Untersuchungen der Hyperfeinstruktur optischer Übergänge in den Spektren von einfach geladenen Xenon- und Eisenionen

Dissertation

zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat)

dem
Fachbereich Physik
der
Philipps–Universität Marburg

vorgelegt von
Burkhard Wiegand
aus Marburg

Marburg/Lahn 2001

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität
Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am: 27.09.2001
Tag der mündlichen Prüfung am: 20.12.2001
Berichterstatter: Prof. Dr. H. Hühnermann
Mitberichterstatter: PD Dr. habil. H. J. Jänsch

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

2 Theoretische Grundlagen zur Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung **6**

2.1 Die Haupteffekte der Hyperfeinstruktur 6

2.1.1 Die magnetische Dipolwechselwirkung 6

2.1.2 Die elektrische Quadrupolwechselwirkung 7

2.1.3 Die Hyperfeinstruktur-Anomalie 9

2.1.4 Zusammenfassung der Hyperfeinstruktur-Haupteffekte 10

2.2 Die Isotopieverschiebung 10

2.2.1 Der Masseneffekt der Isotopieverschiebung 11

2.2.2 Der Feldeffekt der Isotopieverschiebung 13

2.2.3 Der King-Formalismus 14

3 Kollineare Laserspektroskopie **15**

3.1 Das Meßprinzip 15

3.2 Massentrenner und Vakuumsystem 20

3.3 Die Ionenquelle 22

3.4 Die Laserapparatur 26

3.5 Die elektronische Nachweis- und Regelapparatur 28

3.6 Der Ablauf einer Messung 30

4 Auswertung und Ergebnisse der CLIBS-Messungen **33**

4.1 Auswahl geeigneter optischer Übergänge 33

4.2 Auswertung und Ergebnisse der Experimente im Spektrum von XeII . 36

4.3 Experimente im Spektrum von FeII 47

5 Zusammenfassung und Ausblick **51**

A Anhang **53**

A.1 Linienstärken und Multiplikatoren für die HFS der Übergangslinien 659.5 nm, 680.57 nm und 699.09 nm von XeII 53

A.2 Hyperfeinstruktur des Isotops ^{131}Xe in der Linie 680.57 nm 55

A.3 CLIBS-Testmessungen mit einem Bariumionenstrahl 57

Literaturverzeichnis **60**

Abbildungsverzeichnis **65**

Tabellenverzeichnis **66**

Danksagung **67**

1 Einleitung

Die Messung von Hyperfeinstrukturaufspaltung (HFS) und Isotopieverschiebung (ISV) von Atomen oder Ionen mit Hilfe optischer Spektroskopie dient zur Ermittelung von kern- und atomphysikalischen Daten, wie Kernspin I, Kernmomenten (Dipol-, Quadrupol- und Momente höherer Ordnung) und HFS-Aufspaltungsfaktoren. Die Kenntnis dieser Daten kann ihre Anwendung u. a. in der Astronomie bei der Observation von Sternspektren finden.

In einer Arbeit von 1993 weist Hühnermann [HU1993] auf Ungenauigkeiten und Fehlinterpretationen hin, die durch Nichtbeachtung von HFS und ISV bei der Beobachtung von Sternspektren entstehen können. Ein grundsätzliches Problem solcher Beobachtung der Spektrallinien von Sternen ist deren starke Dopplerverbreiterung aufgrund der hohen Temperaturen (10000 K) auf einem Stern, wodurch Schwierigkeiten bei der Angabe relativer Häufigkeiten von Elementen und deren Isotopen wegen Selbstabsorption und schlechter Auflösung von HFS und ISV auftreten. Als erstes Beispiel wird in dieser Arbeit von Hühnermann die Aufnahme einer Lyman-α-Absorptionslinie (Wasserstoff) des interstellaren Gases gezeigt, bei der die ISV der Isotope Wasserstoff und Deuterium gut zu sehen ist. Bei schlechter Auflösung der Meßapparatur und Nichtbeachtung der ISV würde man die Verschiebung des Linienschwerpunktes als Dopplerverschiebung mißverstehen und deshalb die Relativgeschwindigkeiten interstellarer Objekte falsch bestimmen. Als zweites Beispiel sei die Möglichkeit genannt, aus der Linienbreite die Temperatur eines Sterns zu bestimmen. Täte man dies bei einer Linie mit HFS-Aufspaltung ohne diese zu beachten, so errechnete man in der Regel falsche Temperaturen, da die Linienbreite sich aus einer Faltung der HFS-Kurvenstruktur mit einer Gaußschen Glockenkurve ergibt. Ein drittes Beispiel ist die Häufigkeitsbestimmung von Isotopen oder Elementen in Sternen anhand der Intensitäten von Spektrallinien wiederum bezogen auf die Aufnahme einer Lyman-α-Absorptionslinie (Wasserstoff) des interstellaren Gases. So ergibt sich aus der Aufnahme ein Intensitätsverhältnis der Absorptionslinien von etwa 1:7, obwohl Deuterium und Wasserstoff tatsächlich im Verhältnis von etwa 1:6667 in der Natur vorkommen.

Absorptionslinien von Eisen sind im Spektrum sonnenähnlicher Sterne oft gut nachzuweisen und werden daher als Referenzlinien zur Häufigkeitsbestimmung auch von

schwereren Elementen herangezogen. Es fehlt aber noch viel an Daten über HFS und ISV von Eisen, was teils an meßtechnischen Schwierigkeiten und teils an der Vielzahl der zu vermessenden Linien liegt. Das eigentliche Ziel dieser Arbeit soll sein, Messungen der HFS und ISV an einfach geladenen Eisenionen mittels **C**ollinear **L**aser **I**on **B**eam **S**pectroscopy (CLIBS) vorzubereiten und mit hoher Genauigkeit durchzuführen. Das Spektrum von Eisenatomen (FeI) und Eisenionen (FeII) erstreckt sich vom ultravioletten bis in den infraroten Spektralbereich und hat etwa 10000 Linien. Daten über HFS und ISV an Eisenatomen sind bis jetzt nur bekannt aus den Arbeiten von W. Ertmer et al. [EJD1980], [EJD1986], [DEM1980] und J. A. R. Griffith et al. [BCG1997]. Darüberhinaus existieren auch Veröffentlichungen über Lebensdauermessungen angeregter Zustände von Eisenionen [LLS1999], [SSK1999] und Besetzungsdichten metastabiler Zustände von Eisenatomen und Ionen in Plasmen [LSK1998], die mit speziellen Hohlkathoden oder Lasern zustande gebracht werden. Metastabile Zustände können nicht mittels elektrischer Dipolübergänge in tieferliegende Zustände fallen aufgrund gleicher Parität ihrer Wellenfunktionen oder, falls ungleiche Parität vorliegt, wegen Drehimpulsauswahlregeln. Die Lebensdauer eines metastabilen Zustandes sollte größer sein als die Flugzeit der Atome oder Ionen von der Quelle zum Ort der Laseranregung, damit sie für CLIBS-Messungen geeignet sind, denn nur in ganz seltenen Fällen sind Laseranregungen aus einem Grundzustand möglich. Astrophysikalisch interessante Übergänge von Eisenionen, die auch mit dem zur Verfügung stehenden Farbstofflaser angeregt werden können, liegen im blaugrünen (492 nm–517 nm), orange-roten (599 nm–652 nm) und im tiefroten Spektralbereich (717 nm–784 nm). Die metastabilen Niveaus dieser Übergänge im Spektrum von FeII sind im Bereich von 23000 cm^{-1} bis 32000 cm^{-1} zu finden.

Von entscheidender Bedeutung ist in diesen Zusammenhängen die Wahl der Ionenquelle, da die metastabilen Niveaus ausreichend bevölkert werden müssen. Das ist mit den bisher in unserer Arbeitsgruppe verwendeten thermischen Oberflächenquellen nicht mehr zu realisieren, daher wurde für diese Messungen eine Hohlkathodenquelle nach Sidenius [SID1965] entwickelt. Sie sollte Messungen an höherliegenden Niveaus im Spektrum des einfach ionisierten Eisens ermöglichen. Aus zwei Gründen wurde die Quelle mit dem Edelgas Xenon getestet. Zum ersten umgeht man die Schwierigkeiten, die mit dem Verdampfen oder Sputtern von Eisen einhergehen, zum zweiten liegen die metastabilen Niveaus von Xenon in einem extrem hohen

Energiebereich. Aus einer Energieniveau-Tabelle für Xenonionen (XeII) nach Hansen und Persson [HP1987] lassen sich vier metastabile Zustände im Bereich von 95000 cm^{-1} bis 115000 cm^{-1} finden, die für CLIBS-Messungen in Frage kommen und für die zum Teil noch keine Daten über Hyperfeinstrukturaufspaltung vorliegen. Die Parität der Wellenfunktion dieser Metastabilen ist zwar verschieden von den beiden am tiefsten liegenden Grundzuständen, aber die Drehimpulsquantenzahl J der Metastabilen differiert um mehr als eins von diesen. Die ersten HFS-Messungen mit CLIBS bzw. Radiofrequenz an einem schnellen Ionenstrahl im Spektrum von XeII sind u.a. von Hühnermann et al. [MHW1977] und Silverans et al. [BBS1981] bzw. Rosner et al. [RGH1978] am Übergang $5d\ ^4D_{7/2} \rightarrow 6p\ ^4P_{5/2}$ (605.1nm) durchgeführt worden.

2 Theoretische Grundlagen zur Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung

Die Hyperfeinstruktur (HFS) von Spektrallinien beruht auf der Wechselwirkung von Atomkern und Elektronenhülle. Der wesentliche Unterschied zwischen Feinstruktur (FS) und HFS liegt darin, daß die FS die Wechselwirkung der Elektronen untereinander sowie der Elektronenspins mit den den Bahndrehimpulsen der Elektronen beschreibt. Als Weiterführung der Modellvorstellung eines punktförmigen Atomkerns mit Kernladungszahl Z und unendlich großer Masse, wie sie zur Beschreibung der Feinstruktur dient, wird der Atomkern als ein Gebilde mit endlicher Ausdehnung (zusätzliche elektromagnetische Multipole) und eigenem Drehimpuls (Kernspin $\vec{I}$) aufgefaßt. Kernspin und Drehimpuls ($\vec{J}$) der Elektronenhülle koppeln zum Gesamtdrehimpuls ($\vec{F}$) der Hyperfeinstruktur, wodurch eine weitere Aufspaltung der FS entsteht. Die Verschiebung der Energieniveaus durch die HFS ist etwa 100–1000 mal kleiner als durch die Feinstruktur. Ein weiterer Effekt, der ähnlich groß wie die HFS ist, wird durch die Isotopieverschiebung (ISV) beschrieben. Kerne mit gleicher Ladungszahl, aber unterschiedlicher Neutronenzahl haben aufgrund der geänderten Ladungsverteilung im Kern ein leicht verändertes elektrostatisches Kernpotential und eine andere Masse, die bei der Schwerpunktsbewegung von Kern und Elektronenhülle zu berücksichtigen ist. Dadurch werden die FS-Energieniveaus verschiedener Isotope leicht verschoben. Im folgenden werden die Haupteffekte der HFS und der ISV, die innerhalb des Auflösungsvermögens von CLIBS liegen, näher beschrieben.

