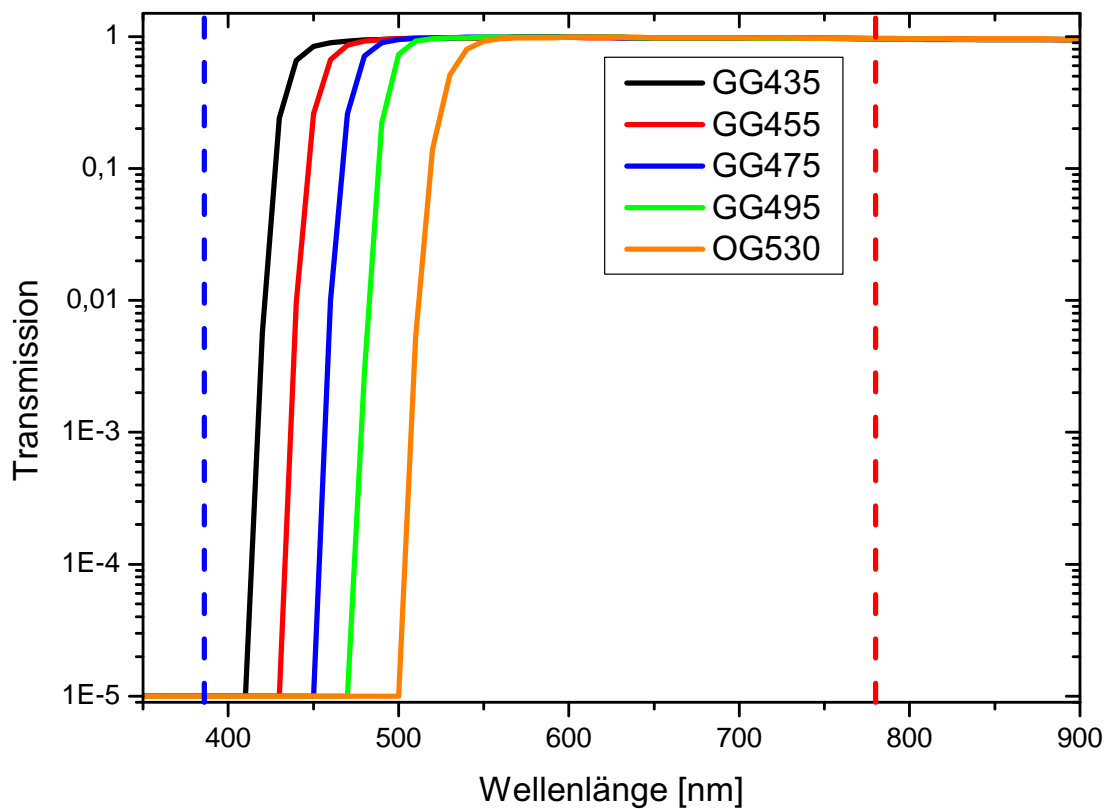


Abbildung A.1: Transmissionskurven der getesteten Filter, die Bezeichnung enthält die Abbruchkante des Filters in nm. Die Wellenlängen der verwendeten Laser sind markiert.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein: *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*. *Annalen der Physik* **17** (1905), 891
- [2] J. van Dongen: *On the role of the Michelson-Morley experiment: Einstein in Chicago* (2009). ArXiv:0908.1545v1 [physics.hist-ph]
- [3] A. A. Michelson und E. H. Morley: *On the Relative Motion of the Earth and the luminiferous Ether*. *American Journal of Science* **34** (1887), 333
- [4] R. J. Kennedy und E. M. Thorndike: *Experimental Establishment of the Relativity of Time*. *Physical Review* **42** (1932), 400
- [5] H. E. Ives und G. R. Stilwell: *An Experimental study of the rate of a moving atomic clock*. *Journal of the Optical Society of America* **28** (1938), 215
- [6] H. E. Ives und G. R. Stilwell: *An Experimental Study of the Rate of a Moving Atomic Clock. II*. *Journal of the Optical Society of America* **31** (1941), 369
- [7] H. P. Robertson: *Postulate versus Observation in the Special Theory of Relativity*. *Reviews of Modern Physics* **21** (1949), 378
- [8] R. Mansouri und R. U. Sexl: *A test theory of special relativity: I. Simultaneity and clock synchronization*. *General Relativity and Gravitation* **8** (1977), 497
- [9] R. Mansouri und R. U. Sexl: *A test theory of special relativity: II. First order tests*. *General Relativity and Gravitation* **8** (1977), 515
- [10] R. Mansouri und R. U. Sexl: *A test theory of special relativity: III. Second-order tests*. *General Relativity and Gravitation* **8** (1977), 809
- [11] V. A. Kostelecký und S. Samuel: *Spontaneous Breaking of Lorentz Symmetry in String Theory*. *Physical Review D* **39** (1989), 683
- [12] J. Alfaro, H. A. Morales-Técotl und L. F. Urrutia: *Quantum gravity and spin-1/2 particle effective dynamics*. *Physical Review D* **66** (2002), 124006
- [13] J. D. Bjorken: *Cosmology and the standard model*. *Physical Review D* **67** (2003), 043508
- [14] C. Rovelli: *Loop Quantum Gravity*. *Living Reviews in Relativity* **11** (2008), 5
- [15] V. A. Kostelecký und M. Mewes: *Signals for Lorentz violation in electrodynamics*. *Physical Review D* **66** (2002), 056005