2.1 Die Haupteffekte der Hyperfeinstruktur

2.1.1 Die magnetische Dipolwechselwirkung

Die Drehimpulse eines Kerns ($\vec{I}$) und der dazugehörigen Elektronenhülle ($\vec{J}$) richten sich gegenseitig aus, was durch die Wechselwirkung des magnetischen Momentes eines Kerns $\vec{\mu}_I$ mit dem Magnetfeld $\vec{B}_o$ am Kernort, induziert durch die Elektronenhülle, geschieht. Es findet ähnlich wie bei der Russel-Saunders-Kopplung der Bahn- und Spindrehimpulse ($\vec{L}, \vec{S}$) zum Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ der Feinstruktur eine

Kopplung zwischen zwischen $\vec{I}$ und $\vec{J}$ zum Gesamtdrehimpuls $\vec{F}$ statt. Der Hamiltonoperator dieser Wechselwirkung lautet [MAK1985]:

$$H_{Dipol} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_o \tag{2.1}$$

Zwischen Kerndipolmoment $\vec{\mu}_I$ und Kerndrehimpuls $\vec{I}$ sowie zwischen Magnetfeld $\vec{B}_o$ und Drehimpuls $\vec{J}$ bestehen folgende Beziehungen:

$$\vec{\mu}_I = g_k \mu_k \frac{\vec{I}}{\hbar} = \mu_I \mu_k \frac{\vec{I}}{\hbar |\vec{I}|}, \text{ wobei } g_k = \frac{\mu_I}{|\vec{I}|} \text{ und } \vec{B}_o = B_o \frac{\vec{J}}{\hbar |\vec{J}|} \tag{2.2}$$

Dabei ist g_k der Kern-g-Faktor und $\mu_k = \frac{e\ \hbar}{2\ m_p}$ das Kernmagneton (m_p ist die Protonenmasse). Durch Einsetzen von $\vec{\mu}_I$ und $\vec{B}_o$ in 2.1 ergibt sich für den Hamiltonoperator:

$$H_{Dipol} = -\frac{\mu_I \mu_k B_o}{\hbar^2 |\vec{I}||\vec{J}|} \vec{I} \cdot \vec{J} \tag{2.3}$$

Zur Berechnung des Erwartungswertes der Energie E_{Dipol}, das ist die Energie, um welche die HFS-Terme gegenüber dem zugehörigen FS-Term verschoben sind, wird der Operator $\vec{I} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2}(\vec{F}^2 - \vec{I}^2 - \vec{J}^2)$ ersetzt durch die jeweiligen Eigenwerte von $\vec{F}^2, \vec{I}^2, \vec{J}^2$ nämlich $\hbar^2 F(F+1)$ bzw. $\hbar^2 I(I+1)$ bzw. $\hbar^2 J(J+1)$:

$$E_{Dipol} = \frac{A}{2}(F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)), \text{ wobei } A = -\frac{\mu_I \mu_k B_o}{|\vec{I}||\vec{J}|} \tag{2.4}$$

Für die Drehimpulse F gilt weiter $|I - J| \leq F \leq I + J$, d. h. F hat $2I + 1$ oder $2J + 1$ Werte, je nach dem, ob $J \geq I$ bzw. $I \geq J$ ist. Die Terme sind $(2F + 1)$-fach entartet, was sich bei der Intensität der Übergänge bemerkbar macht. Für den relativen Abstand zweier HFS-Energieniveaus gibt es eine Intervallregel:

$$\Delta E_{Dipol} = E_{Dipol,F+1} - E_{Dipol,F} = A(F+1) \tag{2.5}$$

Daher rührt der historische Name des A-Faktors, nämlich Intervallfaktor. So sorgen Entartung und Intervallregel für ein charakteristisches Muster von HFS-Spektren, was die Lage der HFS-Komponenten und der Intensitäten angeht.

2.1.2 Die elektrische Quadrupolwechselwirkung

Für Atome mit Kerndrehimpuls $I \geq 1$ treten in der Regel Abweichungen von der Intervallregel auf, die auf der elektrostatischen Quadrupolwechselwirkung des Kerns

mit der Elektronenhülle beruhen. Das heißt, daß die Ladungsverteilung dieser Kerne und somit auch ihr Potential merkliche Abweichungen von der Radialsymmetrie aufzeigt. Die elektrostatische Wechselwirkung H_{el} zwischen einem Proton am Ort $\vec{r}_p$ und einem Elektron am Ort $\vec{r}_e$ berechnet sich zu [WO1989]:

$$H_{el} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o|\vec{r}_e - \vec{r}_p|} \tag{2.6}$$

Für $|\vec{r}_e| > |\vec{r}_p|$ kann die obige Gleichung in eine Reihe von Potenzen von r_p/r_e entwickelt werden (Multipolentwicklung), dabei wird ignoriert, daß eine endlich große Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen innerhalb des Kernvolumens existiert und für 2.6 folgt dann:

$$\begin{aligned} H_{el} &= -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_e^2 + r_p^2 - 2r_e r_p \cos\vartheta_{ep}}} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o} \cdot \sum_k \frac{r_p^k}{r_e^{k+1}} P_k(cos\vartheta_{ep}) \\ &= -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o} \cdot \{\frac{1}{r_e} - \frac{r_p}{r_e^2} P_1(\cos\vartheta_{ep}) - \frac{r_p^2}{r_e^3} P_2(\cos\vartheta_{ep}) \cdots\} \end{aligned} \tag{2.7}$$

Dabei ist ϑ_{ep} der Winkel zwischen $\vec{r}_e$ und $\vec{r}_p$ und $P_k(\cos\vartheta)$ sind die Legendre-Polynome. Der erste Term $(1/r_e)$ von 2.7 repräsentiert die Zentralfeldwechselwirkung, die noch über alle Protonen und Elektronen aufsummiert werden muß. Der zweite bzw. dritte Term stellen die elektrische Dipol- bzw. Quadrupolwechselwirkung dar. Für eine weitere Separation in Kern- und Elektronenkoordinaten ist ein Additionstheorem für Kugelflächenfunktionen $Y_k^q(\vartheta, \phi)$ nötig:

$$P_k(\cos\vartheta_{ep}) = \frac{4\pi}{2k+1} \sum_{q=-k}^{+k} (-1)^q Y_k^{-q}(\vartheta_p, \phi_p) Y_k^q(\vartheta_e, \phi_e) \tag{2.8}$$

Mit Hilfe von 2.8 kann der Quadrupolterm von 2.7 geschrieben werden als Produkt zweier Tensoren 2. Stufe, je einen für den Kern $Q_2^{-q}(\vartheta_p, \phi_p)$ und die Elektronenhülle $F_2^q(\vartheta_e, \phi_e)$:

$$\begin{aligned} &\sum_{q=-k}^{q=k} (-1)^{-q} \{\sqrt{\frac{4\pi}{5}} \frac{e^2 r_p^2}{4\pi\epsilon_o} Y_2^{-q}(\vartheta_p, \phi_p)\} \{\sqrt{\frac{4\pi}{5}} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_o r_e^3} Y_2^q(\vartheta_e, \phi_e)\} \\ &\qquad = \sum_{q=-k}^{q=k} (-1)^{-q} Q_2^{-q}(\vartheta_p, \phi_p) \cdot F_2^q(\vartheta_e, \phi_e) \end{aligned} \tag{2.9}$$

Für den Fall der IJ-Kopplung nimmt man die Richtung von I als Hauptachse des Kernquadrupoltensors und berechnet dessen Erwartungswert Q für den Zustand

$|II\rangle = |I, M_I = I\rangle$ und summiert über alle i Protonen:

$$Q = \frac{2}{e}\langle II|\sum_i Q_2^o(\vartheta_p, \phi_p)|II\rangle = \langle II|\sum_i r_{p,i}^2(3\cos^2\vartheta_{p,i} - 1)|II\rangle \tag{2.10}$$

Dabei verschwindet das Kerndipolmoment, es ist nur für Zustände mit verschiedener Parität von Null verschieden. In gleicher Weise wird nun mit dem Feldgradienten F, der durch die Elektronenhülle (Index i für die Anzahl der Elektronen) am Kernort erzeugt wird, verfahren:

$$\begin{aligned} F = \frac{1}{e}\langle JJ|\frac{\partial^2 V_e}{\partial z^2}|JJ\rangle &= \frac{2}{e}\langle JJ|\sum_i F_2^o(\vartheta_{e,i}, \phi_{e,i})|JJ\rangle \\ &= -\langle JJ|\sum_i \frac{3\cos^2\vartheta_{e,i} - 1}{4\pi\epsilon_o r_{e,i}^3}|JJ\rangle \end{aligned} \tag{2.11}$$

Damit folgt bei Multiplikation der Tensoren für den Quadrupol-Operator H_Q ein Ausdruck, der nur noch von I und J abhängt:

$$H_Q = eQ\langle\frac{\partial^2 V_e}{\partial z^2}\rangle\frac{3(\vec{I}\cdot\vec{J})^2 + \frac{3}{2}\vec{I}\cdot\vec{J} - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \tag{2.12}$$

Mit Störungsrechnung 1. Ordnung folgt dann die Verschiebung der Energieniveaus um E_Q:

$$\begin{aligned} E_Q &= \langle IJFM_F|H_Q|IJFM_F\rangle \\ &= \frac{B}{4}\frac{\frac{3}{2}C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}; I \geq 1 \text{ und } J \geq 1 \end{aligned} \tag{2.13}$$

Dabei ist $C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$ und $B = eQ\langle\frac{\partial^2 V_e}{\partial z^2}\rangle$ ist der sogenannte B-Faktor, der für Abweichungen in der Intervallregel sorgt, allerdings nur bei Kernen, deren Drehimpuls $I \geq 1$ ist und deren Elektronenraumladung nicht sphärisch symmetrisch (S-Terme der Feinstruktur) ist . Der B-Faktor läßt sich auch wie der A-Faktor aus gemessenen HFS-Spektren bestimmen.

2.1.3 Die Hyperfeinstruktur-Anomalie

Die A-Faktoren A_j anderer Isotope eines Elementes lassen sich sich bestimmen, falls μ_i, μ_j, I_i und I_j bekannt sind. Das Verhältnis zweier A-Faktoren der Isotope i bzw. j eines Elementes ist gleich dem Verhältnis der Kern-g-Faktoren:

$$\frac{A_i}{A_j} = \frac{\mu_{I,i}}{I_i}\cdot\frac{I_j}{\mu_{I,j}} = \frac{g_{I,i}}{g_{I,j}} \tag{2.14}$$

Treten bei Messungen Abweichungen auf, so spricht man von HFS-Anomalie. Diese beruht im wesentlichen auf der endlich großen Verteilung der Kernmagnetisierung (Bohr-Weisskopf-Effekt [BW1950]) und räumlichen Kernladungsverteilung (Breit-Rosenthal-Crawford-Schawlow-Effekt [BR1932, CS1949]). Sind jetzt die Kerndipolmomente $\mu_{I,i}$ und $\mu_{I,j}$ aus anderen Meßverfahren bekannt, bei denen die Verteilung der Kernmagnetisierung keine Rolle spielt, kann man die differentielle HFS-Anomalie $\Delta_{i,j}$ zweier Isotope bestimmen:

$$\frac{A_i}{A_j} = \frac{\mu_{I,i}}{I_i} \cdot \frac{I_j}{\mu_{I,j}} \cdot (1 + \Delta_{i,j}) \tag{2.15}$$

Diese Abweichung ist in der Regel um einen Faktor 10^3 kleiner als die A-Faktoren selbst, entsprechend präzise muß die Messung sein. Der Effekt sei hier nur der Vollständigkeit wegen erwähnt, er ist bei den Messungen dieser Arbeit nicht festzustellen.

2.1.4 Zusammenfassung der Hyperfeinstruktur-Haupteffekte

Unter Vernachlässigung der eben beschriebenen HFS-Anomalie ergeben sich insgesamt für die Energieverschiebung E_{HFS} der FS-Niveaus durch die magnetische Dipol- und elektrostatische Quadrupolwechselwirkung:

$$\begin{aligned} E_{HFS} &= E_{Dipol}(I,J,F) + E_Q(I,J,F) \\ &= \frac{C}{2}A + \frac{B}{4}\frac{\frac{3}{2}C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \end{aligned} \tag{2.16}$$

Dabei haben FS-Terme mit $J > 0$ und $I > 0$ $(2I+1)$ bzw. $(2J+1)$ HFS-Niveaus, je nach dem, ob $J \geq I$ bzw. $I \geq J$. Die Auswahlregeln für Dipolübergänge zweier FS-Terme (o, u) mit HFS-Aufspaltung lauten $\Delta F = 0, \pm 1$, außer $F_o = 0 \rightarrow F_u = 0$. Für die eigentliche HFS-Aufspaltung eines FS-Terms sorgt die magnetische Dipolwechselwirkung, während die Quadrupolwechselwirkung eine Verschiebung der HFS-Terme bewirkt, die unter Umständen zu einer Umkehr in der Abfolge der HFS-Terme führen kann.

2.2 Die Isotopieverschiebung

Die Isotopieverschiebung soll hier nur als grundlegender Effekt angesprochen werden, da der Schwerpunkt dieser Arbeit in der Messung von HFS-Strukturen liegt. In

Abhängigkeit von der Neutronenanzahl eines Kerns erfolgt eine Verschiebung der FS-Terme, die durch zwei Effekte beschrieben werden kann:

- Masseneffekt
  Er kommt durch die Verschiebung des Schwerpunktes im System Kern-Elektronenhülle bei Änderung der Neutronenanzahl und somit der Kernmasse zustande. Bei leichten Elementen wie Wasserstoff und Deuterium fällt dieser Effekt groß aus, er wird mit zunehmender Masse der Elemente kleiner.

- Feldeffekt
  Die Ladungsverteilung eines Kerns ändert sich bei Änderung der Neutronenanzahl und führt somit zu Unterschieden in Potentialen von Isotopen, so daß FS-Terme verschoben werden.

Besonders einfach ist die ISV an FS-Termen ohne HFS-Aufspaltung zu messen, andernfalls ist der Linienschwerpunkt bei der gemessenen HFS-Struktur zu ermitteln, was aber durch schwankende Intensitäten der einzelnen Komponenten erschwert wird.

2.2.1 Der Masseneffekt der Isotopieverschiebung

Zur Betrachtung des Masseneffektes der ISV wird der Operator für die kinetische Energie herangezogen [WO1989]:

$$T = \frac{p_n^2}{2m_n} + \sum_i \frac{p_i^2}{2m_e} \tag{2.17}$$

Dabei ist p_n, m_n: Impuls bzw. Masse des Kerns

p_i, m_e: Impuls bzw. Masse des i-ten Elektrons.

Mit Hilfe der Impulserhaltung für ein stationäres Atom oder Ion ($p_n = -\sum_i p_i$) und der reduzierten Masse $\mu = \frac{m_n m_e}{m_e + m_n}$ folgt für Gleichung 2.17:

$$T = \frac{\sum_i p_i^2}{2m_n} + \frac{\sum_i p_i^2}{2m_e} + \frac{\sum_{i>j} p_i p_j}{m_n} = \frac{\sum_i p_i^2}{2\mu} + \frac{\sum_{i>j} p_i p_j}{m_n} \tag{2.18}$$

Dabei stellt der erste Term von Gleichung 2.18 den normalen Masseneffekt (NME) dar, während der zweite den spezifischen Masseneffekt (SME) beschreibt.

Betrachtet wird zunächst nur der NME, der das Energieniveau E_{m_n} für einen Kern der Masse m_n gegenüber einem unendlich schweren Kern mit Energie E_∞ verschiebt. Für E_{m_n} gilt:

$$E_{m_n} = E_\infty \frac{m_n}{m_n + m_e} = E_\infty \frac{\mu}{m_e} \tag{2.19}$$

Für die Differenz ΔE zwischen E_{m_n} und E_∞ folgt dann:

$$\Delta E_{NME} = E_{m_n} - E_\infty = -E_\infty \frac{m_e}{m_n + m_e} \tag{2.20}$$

Bei einer Messung selbst ist aber nur die differentielle Verschiebung $\delta(\Delta E)$ zweier Isotope der Massen m_n bzw. $m_n^{'}$ zu sehen:

$$\begin{aligned} \delta(\Delta E_{NME}) &= -E_\infty m_e \{\frac{1}{m_n + m_e} - \frac{1}{m_n^{'} + m_e}\} \\ &= -E_\infty m_e \frac{m_n^{'} - m_n}{m_n m_n^{'} + m_e^2 + m_n m_e + m_n^{'} m_e} \\ &\simeq -E_\infty m_e \frac{\delta m_n}{m_n m_n^{'}} \end{aligned} \tag{2.21}$$

In Frequenzen ν bzw. Wellenzahlen σ ausgedrückt heißt das für Gleichung 2.21:

$$\begin{aligned} \delta(\Delta \nu_{NME}) &\simeq -\nu_\infty m_e \frac{\delta m_n}{m_n m_n^{'}} \quad \text{bzw.} \\ \delta(\Delta \sigma_{NME}) &\simeq -\sigma_\infty m_e \frac{\delta m_n}{m_n m_n^{'}} \quad \text{mit } \delta m_n = m_n^{'} - m_n \end{aligned} \tag{2.22}$$

Der zweite Term von Gleichung 2.18, der spezifische Masseneffekt (SME), ist schwieriger zu berechnen, da er die Wechselwirkung der Elektronen untereinander beschreibt. Dazu ist es nötig, die Wellenfunktionen zu kennen, was bei Kernen mit mehreren Elektronen nur noch durch aufwendige numerische Verfahren möglich ist. Der Operator des SME berechnet sich zu:

$$\frac{1}{m_n} \sum_{i>j} p_i p_j = -\frac{\hbar^2}{m_n} \sum_{i>j} \nabla_i \nabla_j \tag{2.23}$$

Mit Hilfe von Störungsrechnung kann man in erster Näherung die Energieverschiebung ΔE_{SME} gegenüber der Referenz E_∞ angeben:

$$\Delta E_{SME} = -\frac{\hbar^2}{m_n} \sum_{i>j} \int\int\int \psi^* \nabla_i \nabla_j \psi dx dy dz \tag{2.24}$$

Dabei ist ψ die Wellenfunktion der Elektronenhülle eines Kerns, die nur in einfachen Fällen, für wasserstoffähnliche Atome etwa, analytisch berechnet werden kann.

2.2.2 Der Feldeffekt der Isotopieverschiebung

Der Feldeffekt (FE) gibt Auskunft über die Ladungsverteilung im Atomkern. Insbesondere Terme mit s-Elektronen zeigen den FE relativ deutlich, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit dieser Elektronen im Kern größer als Null ist. In erster Näherung berechnet sich der Erwartungswert ΔE_{FE} aus der Differenz der elektrostatischen potentiellen Energie eines Kerns mit endlicher Ausdehnung ($V(r)$) und eines punktförmigen Kerns ($V_o(r)$):

$$\Delta E_{FE} = \int_0^{r_k} \psi^* \{V(r) - V_o(r)\} \psi 4\pi r^2 dr \tag{2.25}$$

Dabei sind mit r_k der Kernradius, mit ψ die Wellenfunktion der Elektronen und im folgenden mit $\Delta V(r) = V(r) - V_o(r)$ gemeint. Denn auch hier ist nur die Differenz der Feldeffekte $\delta\Delta E_{FE,MM'}$ zweier Isotope eines Elementes einer Messung direkt zugänglich [WO1989, KI1984, KU1969]:

$$\begin{aligned}
\delta\Delta E_{FE,m_n m_n'} &= \int_0^{r_k} \psi^* \delta\Delta V(r) \psi 4\pi r^2 dr \\
&\simeq |\psi(0)|^2 \int_0^{r_k} \delta\Delta V(r) 4\pi r^2 dr \\
&\simeq \frac{\pi a_o^3}{Z} |\psi(0)|^2 f(Z) \lambda(m_n, m_n^{'}) \\
&\simeq E \cdot f(Z) \cdot \lambda(m_n, m_n^{'}) \\
&\simeq F \cdot \lambda(m_n, m_n^{'})
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Dabei ist $E = \frac{\pi a_o^3}{Z} |\psi(0)|^2$ ein Faktor, der die Elektronenhülle beschreibt mit dem Bohrschen Radius a_o, der Wellenfunktion am Kernort $\psi(0)$ und dem relativistischen Korrekturfaktor $f(Z)$ sowie Z der Kernladung. Der Faktor $\lambda(m_n, m_n^{'})$ beschreibt die Eigenschaften eines Kerns und läßt sich in eine Reihe von $\delta\langle r^2\rangle$, der Änderung des Quadrats des mittleren Kernradius, entwickeln [KI1984, SE1969]:

$$\lambda(m_n, m_n^{'}) = \delta\langle r^2\rangle + \frac{C_2}{C_1}\delta\langle r^4\rangle + \frac{C_3}{C_1}\delta\langle r^6\rangle + \cdots \tag{2.27}$$

Den wesentlichen Beitrag liefert schon der Term $\delta\langle r^2\rangle$, d. h. die Änderung der Kernladungsverteilung ist proportional zu diesem. Das Verhältnis von $\frac{C_i}{C_1}$, i =1, ..., n ist in der Regel kleiner als 0.01.

2.2.3 Der King-Formalismus

Zur Separation von Massen- und Feldeffekt (M_i bzw. F_i) der ISV kann der sogenannte King-Formalismus herangezogen werden. Dabei kann man die gesamte ISV $\Delta \mathrm{E}_i(\mathrm{m}_n, \mathrm{m}_n^{'})$ zweier Isotope mit den Massen m_n, $\mathrm{m}_n^{'}$ einer Spektrallinie (Index i) so darstellen [KI1984, KU1969]:

$$\Delta E_i(m_n, m_n^{'}) = M_i \frac{m_n - m_n^{'}}{m_n m_n^{'}} + F_i \lambda(m_n, m_n^{'}) \tag{2.28}$$

Für eine zweite Spektrallinie j mit dem gleichen Isotopenpaar $m_n, m_n^{'}$ ergibt sich dann weiter:

$$\Delta E_i(m_n, m_n^{'}) = \Delta E_j(m_n, m_n^{'}) \frac{F_i}{F_j} + \frac{m_n - m_n^{'}}{m_n m_n^{'}} \cdot (M_i - M_j \frac{F_i}{F_j}) \tag{2.29}$$

Trägt man nun für alle möglichen Paare von Isotopen, die durch den Faktor $\frac{m_n - m_n^{'}}{m_n m_n^{'}}$ dividierten gemessenen Isotopieverschiebungen $\Delta E_{i,j}(m_n, m_n^{'})$ gegeneinander auf, so ergibt sich eine Gerade, aus deren Steigung man das Verhältnis der Feldeffekte (F_i/F_j) sowie aus deren Ordinatenabschnitt man die Differenz der Masseneffekte $(M_i - M_j \frac{F_i}{F_j})$ zweier Übergänge ermitteln kann.

3 Kollineare Laserspektroskopie

In den folgenden Abschnitten werden das Meßprinzip der **C**ollinear **L**aser **I**on **B**eam **S**pectroscopy (CLIBS), der Versuchsaufbau und der Ablauf einer Messung beschrieben. Die Vorteile von CLIBS sind das hohe Auflösungsvermögen bei der Messung von HFS und ISV optischer Spektren durch induzierte Fluoreszenz mit Single-Mode Laserlicht. Im Vergleich dazu sind Messungen mit Fabry-Perot-Interferometern, bei denen das Licht einer Entladung in einer Hohlkathodenlampe registriert wird, in der Auflösung hauptsächlich durch den Doppler-Effekt der Spektrallinien begrenzt, d. h. die Breite einer Spektrallinie ist dabei durch die Temperatur in der Entladung gegeben und würde für eine Xenonentladung bei T = 100 K eine Halbwertsbreite von etwa 600 MHz ergeben. Auch die Möglichkeit geringe Mengen kurzlebiger Nuklide mit CLIBS zu untersuchen ist gegeben, da die Flugzeit der Ionen vom Entstehungsort bis zum Nachweissystem in dem hier beschreibenen Aufbau etwa 40 μs beträgt [HUM]. Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau besteht aus einer Ionenstrahlapparatur unter Hochvakuum mit einem Massentrennermagneten und einer Ionenquelle, einem Farbstofflaser, der von einem Argonionenlaser gepumpt wird, einem Lichtnachweissystem, bestehend aus Lichtsammler und Photomultiplier, sowie einer rechnergesteuerten Meß- und Regeleinheit zur Aufnahme der Meßdaten und zum Regeln der Laserfrequenz.