- [16] R. Bluhm: *Overview of the SME: Implications and Phenomenology of Lorentz Violation* (2005). ArXiv:hep-ph/0506054v1
- [17] V. A. Kostelecký und M. Mewes: *Electrodynamics with Lorentz-violating operators of arbitrary dimension*. Physical Review D **80** (2009), 015020
- [18] P. L. Stanwix, M. E. Tobar, P. Wolf, M. Susli, C. R. Locke, E. N. Ivanov, J. Winterflood und F. van Kann: *Test of Lorentz Invariance in Electrodynamics Using Rotating Cryogenic Sapphire Microwave Oscillators*. Physical Review Letters **95** (2005), 040404
- [19] P. Antonini, M. Okhapkin, E. Goklu und S. Schiller: *Test of constancy of speed of light with rotating cryogenic optical resonators*. Physical Review A **71** (2005), 050101
- [20] S. Herrmann, A. Senger, K. Möhle, M. Nagel, E. V. Kovalchuk und A. Peters: *Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10^{-17} level*. Physical Review D **80** (2009), 105011
- [21] M. Smiciklas, J. M. Brown, L. W. Cheuk, S. J. Smullin und M. V. Romalis: *New Test of Local Lorentz Invariance Using a ^{21}Ne -Rb-K Comagnetometer*. Physical Review Letters **107** (2011), 171604
- [22] M. E. Tobar, P. Wolf, S. Bize, G. Santarelli und V. Flambaum: *Testing local Lorentz and position invariance and variation of fundamental constants by searching the derivative of the comparison frequency between a cryogenic sapphire oscillator and hydrogen maser*. Physical Review D **81** (2010), 022003
- [23] R. Grieser, R. Klein, G. Huber, S. Dickopf, I. Klaft, P. Knobloch, M. P., F. Albrecht, M. Grieser, D. Habs, D. Schwalm und T. Kühl: *A test of special relativity with stored lithium ions*. Applied Physics B **59** (1994), 127
- [24] G. Saathoff, S. Karpuk, U. Eisenbarth, G. Huber, S. Krohn, R. M. Muñoz Horta, S. Reinhardt, D. Schwalm, A. Wolf und G. Gwinner: *Improved Test of Time Dilation in Special Relativity*. Physical Review Letters **91** (2003), 190403
- [25] G. Saathoff: *Experimental Test of Relativistic Time Dilation by Laser Spectroscopy of Fast Ions*. Dissertation, Universität Heidelberg (2002).
<http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/volltexte/2002/3072/pdf/diss-abgabe.pdf>
- [26] S. Reinhardt: *Measurement of Time Dilation by Laser Spectroscopy on Fast Stored Lithium Ions*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg (2005).