3.1 Das Meßprinzip

Das CLIBS-Verfahren wurde von S. L. Kaufman im Jahr 1976 vorgeschlagen [KA1976]. Zuerst werden dazu Ionen in einer Quelle erzeugt, in der auch die metastabilen Zustände besetzt werden. Die Quelle wird auf Hochspannung (20 kV) gelegt und mittels einer geerdeten Blende ein Ionenstrahl extrahiert, dessen Geschwindigkeitsverteilung in Strahlrichtung mit zunehmender Energie komprimiert wird. Diesen Effekt der kinematischen Kühlung des Ionenstrahls in Flugrichtung nutzt man aus, in dem Laser- und schneller Ionenstrahl kollinear (parallel oder antiparallel zur Flugrichtung der Ionen) überlagert werden. Das Laserlicht kann dabei einen optischen Übergang eines Grundzustandes oder eines metastabilen Zustandes (erstes Niveau) zu einem anderen Niveau hin anregen, von dem aus können

Übergänge zu einem dritten oder dem ersten Niveau erfolgen, die dann als Fluoreszenzlicht zum Nachweis des laserinduzierten Übergangs dienen. Dabei ist zu beachten, daß die Flugzeit der Ionen durch das Nachweisgebiet (Lichtsammler) größer sein soll als die Lebensdauer des angeregten Zustands, um das Fluoreszenzlicht nachzuweisen. Der Laser darf nur unmittelbar vor und im Nachweisgebiet anregen, da sonst durch zu frühe Anregung des unteren Niveaus keine resonanzfähigen Ionen mehr im Nachweisgebiet vorhanden wären. Ziel dieses Verfahrens ist es die bisherige spektrale Auflösung etwa bei Messungen mit Fabry-Perot-Interferometern, die durch die sogenannte Dopplerverbreiterung der Spektrallinien begrenzt war, weiter zu verbessern. In den folgenden Gleichungen soll die Berechnung des Reduktionsfaktors R, um den sich die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen in Flugrichtung reduziert, und der differentiellen Dopplerverschiebung dargestellt werden. Die differentielle Dopplerverschiebung beschreibt die Verschiebung einer Spektrallinie zweier Isotope, die zusätzlich bei CLIBS-Messungen auftritt. Denn beide Isotope haben aufgrund ihrer Massendifferenz eine unterschiedliche Geschwindigkeit nach der Beschleunigung und somit verschieden große Dopplerverschiebungen, welche insbesondere bei Messungen der Isotopieverschiebung berücksichtigt werden müssen.
Die Laserfrequenz ν_L im Laborsystem erscheint dem Ion mit Geschwindigkeit v_{ion} dopplerverschoben, heißt ν_{dop} und berechnet sich zu:

$$\nu_{dop} = \nu_L \frac{1 - k \cdot v_{ion}/c}{\sqrt{1 - v_{ion}^2/c^2}} \simeq \nu_L(1 - k \cdot v_{ion}/c) \tag{3.1}$$

Auf der linken Seite der Gleichung steht der relativistische Ausdruck und auf der rechten Seite die nichtrelativistische Näherung für die Doppler-Verschiebung. Dabei gilt k = 1 für den Fall, daß Laser- und Ionenstrahl in Flugrichtung und k = -1 für den Fall , daß der Laserstrahl entgegen der Flugrichtung des Ionenstrahls kollinear überlagert werden, c ist hier die Lichtgeschwindigkeit. Wie man hier sehen kann, gibt es zwei Möglichkeiten die Frequenz ν_{dop} auf die jeweilige Übergangsfrequenz des Ions abzustimmen:
1) Laserfrequenzänderung (Laser-Tuning)
2) Änderung der Geschwindigkeit der Ionen (Doppler-Tuning)
Da es technisch einfacher ist, die Geschwindigkeit der Ionen zu verändern, wird in den vorliegenden Messungen das Doppler-Tuning angewendet. Dabei ist zu beachten, daß die Resonanzfrequenz eines optischen Übergangs (etwa 500 THz) durch das Be-

schleunigen der Ionen (^{131}Xe) mit einer Hochspannung von 20 kV auf etwa 170 km/s eine Dopplerverschiebung um etwa 300 GHz erfährt. Das Doppler-Tuning selbst geschieht durch Variieren der Hochspannung, die am Blendensystem der Meßkammern angelegt wird, wodurch je nach Ladung der Ionen und Polung der Hochspannung, die Ionen gebremst oder beschleunigt werden. Die Geschwindigkeit v_{ion}, welche die Ionen der Masse m_{ion} durch die elektrostatische Beschleunigung in einem Feld mit der Potentialdifferenz U erreichen, ergibt sich relativistisch aus:

$$E_{ion} = e \cdot U = m_{ion} \cdot c^2 \cdot (\frac{1}{\sqrt{1 - v_{ion}^2/c^2}} - 1) \tag{3.2}$$

mit der (nichtrelativistischen) Näherung:

$$E_{ion} \simeq \frac{m_{ion}}{2} \cdot v_{ion}^2 \text{ und } v_{ion} = \sqrt{\frac{2\ e\ U}{m_{ion}}} \tag{3.3}$$

Gleichung 3.2 in 3.1 eingesetzt ergibt dann den Zusammenhang zwischen der Gesamtbeschleunigungspannung U und der Frequenz ν_{dop}:

$$\nu_{dop} = \nu_L\{1 + \frac{e \cdot U}{m_{ion} \cdot c^2} - k\sqrt{(1 + \frac{e \cdot U}{m_{ion} \cdot c^2})^2 - 1}\} \tag{3.4}$$

So ergibt sich für Isotope eines Elementes mit den Massen $m_{ion,1}$ und $m_{ion,2}$ die differentielle Dopplerverschiebung $\Delta\nu$:

$$\begin{aligned}\Delta\nu = \nu_{dop,1} - \nu_{dop,2} = \nu_L\{1 + \frac{e \cdot U}{m_{ion,1} \cdot c^2} - k\sqrt{(1 + \frac{e \cdot U}{m_{ion,1} \cdot c^2})^2 - 1}\} \\ -\nu_L\{1 + \frac{e \cdot U}{m_{ion,2} \cdot c^2} - k\sqrt{(1 + \frac{e \cdot U}{m_{ion,2} \cdot c^2})^2 - 1}\}\end{aligned} \tag{3.5}$$

Um diese Frequenz verschieben sich die optischen Übergänge bei einer CLIBS-Messung. Dies ist bei der späteren Auswertung bei der Bestimmung der Isotopieveschiebung entsprechend zu beachten. Mit Daten, wie sie bei Xenon-Messungen in Tabelle 1 verwendet worden sind, ergibt sich eine differentielle Dopplerverschiebung von etwa 1.88 GHz bei einer Massenzahldifferenz $\Delta m = |m_{ion,1} - m_{ion,2}| = 2$.

Zur Vereinfachung wird im folgenden nichtrelativistisch weitergerechnet, was für unsere Zwecke ausreicht, da $v_{ion}^2/c^2 \approx 10^{-6} \ll 1$ ist. Zur Berechnung des Reduktionsfaktors R, um den die Breite der Geschwindigkeitsverteilung in Flugrichtung der Ionen nach der Beschleunigung reduziert wird, betrachtet man zunächst zwei Ionen

Tabelle 1: Zur Berechnung der differentiellen Doppler-Verschiebung (Gleichung 3.5) und des Reduktionsfaktors R (Gleichung 3.7) verwendete Größen

Laser- und Ionenstrahl antiparallel	k = -1
Beschleunigungsspannung	U = 20 kV
Fluggeschwindigkeit bei 20 kV	v = 170 km/s
Massenzahl des Meßisotops	$m_{ion,1} \simeq 132$
Massenzahl des Regelisotops	$m_{ion,2} \simeq 134$
Wellenlänge des Laserlichts	$\lambda = 680\ nm$

gleicher Masse m mit den Geschwindigkeitskomponenten in Flugrichtung $v_1 = 0$ bzw. $v_2 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. Beschleunigt man nun beide Ionen in einem elektrischen Feld mit der Potentialdifferenz U, so kommen sie auf Endgeschwindigkeiten von $v_{1,f}$ bzw. $v_{2,f}$, die sich errechnen aus:

$$v_{1,f} = \sqrt{\frac{2\ e\ U}{m}} \text{ bzw. } v_{2,f} = \sqrt{v_{1,f}^2 + v_2^2} \simeq v_{1,f} + \frac{v_2^2}{2\ v_{1,f}} \tag{3.6}$$

Dabei wird die Differenz der Geschwindigkeiten in Flugrichtung reduziert um R:

$$R = \frac{v_2}{2\ v_{1,f}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{k\ T}{e\ U}} \tag{3.7}$$

Für $T = 2500$ K und $U = 20$ kV beträgt der Faktor R etwa $1.6 \cdot 10^{-3}$. Die Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zur Flugrichtung bleibt dabei unverändert. Die Breite einer Spektrallinie $\Delta\nu$, die mit monochromatischem Laserlicht der Frequenz ν angeregt wird, das kollinear zum Ionenstrahl einfällt, beträgt dann:

$$\Delta\nu = \nu\ R\ \frac{v_2}{c} \tag{3.8}$$

Das heißt, daß die Dopplerbreite einer XeII-Spektrallinie mit einer Wellenlänge von 680 nm von etwa 2000 MHz auf etwa 1.3 MHz in Flugrichtung der Ionen reduziert wird, was kleiner ist als die meisten natürlichen Linienbreiten. Die Abbildung 1 zeigt diesen Zusammenhang graphisch.

Eine begrenzte Anregungszeit, in der die optischen Übergänge in Resonanz mit dem Laserlicht sind, trägt wegen der Heisenbergschen Unschärferelation für Energie E und Zeit t zur Linienverbreiterung bei:

$$\Delta E \cdot \Delta t = h \cdot \Delta\nu \cdot \Delta t = \hbar \tag{3.9}$$

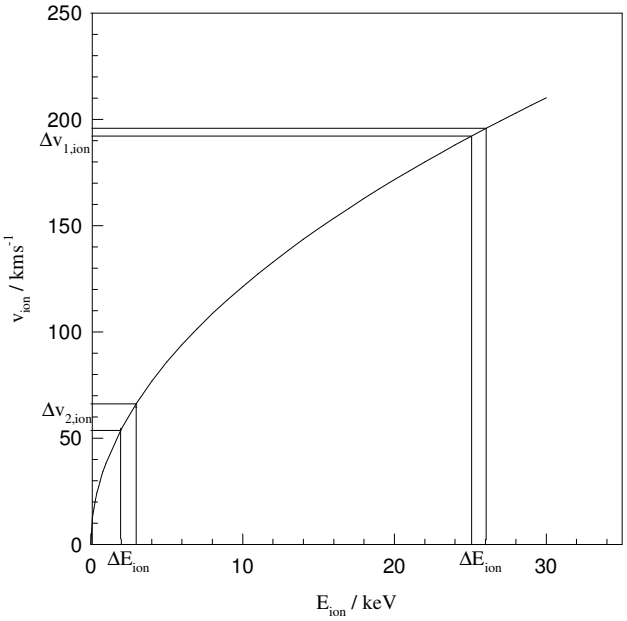

Abbildung 1: Zusammenhang zwischen kinetischer Energie E_{ion} der Ionen und ihrer Geschwindigkeit v_{ion}. Je größer die Energie der Ionen,umso geringer wird, bei gleicher Energieunschärfe ΔE_{ion}, die Geschwindigkeitsunschärfe Δv_{ion}

$$\Delta\nu = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \Delta t} \tag{3.10}$$

Bei einer Ionengeschwindingkeit von 170 km/s und 34 mm Länge des Nachweisgebietes ist die Durchflugzeit Δt = 200 ns, woraus sich dann eine Flugzeitverbreiterung von c.a. 0.8 MHz ergibt. Weitere Effekte, die zur Linienverbreiterung beitragen wie Hochspannungsschwankungen und unterschiedliche Potentiale der Entstehungsorte der Ionen in der Quelle, sind in den Arbeiten von K. Dörschel [DO1983] und W. Heddrich [HE1987] besprochen sowie weitere Angaben zur Genauigkeit und Meßfehlern der CLIBS-Methode. Als spezielle Literatur zum Thema Laserspektroskopie und Linienbreiten sind hier K. Shimoda [SHI1976] und W. Demtröder [DE1993] zu nennen.

3.2 Massentrenner und Vakuumsystem

Ein schematischer Aufbau der Ionenstrahlanlage, die bei Versuchen in dieser Arbeit verwendet wurde, ist in Abbildung 2 zu sehen. Er besteht aus der Hohlkathodenionenquelle (HCIS-C) oder Oberflächenquelle, gefolgt von einem Fokussiersystem, das aus zwei elektrostatischen Linsen besteht, welche die Strahlform in vertikaler und horizontaler Richtung manipulieren können. Nach dem Durchlauf des Ionenstrahls durch den Trennermagneten erhält man voneinander separierte Strahlen der einzelnen Isotope des betreffenden Elementes, von denen zwei Strahlen für die optischen Experimente dienen.

Eine Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von 1500 l/s ist an der Kammer vor dem Trennermagneten angebracht, um Hochvakuum zu dort erreichen. In der Apparatur ist ein Druck von etwa 10^{-6} mbar, wobei in der Nähe der Quelle während einer Messung der Druck auf etwa 10^{-5} mbar ansteigen kann. An der Kammer hinter dem Magneten ist eine Ionenzerstäuberpumpe mit 450 l/s Saugvermögen angeschlossen, an den beiden Laufrohren, in denen sich die Lichtsammler befinden, je eine Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von jeweils 450 l/s. Die Notwendigkeit eines solchen Vakuums ergibt sich zum einen aus der Flugstrecke der Ionen von der Quelle bis zur Meßkammer ($\sim$ 5 m), zum anderen aus der Tatsache, daß die Untergrundfluoreszenz, detektiert durch die Photomultiplier, mit Abnahme des Druckes in der Meßkammer wegen der dann geringeren Anzahl der Stöße von Ionen mit dem Restgas sinkt. Für Luft beträgt der sogenannte lp-Wert, das Produkt aus mittlerer freier Weglänge (l) und Druck (p) [WAW1988] :

$$lp \approx 5 \cdot 10^{-5}\ m\ Torr \approx 6.65 \cdot 10^{-8}\ m\ bar \tag{3.11}$$

Die mittlere freie Weglänge würde also bei einem Luftdruck von 10^{-5} mbar etwa 6.65 m betragen. Dieser lp-Wert ergibt aus dem Zusammenhang für die mittlere freie Weglänge l, die abhängig ist von der Teilchenzahldichte n und dem Stoßwirkungsquerschnitt $\sigma = \pi \cdot (r_1^2 + r_2^2)$:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot n \cdot \sigma} = \frac{kT}{\sqrt{2} \cdot p \cdot 4 \cdot r^2 \cdot \pi} \tag{3.12}$$

Dabei ist T die Temperatur, k die Boltzmann-Konstante und $r_1 = r_2 = r$ sind die Radien der Gasteilchen.

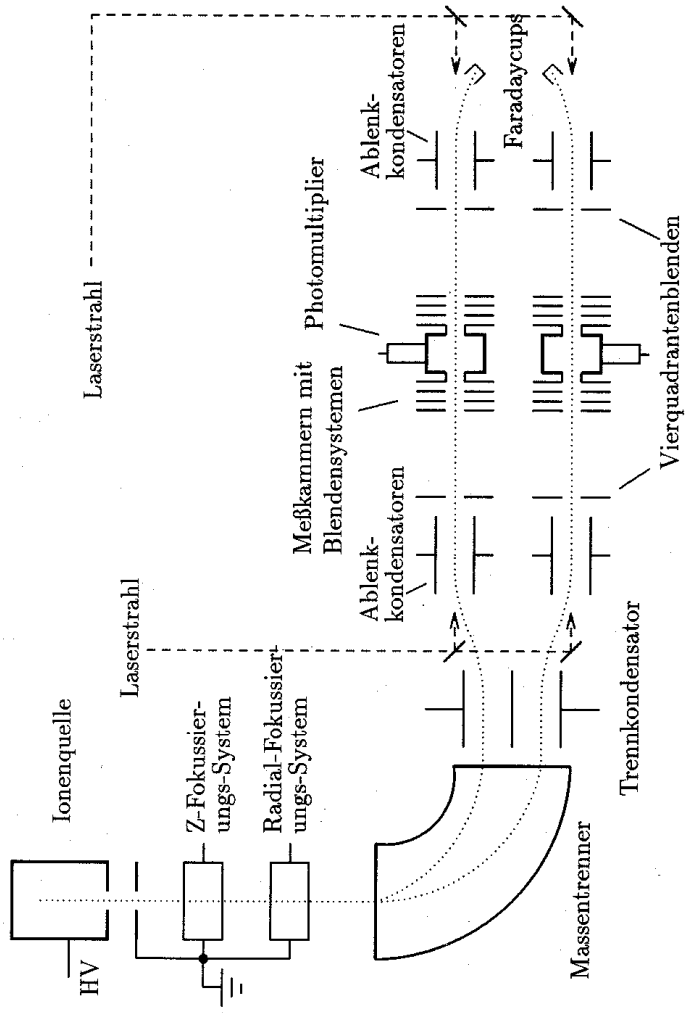

Abbildung 2: Schematischer Aufbau der Ionenstrahlapparatur. (Zeichnung aus [OT1995])

Der Trennermagnet ist vom Sektorfeldtyp mit einem Umlenkwinkel von 110° und einem mittleren Bogenradius r von 0.8 m und wird zur Zeit mit einem stromstabilisierten Netzgerät (Heinzinger TN-60/24000) betrieben. Mit Hilfe der Gleichung für die Lorentz-Kraft, die der Zentrifugalkraft entsprechen soll, ergibt sich die benötigte Feldstärke. Mit typischen Werten für Xenon folgt dann:

B : Magnetfeldstärke

U : Beschleunigungsspannung: 20 kV für Xe

m : Masse der Ionen, für Xe: 131 amu

v : Geschwindigkeit der Ionen: 170 km/s für ^{131}Xe bei 20 kV

e : Elementarladung

ω : Winkelgeschwindigkeit der Ionen

$$\vec{F} = e(\vec{v} \times \vec{B}) = m(\vec{r} \times \vec{\omega}) \tag{3.13}$$

da $\vec{r} \perp \vec{\omega}$ und $\vec{v} \perp \vec{B}$ folgt vereinfacht:

$$B = \frac{m \cdot v}{e \cdot r} = \sqrt{\frac{2 \cdot U \cdot m}{e \cdot r^2}} \approx 0.3\ T \tag{3.14}$$

Weitere Daten über den Magneten sind zu finden in [WIN1993] und [KM2000].

Nachdem die Ionen den Magneten durchlaufen haben, folgen zwei Trennkondensatoren zum Umlenken der Isotopenstrahlen in die Meßkanäle. In jedem der Kanäle ist dann noch je ein Kondensator zum horizontalen und zum vertikalen Umlenken und Durchfädeln des Strahls durch die Meßkammern vorhanden. Hinter der Meßkammer wird der Strahl mit einem Kondensator in einen Faraday-Cup umgelenkt, um den Ionenstrom zu messen. Die Meßkammern dienen zum einen zur Nachbeschleunigung der Ionen, stufenweise über ein beidseitig angebrachtes Blendensystem, wobei die äußeren Blenden geerdet sind, zum anderen als Lichtsammler für die nachzuweisenden Fluoreszenzphotonen. Diese werden über Plexiglasstäbe oder PVC-Rohre, mit polierter Alufolie ausgelegt und mit angeklebtem Quarzfenster abgedichtet, den Photomultipliern zugeführt. Die bei den Messungen verwendeten Lichtsammler sind nach Plänen von L. Schmidt [LS1979] konstruiert und getestet worden. Um das Laserstreulicht zu unterdrücken, wurden bei allen Messungen Farbglasfilter der Firma Schott vor den Photomultipliern angebracht. Für den Wellenlängenbereich des Laserlichts darf die Transmission der Filter nicht größer als 10^{-5} sein.

3.3 Die Ionenquelle

Der für diese Messungen entwickelte Typ von Ionenquelle, ihr Aufbau ist in Abbildung 3 zu sehen, wurde schon von Sidenius [SID1965] beschrieben. Ein ähnlicher Typ von Quelle wurde auch bei den ersten CLIBS-Messungen in Marburg [MHW1977] verwendet. Ströme von mehr als 1 μA für Xe^+-Ionen werden mühelos mit dieser Quelle erreicht.

Während der Messungen wird die Quelle wie folgt betrieben: Die Kathode wird mit Strömen von 20–25 A bei Spannungen von 4–6 V aufgeheizt, eine Spannung

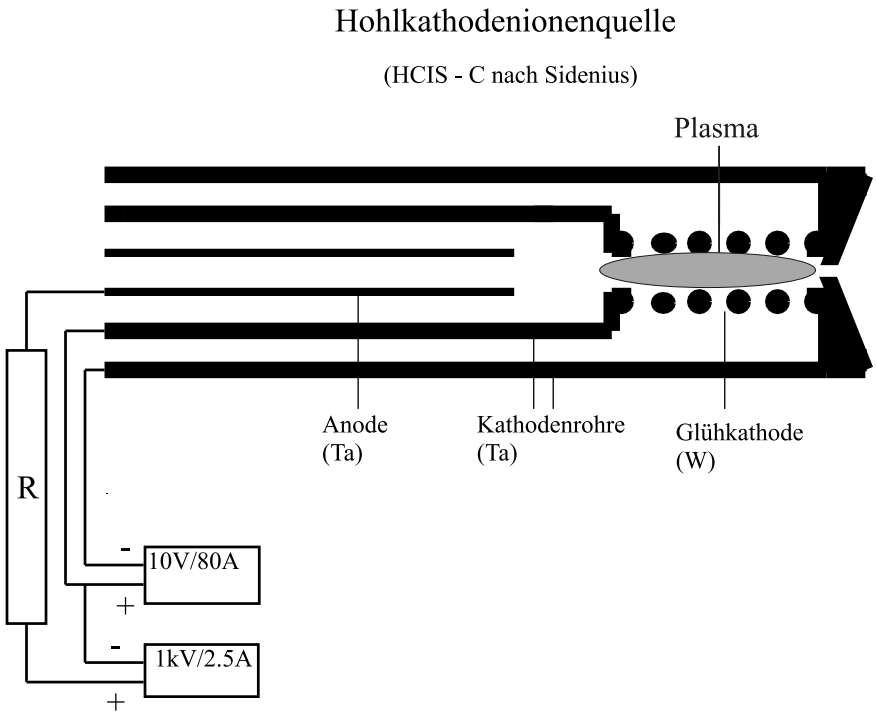

Abbildung 3: Schema der Hohlkathodenquelle nach Sidenius. Die Glühkathode (Innendurchmesser 4–5 mm) ist aus 10 Windungen Wolframdraht mit einer Stärke von 0.5 mm gedreht. Auf dem äußeren Kathodenrohr ist ein Deckel aus Tantal mit einer Öffnung von 0.5 mm eingeschraubt, von dem die Glühkathode beim Einschrauben auf etwa 9–10 mm gestaucht wird, der Abstand vom inneren Kathodenrohr zur Anode beträgt 5–6 mm. Der Bogen brennt zwischenKathode und Anode. Das Plasma füllt den Raum innerhalb der zylindrischen Glühkathode aus, wobei fast die gesamte Bogenspannung in einer Schicht zwischen Plasmagrenze und Glühkathode anliegt.