http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/volltexte/2005/5934/pdf/doktorarbeit_sreinhardt.pdf
- [27] S. Reinhardt, G. Saathoff, H. Buhr, L. A. Carlson, A. Wolf, D. Schwalm, S. Karpuk, C. Novotny, G. Huber, M. Zimmermann, R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hansch und G. Gwinner: *Test of relativistic time dilation with fast optical atomic clocks at different velocities*. Nature Physics **3** (2007), 861

-
- [28] G. Gwinner: *Experimental tests of time dilation in special relativity*. Modern Physics Letters A **20** (2005), 791
- [29] D. Mattingly: *Modern Tests of Lorentz Invariance*. Living Reviews in Relativity **8** (2005), 5
- [30] M. A. Hohensee, S. Chu, A. Peters und H. Müller: *Equivalence Principle and Gravitational Redshift*. Physical Review Letters **106** (2011), 151102
- [31] V. A. Kostelecký und N. Russell: *Data tables for Lorentz and CPT violation*. Reviews of Modern Physics **83** (2011), 11
- [32] V. A. Kostelecký und N. Russell: *Data Tables for Lorentz and CPT Violation* (2012). ArXiv:0801.0287v5 [hep-ph]
- [33] R. Klein, R. Grieser, L. Hoog, G. Huber, I. Kluft, P. Merz, T. Kühl, S. Schröder, M. Grieser, D. Habs, W. Petrich und D. Schwalm: *Measurement of the transverse Doppler shift using a stored relativistic ${}^7\text{Li}^+$ ion beam*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **342** (1992), 455
- [34] C. Novotny, B. Bernhardt, G. Ewald, C. Geppert, G. Gwinner, T. Hänsch, R. Holzwarth, G. Huber, S. Karpuk, H. J. Kluge, T. Kühl, W. Nörtershäuser, S. Reinhardt, G. Saathoff, D. Schwalm, T. Udem und A. Wolf: *Experimental test of special relativity by laser spectroscopy*. Hyperfine Interactions **171** (2006), 57
- [35] C. Novotny: *Towards a new test of time dilation: Laser spectroscopy on lithium ions stored at a velocity of 33.8 % of the speed of light*. Dissertation, Universität Mainz (2008).
<http://ubm.opus.hbz-nrw.de/volltexte/2008/1834/pdf/diss.pdf>
- [36] C. Novotny, G. Huber, S. Karpuk, S. Reinhardt, D. Bing, D. Schwalm, A. Wolf, B. Bernhardt, T. W. Hänsch, R. Holzwarth, G. Saathoff, T. Udem, W. Nörtershäuser, G. Ewald, C. Geppert, T. Kühl, T. Stöhlker und G. Gwinner: *Sub-Doppler laser spectroscopy on relativistic beams and tests of Lorentz invariance*. Physical Review D **80** (2009), 022107
- [37] B. Botermann, C. Novotny, D. Bing, C. Geppert, G. Gwinner, T. W. Hänsch, G. Huber, S. Karpuk, T. Kuehl, W. Noertershaeuser, S. Reinhardt, G. Saathoff, D. Schwalm, T. Stoehlker und A. Wolf: *Preparatory measurements for a test of time dilation in the ESR*. Canadian Journal of Physics **89** (2011), 85
- [38] G. N. Lewis und R. C. Tolman: *The Principle of Relativity, and Non-Newtonian Mechanics*. Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences **44** (1909), 709
- [39] M. Moriconi: *Special theory of relativity through the Doppler effect*. European Journal of Physics **27** (2006), 1409
- [40] A. Einstein: *Über die Möglichkeit einer neuen Prüfung des Relativitätsprinzips*. Annalen der Physik **328** (1907), 197

- [41] R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth und P. S. J. Russell: *Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy*. Physical Review Letters **85** (2000), 2264
- [42] T. Udem, R. Holzwarth und T. W. Hänsch: *Optical frequency metrology*. Nature **416** (2002), 233
- [43] E. K. Conklin: *Velocity of the Earth with Respect to the Cosmic Background Radiation*. Nature **222** (1969), 971
- [44] M. Kretzschmar: *Doppler spectroscopy on relativistic particle beams in the light of a test theory of special relativity*. Zeitschrift für Physik A **342** (1992), 463
- [45] V. A. Kostelecký und R. Potting: *CPT and Strings*. Nuclear Physics B **359** (1991), 545
- [46] V. A. Kostelecký und C. D. Lane: *Constraints on Lorentz violation from clock-comparison experiments*. Physical Review D **60** (1999), 116010
- [47] V. A. Kostelecký und M. Mewes: *Cosmological Constraints on Lorentz Violation in Electrodynamics*. Physical Review Letters **87** (2001), 251304
- [48] R. Bluhm: *Overview of the Standard Model Extension: Implications and Phenomenology of Lorentz Violation*. In J. Ehlers und C. Lämmerzahl (Herausgeber), *Special Relativity*, Band 702 of *Lecture Notes in Physics*. Springer Berlin / Heidelberg (2006), 191–226