von 1 kV wird zwischen Kathode und Anode angelegt, durch Einlaß von Heliumgas über ein Dosierventil zündet ein Bogen, dabei sinkt die Spannung zwischen Anode und Kathode auf etwa 100 V und es fließt ein Strom von 1–2.5 A. Die Gaszufuhr wird soweit wie möglich reduziert, so daß in der vorderen Vakuumkammer der Druck etwa 10^{-5} mbar beträgt. Erst jetzt wird in geringen Megen Xenongas über ein zweites Dosierventil hinzugegeben, ein Gemisch im Verhältnis 1:1000 bis 1:100 ist dabei einzustellen. Bei einer reinen Xenonentladung würden Heizwendel und Öffnung der Ionenquelle durch Sputtern zu schnell verschlissen werden und auch die relative Transmission und Stabilität des Xe^{+}-Strahls bis hin zur Messkammer wären bei größeren Strömen geringer. Mit dieser Anordnung waren Lebensdauern von bis

zu 30 Stunden für die Kathode zu erreichen. Im folgenden sind einige Daten wie Ladungsträgerdichte und Ionisationseffizienz der Quelle gegeben, die aus Messungen der Ionenströme stammen.

Das Plasma in einer Quelle ist zwar quasineutral ($n^+ \simeq n_e$), vor der Kathode bildet sich aber eine eine Raumladungsschicht mit einem Potential von c.a. 13 V aus, durch die Elektronen in das Plasma beschleunigt werden und so Ionen im Plasma erzeugen. Durch die Beschleunigung der Elektronen ist deren Temperatur T_e sehr viel größer als die Temperatur ($T_g \simeq T^+$) der Neutralteilchen bzw. Ionen (n_g, n^+). Würde man hier mit der T_g rechnen, so kämen irreführende Ergebnisse heraus, was schon von Kamke et al. [KR1956] erwähnt wird. Für den aus der Quelle extrahierten Strom gilt [KO1958]:

$$j^+ = \frac{en^+}{4}\sqrt{\frac{kT_e}{m^+}} \tag{3.15}$$

j^+ : Stromdichte der extrahierten Ionen
n^+ : Ladungsträgerdichte der positiven Ionen im Plasma
n_g : Neutralteilchendichte im Plasma, berechnet aus dem Gaspartialdruck p
T_e : Elektronentemperatur im Plasma
m^+ : Masse der Ionen
e : Elementarladung
k : Boltzmannkonstante

In der folgenden Tabelle 2 sind für die drei Elemente Helium, Xenon und Eisen die Ergebnisse aufgelistet. Die Ionenquellenöffnung ist 0.5 mm groß, zur Berechnung von j^+ werden die gemessenen Ionenströme I auf die Querschnittsfläche dieser Öffnung bezogen und für die Elektronentemperatur wird ein Wert von 30000 K angenommen. Die Werte in der Tabelle sollen nur in etwa die Möglichkeiten dieser Quelle wiedergeben, so ist z. B. der Wert der Ionisationseffizienz (n^+/n_g) für He als obere Grenze zu sehen. Die Schwierigkeiten genauere Werte angeben zu können liegen z. B. in der Bestimmung der Neutralteilchendichte (n_g) und somit des Druckes in der Quelle, der durchaus um einen Faktor 10 verschieden sein kann, wenn man das Gas in der Quelle als ideales Gas ansieht. Denn in der Quelle selbst ist ein Temperaturgefälle vorhanden, das sich über einen Bereich von 2700 K im Plasma der Bogenentladung

bis 300 K am kalten Ende erstreckt. Die Kalibrierkurven der Dosierventile können ebenfalls nur als grobe Richtlinie dienen, aufgrund des Ventilspiels und der Tatsache, daß das Ventil in einem Bereich betrieben wird, in dem schon eine kleine Änderung der Ventilöffnung eine große Änderung des Gaseinlaufes in die Quelle hinein zur Folge hat. Eisendampf wurde über ein mit Eisenpulver gefülltes Wolframblechschiffchen zugeführt, das in der Anode etwa 2–3 cm entfernt von dem Rand liegt, welcher der Kathode zugewandt ist. Auch in diesem Fall können nur ein Schätzwert (1100°C) über die an dieser Stelle vorhandene Temperatur angegeben werden, der aber unter der Schmelztemperatur (1535°C) [HCP1978] liegt, wie beim späteren Ausbau der Quelle zu sehen war. Der Dampfdruck für Eisen bei einer Temperatur von 1100°C beträgt etwa 10^{-5} mbar [HCP1978].

Tabelle 2: Ladungsträgerdichte n^+ und Ionisationseffizienz n^+/n_g der Ionenquelle. Dabei wird aus dem Partialdruck p die Dichte der Neutralteilchen des jeweiligen Elementes berechnet. Aus dem gemessenen Ionenstrom I und dem Querschnitt der Quellenöffnung ergibt sich die Stromdichte j^+.

Element	n_g / cm^{-3}	p / mbar	$I/\mu A$	$j^+/\frac{mA}{cm^2}$	n^+/cm^{-3}	n^+/n_g
He	$2.7 \cdot 10^{13}$	10^{-3}	400	204	$6.4 \cdot 10^{11}$	0.23
Xe	$2.7 \cdot 10^{12}$	10^{-4}	1	0.51	$9.2 \cdot 10^{10}$	0.04
Fe	$2.7 \cdot 10^{11}$	10^{-5}	0.5	0.25	$3 \cdot 10^{10}$	0.11

Weiterhin sind auch Messungen über das Verhalten des Ionenstroms von Eisen durchgeführt worden, die bei verschiedenen Bogen- und Druckeinstellungen vorgenommen wurden. Besonders deutlich ist hier der Anstieg des Ionenstroms bei Verringerung des Heliumgaszuflusses zu sehen in Abbildung 4. Unterhalb eines sogenannten Minimumdruckes (etwa 10^{-4} mbar) geht der Bogen allerdings aus. Zu dem Thema Minimumdruck in einer Quelle sei hier auf die Literatur [KOH1996] und [BO1949] verwiesen. Für die Messungen an Eisen wurde die Quelle ohne Kathodenheizung betrieben, so daß ein Bogen bei etwa 200–300 V und 1.5 A–2.5 A brannte. Nur zum Zünden des Bogens mußte die Kathode geheizt werden. Mit der Ionenquelle können Ströme von einfach geladenen Eisenionen bis etwa 500 nA erreicht werden (gemessen nach der Umlenkung durch den Magneten), wovon noch etwa 50 nA–100 nA hinter den Meßkammern ankommen. Die Quelle kann etwa 10–20 Stunden betrieben werden und liefert auch hinreichend konstante Ströme, wobei die Lage der Strahlen etwa alle halbe Stunde leicht nachgeregelt werden muß. Diese

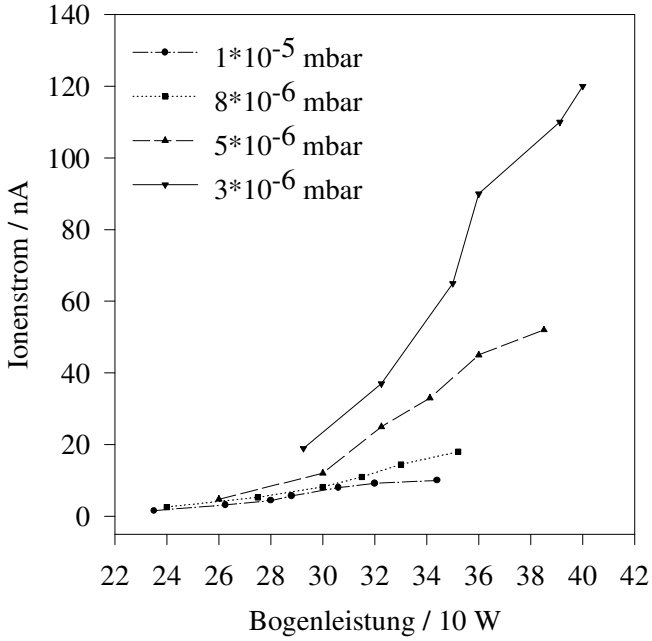

Abbildung 4: Ionenstrom von Eisen (Fe^+) bei verschiedenen Bogenleistungen und Drucken, wobei hier der Druck im Rezipienten vor der Ionenquelle gemessen wurde.

Ströme sollten nach anderen Erfahrungen in Marburg z.B. an den Elementen La, Sm, Gd, Eu, Pm, Xe und Ba ausreichend groß sein, um laserinduzierte Fluoreszenz nachzuweisen. Ein anderer Prozeß einen Ionenstrahl mit hochschmelzenden Elementen zu erhalten, ist die Methode des Sputterns, die u.a. in Arbeiten von Hill und Nelson [HN1965], [HN1969] behandelt wird.

3.4 Die Laserapparatur

Die Apparatur besteht aus einem Argon-Ionen Laser der Firma Coherent „Modell Innova 200-15“, der einen Farbstofflaser „Modell 375“ der Firma Spectra-Physics pumpt, wie in Abbildung 5 zu sehen ist. Für die Messungen in dieser Arbeit werden die Farbstoffe DCM, Rhodamin 6G und Coumarin 102 verwendet. Mit Hilfe von Lyot-Filter, Fine-Tuning-Etalon (freier Spektralbereich 900 GHz) und temperaturstabilisiertem Etalon (75 GHz freier Spektralbereich) mit Piezoansteuerung wird Single-Mode Betrieb des Farbstofflasers erreicht mit bis zu 80 mW Ausgangsleistung

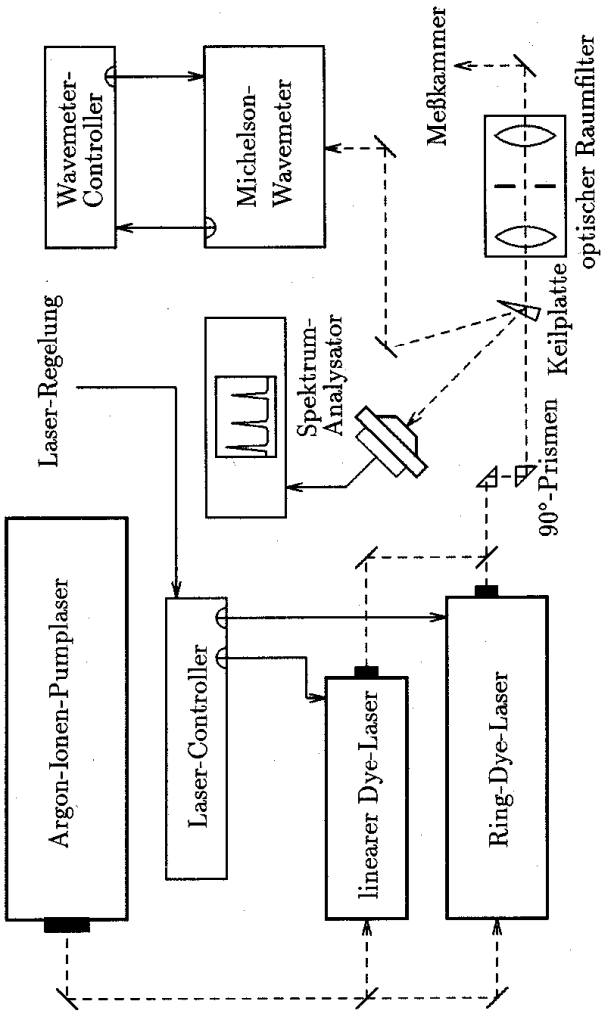

Abbildung 5: Schematischer Aufbau des Lasers für die CLIBS-Messungen. Der Ring-Laser ist bei den Messungen in dieser Arbeit nicht eingesetzt worden. Eines der 90°-Prismen ist durch ein Pellin-Broca Prisma ersetzt. (Zeichnung aus [OT1995])

bei 4 W Pumpleistung (DCM, Rhodamin 6G) bzw. 20 mW bei 2 W (Coumarin 102). Ein Teil des Farbstofflaserstrahls wird über eine Keilplatte ausgekoppelt, so daß man zwei Teilstrahlen erhält, die einem Spektrumanalysator (2 GHz freier Spektralbereich) und einem Michelson-Interferometer, einer Eigenentwicklung der Arbeitsgruppe [HE1987], zugeführt werden. Dabei kann man mit dem Spektrumanalysator den Single-Mode Betrieb des Lasers überprüfen und mit dem Interferometer die Wellenzahl des Lasers auf 0.1 cm^{-1} (entspricht einer Frequenz von etwa 3 GHz) genau einstellen. Das Licht wird dann über ein Pellin-Broca-Prisma [MC1973] und [JR1973],

das den Farbstofflaserstrahl von etwaigen Resten des Pumplaserlichtes befreit, durch einen optischen Raumfilter mit Linsen- und Blendensystem (Pin-Hole) und über mehrere 90°-Prismen in die Meßkammer geleitet. Mit dem Linsensystem stellt man den Durchmesser des Laserstrahls in der Meßkammer ein.