- [49] D. Colladay und V. A. Kostelecký: *CPT violation and the standard model*. Physical Review D **55** (1997), 6760
- [50] D. Colladay und V. A. Kostelecký: *Lorentz-violating extension of the standard model*. Physical Review D **58** (1998), 116002
- [51] R. Jackiw und V. A. Kostelecký: *Radiatively Induced Lorentz and CPT Violation in Electrodynamics*. Physical Review Letters **82** (1999), 3572
- [52] S. M. Carroll, G. B. Field und R. Jackiw: *Limits on a Lorentz- and parity-violating modifications of electrodynamics*. Physical Review D **41** (1990), 1231
- [53] C. D. Carone, M. Sher und M. Vanderhaeghen: *New bounds on isotropic Lorentz violation*. Physical Review D **74** (2006), 077901
- [54] M. E. Tobar, P. Wolf, A. Fowler und J. G. Hartnett: *New methods of testing Lorentz violation in electrodynamics [siehe auch Erratum Phys. Rev. D 75, 049902(E) (2007)]*. Physical Review D **71** (2005), 025004
- [55] M. Hohensee, A. Glenday, C. H. Li, M. E. Tobar und P. Wolf: *Erratum: New methods of testing Lorentz violation in electrodynamics [siehe auch Phys. Rev. D 71, 025004 (2005)]*. Physical Review D **75** (2007), 049902

- [56] M. A. Hohensee, P. L. Stanwix, M. E. Tobar, S. R. Parker, D. F. Phillips und R. L. Walsworth: *Improved constraints on isotropic shift and anisotropies of the speed of light using rotating cryogenic sapphire oscillators*. Physical Review D **82** (2010), 076001
- [57] F. N. Baynes, A. N. Luiten und M. E. Tobar: *Testing Lorentz invariance using an odd-parity asymmetric optical resonator*. Physical Review D **84** (2011), 081101
- [58] E. Riis, A. G. Sinclair, O. Poulsen, G. W. F. Drake, W. R. C. Rowley und A. P. Levick: *Lamb shifts and hyperfine structure in ${}^6\text{Li}^+$ and ${}^7\text{Li}^+$: Theory and experiment*. Physical Review A **49** (1994), 207
- [59] G. W. Drake: *Theory of Relativistic Magnetic Dipole Transitions: Lifetime of the Metastable $2\ ^3S$ State of the Heliumlike Ions*. Physical Review A **3** (1971), 908
- [60] R. D. Knight und M. H. Prior: *Radiative lifetime of metastable $2\ ^3S_1\ \text{Li}^+$* . Physical Review A **21** (1980), 179
- [61] B. Wanner, R. Grimm, A. Gruber, D. Habs, H. J. Miesner, J. S. Nielsen und D. Schwalm: *Rapid adiabatic passage in laser cooling of fast stored ion beams*. Physical Review A **58** (1998), 2242
- [62] J. Kowalski, R. Neumann, S. Noehte, K. Scheffzek, H. Suhr und G. Putlitz: *Laser-microwave spectroscopy in the excited $1s2s\ ^3S_1$ and $1s2p\ ^3P$ hyperfine multiplets of helium-like ${}^{6,7}\text{Li}^+$* . Hyperfine Interactions **15** (1983), 159
- [63] H. Rong, S. Grafstrom, J. Kowalski, R. Neumann und G. Z. Putlitz: *A new precise value of the absolute $2\ ^3S_1, F=5/2 - 2\ ^3P_2, F=7/2$ transition frequency in ${}^7\text{Li}^+$* . European Physical Journal D **3** (1998), 217
- [64] R. Bacis und H. G. Berry: *High-resolution study of the $2s\ ^3S - 2p\ ^3P$ transition in ${}^{6,7}\text{Li}\ \text{II}$* . Physical Review A **10** (1974), 466
- [65] J. J. Clarke und W. A. v. Wijngaarden: *Hyperfine and fine-structure measurements of ${}^{6,7}\text{Li}^+\ 1s2s\ ^3S$ and $1s2p\ ^3P$ states*. Physical Review A **67** (2003), 012506
- [66] B. Fan, A. Lurio und D. Grischkowsky: *Doppler-Tuned Hyperfine Spectroscopy of the Lithium Ion*. Physical Review Letters **41** (1978), 1460
- [67] R. Bayer, J. Kowalski, R. Neumann, S. Noehte, H. Suhr, K. Winkler und G. zu Putlitz: *Dye laser saturation spectroscopy of the $2\ ^3S_1 - 2\ ^3P$ transition in ${}^{6,7}\text{Li}^+$ ions*. Zeitschrift für Physik A **292** (1979), 329
- [68] A. Müller: *Experimental cross sections for electron-impact ionization and electron-ion recombination*. Talk (2007). Research Coordination Meeting, IAEA CRP, Wien
- [69] B. Wolf (Herausgeber): *Handbook of Ion Sources*. CRC Press Inc. (1995)
- [70] H. Kojima, S. G. Whiteway und C. R. Masson: *Melting points of inorganic fluorides*. Canadian Journal of Chemistry **46** (1968), 2968

- [71] M. Geisler, J. Kieser, E. Rauchle und R. Wilhelm: *Elongated microwave electron cyclotron resonance heating plasma source*. Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films **8** (1990), 908
- [72] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung: Homepage (2012).