3.5 Die elektronische Nachweis- und Regelapparatur

In Abbildung 6 ist ein schematischer Aufbau der Meß- und Regelelektronik für das CLIBS-Experiment dargestellt. Dieser Aufbau erfüllt folgende Aufgaben:

1. Bereitstellung der Nachbeschleunigungsspannungen für die Meßkammern
2. Stabilisierung des Lasers auf einen optischen Übergang
3. Aufnahme des Meßwerte wie Nachbeschleunigungsspannung, Ionenquellenhochspannung und der Zählraten der Photomultiplier

Die Nachbeschleunigungsspannungen (0 bis ± 3.2 kV) werden mit Hilfe von zwei ansteuerbaren Netzgeräten (Firma FUG, Modell HCN 35 M-3500) bereitgestellt. Die Ansteuerung geschieht über zwei Scan- und Regeleinheiten (LSRE-01, AG-Eigenentwicklung) [HE1987], die vom Meßrechner (IBM-kompatibler PC-386) entsprechend programmiert werden könen; die kleinste einstellbare Schrittweite ist hierbei 0.1 V. Zur Programmierung des Meßprogramms MESSY siehe [OT1988] und [BE1988]. Der Rechner ist mit einer zusätzlichen Steckkarte der Firma Meilhaus Electronic GmbH und einer Echtzeituhr ausgerüstet, um so die externen Geräte (Binärzähler, Digitalvoltmeter usw.) im sogenannten NIM-Rahmen über den NIM-Bus anzusteuern. Der NIM-Bus ist eine Eigenentwicklung der hiesigen Elektronikwerkstatt, der Rechner kann über diesen Bus 16-Bit-Daten ein- und ausgeben; genaueres dazu siehe bei [HE1987], [BE1988] und [OT1988]. Die Nachbeschleunigungsspannung wird über einen Spannungsteiler (Teilerverhältnis 1:150) heruntergeteilt und über ein Digitalvoltmeter (Schlumberger Solartron 7055), bis auf $5\frac{1}{2}$ Stellen genau gemessen, vom Rechner gespeichert zur späteren Umrechnung in eine Frequenzskala. Die Hochspannung an der Ionenquelle (20 kV) wird ebenfalls vom Digitalvoltmeter registriert, vorher wird diese durch einen Hochspanungsteiler (Teilerverhältnis 1:2000) auf etwa 10 V auch heruntergeteilt [DO1983]. Eine oder beide Scan- und

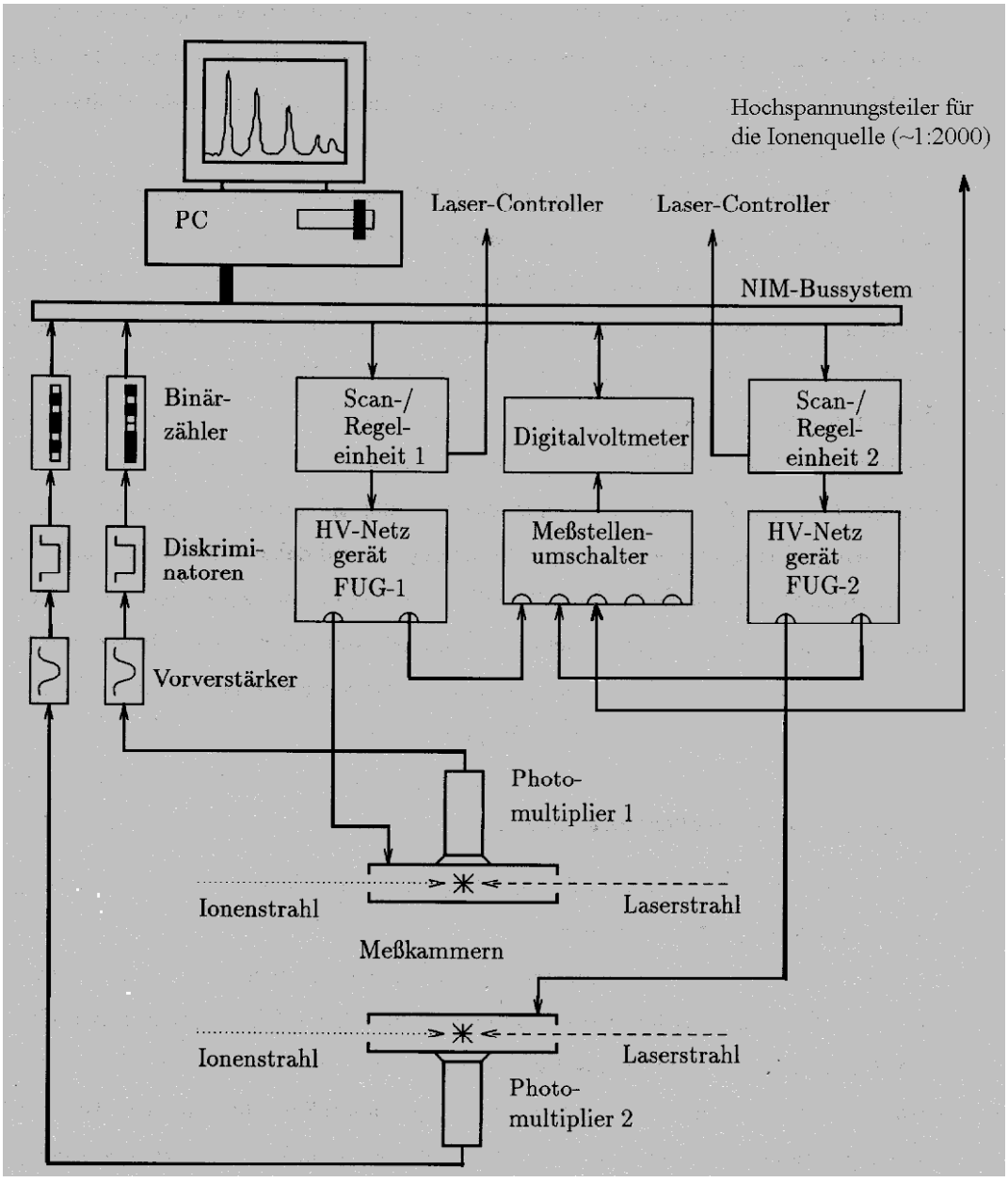

Abbildung 6: Schematischer Aufbau der Meß- und Regelapparatur bei den CLIBS-Messungen . (Zeichnung aus [OT1995])

Regeleinheiten können auch zum Stabilisieren der Laserfrequenz benutzt werden. Dabei wird die Nachbeschleunigungsspannung eines Netzgerätes so eingestellt, daß Resonanz mit einem optischen Übergang stattfindet. Diese Spannung wird festgehalten und mit einer Rechteck- oder Dreieckspannung (etwa 5 V_{SS}) moduliert, so

daß diese Amplitude der Halbwertsbreite eines Übergangs entspricht. Die Fluoreszenz einer Halbperiode wird in einen Vorwärts/Rückwärtszähler eingelesen. Driftet der Laser oder die Ionenquellenspannung, so ist die Differenzzählrate nicht null und wird über einen DA-Wandler dem Lasersteuergerät zugeführt, welches die Frequenz des Lasers auf die Mitte des Übergangs zurückregelt. Damit kann man langsame Drifts ausregeln (Antwortzeiten liegen im Bereich 10 ms bis 1 s [HDM1987]). Diese Art der Regelung hängt jedoch von den physikalischen Bedingungen des Versuches ab, wie Stabilität des Ionenstroms, der Ionenquellenspannung (20 kV), die auf ± 1 V stabil sein sollte, was für Xenon einer Drift von etwa 6.2 MHz auf der Frequenzskala entspricht, und auch der Stärke des optischen Übergangs. Die Fluoreszenz wird über Photomultiplier detektiert, deren Signale (Impulse) über Vorverstärker (VV-01e, Elektronikwerkstatt) an Impulshöhendiskriminatoren weitergeleitet werden, um für jedes Photon einen Standard-TTL Impuls (Amplitude 5 V) zu erhalten, der von einem Binärzähler registriert wird. Diese Impulse werden über ein vorgegebenes Zeitintervall lang gesammelt und vom Meßrechner ausgelesen und abgespeichert mit den dazugehörigen Beschleunigungsspannungen.

3.6 Der Ablauf einer Messung

Im folgenden wird beschrieben, wie die Laser-, Ionen- und Meßapparatur bei einer Messung zusammenarbeiten.

Zuerst wird die Bogenentladung in der Ionenquelle gezündet und der Massentrennermagnet so eingestellt, daß das die Ionenstrahlen des gewünschten Elementes hinter dem Magneten mit großer Intensität zu messen sind. Dann wird in beide Meßkanäle je ein Isotopenstrahl gefädelt. Bei Hyperfeinstrukturmessungen wird einer zum Regeln, der andere zum eigentlichen Messen benutzt, wenn möglich sollte das Regelisotop keine oder zumindest eine gut aufgelöste Hyperfeinaufspaltung besitzen. Dann wird die Laserfrequenz auf die Frequenz eines der optischen Übergänge abgestimmt, grob geschieht dies mit dem Lyot-Filter, fein mit Hilfe des Fine-Tuning-Etalons bis auf ± 3 GHz genau. Mit dem Durchfahren der Beschleunigungsspannungen, die an den Meßkammern anliegen, wird nun der Übergang gesucht. Dabei entspricht einem Spannungsscan von ± 3 kV einem Frequenzbereich von ± 18 GHz (Xenon bei 20 kV Ionenquellenhochspannung). Falls die Übergänge gefunden werden, wird einer

der Meßkanäle als Referenzkanal verwendet, in dem, wie schon oben beschrieben, die Laserfrequenz auf eine Linie des Übergangs stabilisiert wird. Dieser Übergang dient später auch als Bezugspunkt zur Frequenzskala des Meßkanals. Im Meßkanal wird nun in einer Schleife des Meßprogramms die Nachbeschleunigungsspannung variiert, zu jedem Spannungswert wird dabei die zugehörige Photomultiplierzählrate registriert. Am Beginn und am Ende eines Durchlaufs werden die Nachbeschleunigungsspannung im Referenzkanal und die Hochspannung an der Ionenquelle gemessen. Zur Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses wird ein Spektrum mehrfach durchlaufen (gescant), wobei jeder Durchlauf als Datei auf dem Rechner zusammen mit den anderen Meßparametern (siehe Tabelle 3) abgespeichert werden kann. Später werden dann die Einzelmessungen bevor sie zur weiteren Auswertung durch das Fitprogramm XEFIT2 verwendet werden können, in ein Vielkanalraster gezählt und gemittelt mit Hilfe des Programms ENTZY [OT1988]. Dabei wird auch die Spannungsskala in eine Frequenzskala umgerechnet gemäß Gleichung 3.4. Für den Fall, daß keiner der Übergänge eine Hyperfeinstruktur besitzt, ist eine sogenannte Direktmessung der Isotopieverschiebung mit dem Meßprogramm MESSY möglich [BE1988], bei der dann auch im Meßkanal die Nachbeschleunigungsspannung auf den Übergang des dort befindlichen Isotops stabilisiert werden kann. Aus der Differenz der Spannungen kann dann unter Berücksichtigung der differentiellen Doppler-Verschiebung (Gleichung 3.5) direkt die Isotopieverschiebung ermittelt werden.