<http://www-inj.gsi.de/index.php?section=3&subsection=2>
- [73] G. I. Budker: *An effective method of damping particle oscillations in proton and antiproton storage rings*. Atomnaya Energiya **22** (1967), 438
- [74] G. I. Budker, Y. S. Derbenev, N. S. Dikanskii, V. I. Kudelainen, I. N. Meshkov, V. V. Parkhomchuk, D. V. Pestrikov, A. N. Skrinskii und B. N. Sukhina: *Experiments on Cooling by Electrons*. Atomnaya Energiya **40** (1976), 49
- [75] H. Poth: *Electron Cooling - Theory, Experiment, Application*. Physics Reports-Review Section of Physics Letters **196** (1990), 135
- [76] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung: Homepage (2012).
<http://www.gsi.de/beschleuniger/index.html>
- [77] P. Forck: *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. Joint University Accelerator School (2011).
http://www-bd.gsi.de/conf/juas/juas_script.pdf
- [78] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung: Homepage (2012).
<http://www-aix.gsi.de/~siscoord/gif/strehl16.gif>
- [79] B. Schlitt: *Schottky Mass Spectrometry at the Heavy Ion Storage Ring ESR*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1997)
- [80] D. Boussard: *Schottky Noise and Beam Transfer Function Diagnostics*. CERN Accelerator School (1993). [Http://cdsweb.cern.ch/record/254747/files/CERN-95-06.pdf](http://cdsweb.cern.ch/record/254747/files/CERN-95-06.pdf)
- [81] C. Brandau: *Messungen zur Photorekombination hochgeladener lithiumähnlicher Ionen*. Doktorarbeit, Universität Gießen (2000).
<http://geb.uni-giessen.de/geb/volltexte/2001/407/pdf/d010008.pdf>
- [82] B. Franzke: *The Heavy-Ion Storage and Cooler Ring Project Electron-Spin-Resonance at Gsi*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms **24-5** (1987), 18
- [83] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, B. Franzke und F. Nolden: *Electron cooling experiments at the ESR*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment **532** (2004), 357
- [84] Photon Engineering, FRED[®] Ray-Tracing-Software: Homepage (2012).
<http://www.photonengr.com/software/>

- [85] P. Seelig, S. Borneis, A. Dax, T. Engel, S. Faber, M. Gerlach, C. Holbrow, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, K. Meier, P. Merz, W. Quint, F. Schmitt, M. Tomaselli, L. Völker, H. Winter, M. Würtz, K. Beckert, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, M. Steck und T. Winkler: *Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogen-like $^{207}\text{Pb}^{81+}$ by Laser Excitation of a Bunched Ion Beam in the GSI Experimental Storage Ring*. Physical Review Letters **81** (1998), 4824
- [86] P. Seelig: *Laserspektroskopie der 1s-Hyperfeinstrukturaufspaltung an wasserstoffähnlichem $^{207}\text{Pb}^{81+}$* . Doktorarbeit, Universität Mainz (1999).
<http://archimed.uni-mainz.de/pub/2000/0067/diss.pdf>
- [87] Siemens PLM Software, SolidEdge®: Homepage (2012).
http://www.plm.automation.siemens.com/de_de/products/velocity/solidedge/
- [88] B. E. A. Saleh und M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, Zweite Auflage (2007)
- [89] D. Meschede: *Optik, Licht und Laser*. Teubner, Zweite Auflage (2005)
- [90] G. D. Boyd und D. A. Kleinman: *Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams*. Journal of Applied Physics **39** (1968), 3597
- [91] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer und H. G. Robinson: *Optical heterodyne saturation spectroscopy*. Applied Physics Letters **39** (1981), 680
- [92] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller und M. Zielonkowski: *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*. Review of Scientific Instruments **70** (1999), 242
- [93] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König und T. W. Hänsch: *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*. Optics Communications **117** (1995), 541
- [94] J. C. Lehmann: *Iodine, a Test Molecule in Modern Spectroscopy*. Contemporary Physics **19** (1978), 449
- [95] H. Knöckel, S. Kremser, B. Bodermann und E. Tiemann: *High precision measurements of hyperfine structures near 790 nm of I₂*. Zeitschrift für Physik D **37** (1996), 43
- [96] S. Reinhardt, B. Bernhardt, C. Geppert, R. Holzwarth, G. Huber, S. Karpuk, N. Miski-Oglu, W. Nörtershäuser, C. Novotny und T. Udem: *Absolute frequency measurements and comparisons in iodine at 735 nm and 772 nm*. Optics Communications **274** (2007), 354
- [97] C. S. Edwards, G. P. Barwood, P. Gill und W. R. C. Rowley: *A 633 nm iodine-stabilized diode-laser frequency standard*. Metrologia **36** (1999), 41
- [98] G. P. Barwood, P. Gill und W. R. C. Rowley: *Frequency Measurements on Optical-Narrowed Rb-Stabilized Laser-Diodes at 780 Nm and 795 Nm*. Applied Physics B-Photophysics and Laser Chemistry **53** (1991), 142

- [99] S. Bize, Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon und C. Salomon: *High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain*. Europhysics Letters **45** (1999), 558
- [100] A. Banerjee, D. Das und V. Natarajan: *Precise frequency measurements of atomic transitions by use of a Rb-stabilized resonator*. Optics Letters **28** (2003), 1579
- [101] A. Pelton: *The Cu-Li (Copper-Lithium) system*. Journal of Phase Equilibria **7** (1986), 142
- [102] G. Kramer, D. N. Ghosh, R. J. Helmcke und F. Spieweck: *Saturation Spectroscopy with Multiple-Frequency Excitation*. Applied Physics Letters **37** (1980), 354
- [103] C. D. Lane: *Probing Lorentz violation with Doppler-shift experiments*. Physical Review D **72** (2005), 016005
- [104] B. Altschul: *Limits on Lorentz Violation from Synchrotron and Inverse Compton Sources*. Physical Review Letters **96** (2006), 201101
- [105] B. Altschul: *Synchrotron and inverse Compton constraints on Lorentz violations for electrons*. Physical Review D **74** (2006), 083003
- [106] F. R. Klinkhamer und M. Risse: *Addendum: Ultrahigh-energy cosmic-ray bounds on nonbirefringent modified Maxwell theory*. Physical Review D **77** (2008), 117901
- [107] W. Pauli, L. Rosenfeld und V. Weisskopf: *Niels Bohr and the development of physics*. Pergamon Press, Erste Auflage (1955)
- [108] G. Lüders: *Proof of the TCP theorem*. Annals of Physics **2** (1957), 1
- [109] G. Lüders: *Proof of the TCP Theorem*. Annals of Physics **281** (2000), 1004
- [110] J. S. Bell: *Time Reversal in Field Theory*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **231** (1955), 479
- [111] O. W. Greenberg: *CPT Violation Implies Violation of Lorentz Invariance*. Physical Review Letters **89** (2002), 231602
- [112] M. Chaichian, A. D. Dolgov, V. A. Novikov und A. Tureanu: *CPT violation does not lead to violation of Lorentz invariance and vice versa*. Physics Letters B **699** (2011), 177
- [113] M. Chaichian, A. D. Dolgov, V. A. Novikov und A. Tureanu: *CPT violation does not lead to violation of Lorentz invariance and vice versa* (2011). ArXiv:1103.0168v1 [hep-th]
- [114] J. Kowalski, R. Neumann, S. Nochte, H. Suhr, G. zu Putlitz und R. Herman: *Triplet-singlet interaction in the $1s\ 2s\ ^3S_1$ hyperfine splitting of he-like Li^+* . Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **313** (1983), 147

Teile dieser Arbeit sind auch als Proceedings zur PSAS 2010 Konferenz im Canadian Journal of Physics erschienen [37].