Tabelle 3: Liste der Meßparameter

Idat[1]	Laserstrahl(par. =1/anti. =-1	1	Idat[26]	Polarität Kanal 2 (+/-)	1
Idat[2]	Scananfang (soll) / 0.1 * V	0	Idat[27]	Gesamtmeßzeit / ms	30
Idat[3]	Schrittweite / 0.1 * V	20	Idat[28]	Direktm. /Überlagerung (-/+)	0
Idat[4]	Scannede (soll) /0.1 * V	12000	Idat[29]	Anzahl der Scanstücke	0
Idat[5]	Zeit / (ms/Meßpunkt)	60	Idat[30]	Scanstück 1 (Anfang)	0
Idat[6]	Anzahl der Eingabekanäle	3	Idat[31]	Scanstück 1 (Ende)	1500
Idat[7]	Anzahl der Ausgabekanäle	0	Idat[32]	Scanstück 2 (Anfang)	2100
Idat[8]	Datum - Tag	4	Idat[33]	Scanstück 2 (Ende)	2500
Idat[9]	Datum - Monat	3	Idat[34]	Scanstück 3 (Anfang)	9000
Idat[10]	Datum - Jahr	2000	Idat[35]	Scanstück 3 (Ende)	13000
Idat[11]	Zeit - Stunden	22	Idat[36]	Scanstück 4 (Anfang)	0
Idat[12]	Zeit - Minuten	30	Idat[37]	Scanstück 4 (Ende)	0
Idat[13]	Zeit - Sekunden	45	Idat[38]	Scanstück 5 (Anfang)	0
Idat[14]	Scan-Nummer (1,2,3,...)	99	Idat[39]	Scanstück 5 (Ende)	0
Idat[15]	Vergrößerung Spur 1	4	Idat[40]		-1
Idat[16]	Vergrößerung Spur 2	7	Idat[41]	Meßbereich TPHC / ns	0
Idat[17]	Vergrößerung Spur 3	0	Idat[42]	Delayline: Windowbreite / ns	0
Idat[18]	Polarität Kanal 1 (+/-)	1	Idat[43]	Delayline: Verzögerung / ns	0
Idat[19]	Frequenzteiler Meßkanal	1	Idat[44]		0
Idat[20]	Frequenzteiler Regelkanal	2	Idat[45]		0
Idat[21]	Zahl der Meßpunkte	601	Idat[46]	Punktzahl der Überlagerung	400
Idat[22]	Modulation (Recht.=1/Drei.=2	1	Idat[47]		0
Idat[23]	Meßkanal Kanal Nr.	1	Idat[48]	Frequenznullpunkt in Punkten	2404
Idat[24]	Schlumberger Scancode	3536	Idat[49]		100
Idat[25]	Disketten-Nummer	1	Idat[50]		0
Fdat[1]	Wellenzahl/cm^{-1} (Vakuum)	15158.81000	Fdat[19]	Wellenlänge(Luft)/A	6598.75408
Fdat[2]	Massenzahl Meßtopf	130.90508	Fdat[20]	Laserleistung/mW(Regeltopf)	0.00000
Fdat[3]	Massenzahl Regeltopf	131.90415	Fdat[21]	Modulationsfrequenz/kHz	2.00000
Fdat[4]	Ionenquellenspng./V(vorher)	19763.22744	Fdat[22]	Ionenstrom/nA(Regelkanal)	0.00000
Fdat[5]	Regeltopfspannung/V(vorher)	-413.84370	Fdat[23]	Modulationsspannungshub/MHz	21.43115
Fdat[6]	Laserleistung/mW(Meßtopf)	0.00000	Fdat[24]	Punktabstand/MHz	0.00000
Fdat[7]	Ionenquellenspng./V(nachher)	19763.22744	Fdat[25]	Frquenz am Nullpunkt / MHz	0.00000
Fdat[8]	Regeltopfspannung/V(nachher)	-413.84370	Fdat[26]	Maximalzählrate Meßk./(k/s)	218.44667
Fdat[9]	Gemessene Startspannung/V	0.01492	Fdat[27]	Maximalzählrate Regelk./(k/s)	218.44667
Fdat[10]	Gemessene Endspannung/V	-890.61950	Fdat[28]	Wellenlänge in Luft/A	6595.00236
Fdat[11]	Ionenstrom/nA(Meßkanal)	0.00000	Fdat[29]		0.00000
Fdat[12]	Spannungsteilerverh.(Ion. qu.)	2012.20000	Fdat[30]		0.00000
Fdat[13]	Modulationsbreite/V	5.00000	Fdat[31]		0.00000
Fdat[14]	Spannungsteilerverh.(Meßk.)	149.17500	Fdat[32]		0.00000
Fdat[15]	Spannungsteilerverh.(Regelk.)	149.10600	Fdat[33]		0.00000
Fdat[16]	Sollspannung Ionenquelle/V	19870.00000	Fdat[34]		0.00000
Fdat[17]	Wellenzahl (Luft)/cm^{-1}	15154.37592	Fdat[35]		0.00000
Fdat[18]	Vakuum - Wellenlänge/A	6596.82389			

4 Auswertung und Ergebnisse der CLIBS-Messungen

Die in Abschnitt 3.6 beschriebene Apparatur wird zunächst durch Messungen der HFS an Linien der Elemente Barium und Xenon getestet. Zum einen dienen die Tests mit Barium der Justierung der Apparatur, was im Anhang A.3 noch ausführlicher besprochen wird, zum anderen werden physikalisch relevante Daten für Xenon an besonders hochliegenden Termen gewonnen. Das Element Xenon (mit Kernladungszahl 54) hat von den stabilen Edelgasen die größte Atommasse. Es hat neun stabile Isotope mit den Massenzahlen (A) 124, 126, 128, 129, 130, 131, 132, 134, 136, von denen zwei (^{129,131}Xe) Hyperfeinstrukturen in ihren optischen Übergängen aufweisen und deren Kernspins (I = 1/2 bzw. 3/2) bekannt sind (siehe Tabelle 4). Interessant ist hier, daß an Xenon schon Ende der 70'er Jahre von verschiedenen Gruppen HFS und ISV mittels Laserspektroskopie gemessen wurden, unter anderem von Hühnermann et al. [MHW1977], Rosner et al. [RGH1978], Alvarez et al. [AAB1979] und Borghs et al. [BBS1981]. Diese Messungen sind im wesentlichen am Übergang $5d\ ^4D_{7/2} \rightarrow 6p\ ^4P_{5/2}$ (605.1 nm) vorgenommen worden, bedingt zum einen durch die damals zur Verfügung stehenden Farbstofflaser (Farbstoff: Rhodamin 6G) als auch durch Lücken in den älteren Energieniveautabellen [AEL1958]. HFS-Messungen neueren Datums sind an den Übergängen $5d\ ^4D_{7/2} \rightarrow 6p\ ^4D_{7/2}$ (547.2 nm) und $5d\ ^4D_{7/2} \rightarrow 6p\ ^2D_{5/2}$ (553.1 nm) von Broström et al. [BKL1996] durchgeführt worden, die vom selben metastabilen Niveau wie der 605.1 nm-Übergang ausgehen. Weiterhin sind Lebensdauern der angeregten Zustände $6p\ ^4P_{5/2}$, $6p\ ^4D_{7/2}$, $6p\ ^4D_{5/2}$, $6p\ ^2D_{5/2}$ und $6p\ ^2F_{7/2}$ von XeII aus Messungen von Mannervik et al. [BMP1994] bzw. [SML1988] bekannt. Die Lebensdauern liegen im Bereich von 6 ns–8 ns, so daß die natürlichen Linienbreiten mit etwa 20 bis 30 MHz abgeschätzt werden können.

4.1 Auswahl geeigneter optischer Übergänge

Bei der Auswahl geeigneter optischer Übergänge für CLIBS-Messungen an Xenonionen sind sowohl physikalische als auch technische Grenzen zu beachten. Seit 1987 liegt von Hansen und Persson [HP1987] eine überarbeitete Tabelle mit Energieni-

Tabelle 4: Daten von stabilen Xenonisotopen. Hier sind Kernspin I, Kerndipol- μ/μ_n und Kernquadrupolmoment Q_s [BAN1989] sowie Atommasse [AW1995] und Vorkommen in der Natur [KN1981] aufgeführt.

Isotop	I	Masse /amu	μ/μ_n	Q_s/b	nat. Vork. /%
^{124}Xe	0	123.905895			0.1
^{126}Xe	0	125.904268			0.09
^{128}Xe	0	127.903530			1.91
^{129}Xe	1/2	128.904779	-0.777976		26.4
^{130}Xe	0	129.903507			4.1
^{131}Xe	3/2	130.905081	0.691861	-0.116	21.2
^{132}Xe	0	131.904154			26.9
^{134}Xe	0	133.905394			10.4
^{136}Xe	0	135.907219			8.9

veaus und Linien von Xenon vor, mit der die in dieser Arbeit untersuchten Linien ausgewählt wurden. Nach den älteren Tabellen von C. E. Moore [AEL1958] wären die Linien 659.50 nm und 680.57 nm nicht zu finden bzw. zu ungenau bestimmt und daher auch nicht auffindbar gewesen. Die Linie 699.09 nm ist sowohl den alten als auch den neuen Tabellen zu entnehmen. Diese Linien sind mit Hilfe des Programms TRANSI [OT1988] aus einer Vielzahl von Übergängen ermittelt worden. Wichtig hierbei ist, daß die metastabilen Zustände eine Drehimpulsquantenzahl $J \geq 7/2$ besitzen und nicht über Dipolstrahlung in die Grundzustände ($J \leq 3/2$) fallen können, da die Wellenfunktionen der hier benutzten Zustände eine andere Parität besitzen als die der Grundzustände. Weiterhin muß die Drehimpulsauswahlregel $\Delta J = 0, \pm 1$ beachtet werden, allerdings ist dabei der Übergang von $J_1 = 0$ auf $J_2 = 0$ verboten [HW1989]. Ein teilweises Grotrian-Diagramm ist in Abbildung 7 zu sehen.

Bei den technischen Grenzen ist zu beachten:

- Die metastabilen Zustände müssen gut besetzt sein, was hier im wesentlichen von der Ionenquelle abhängt. Die Zustände werden nicht thermisch besetzt, wie bei einer Oberflächenionenquelle, sondern durch Stöße der Atome mit Elektronen und Ionen im Plasma. Schließlich liegen die metastabilen Energieniveaus im Bereich von 99000 cm^{-1} bis 115000 cm^{-1} und müssen eine Lebensdauer haben, die größer ist als die Flugzeit (40 μs) von der Quelle zur Meßkammer.

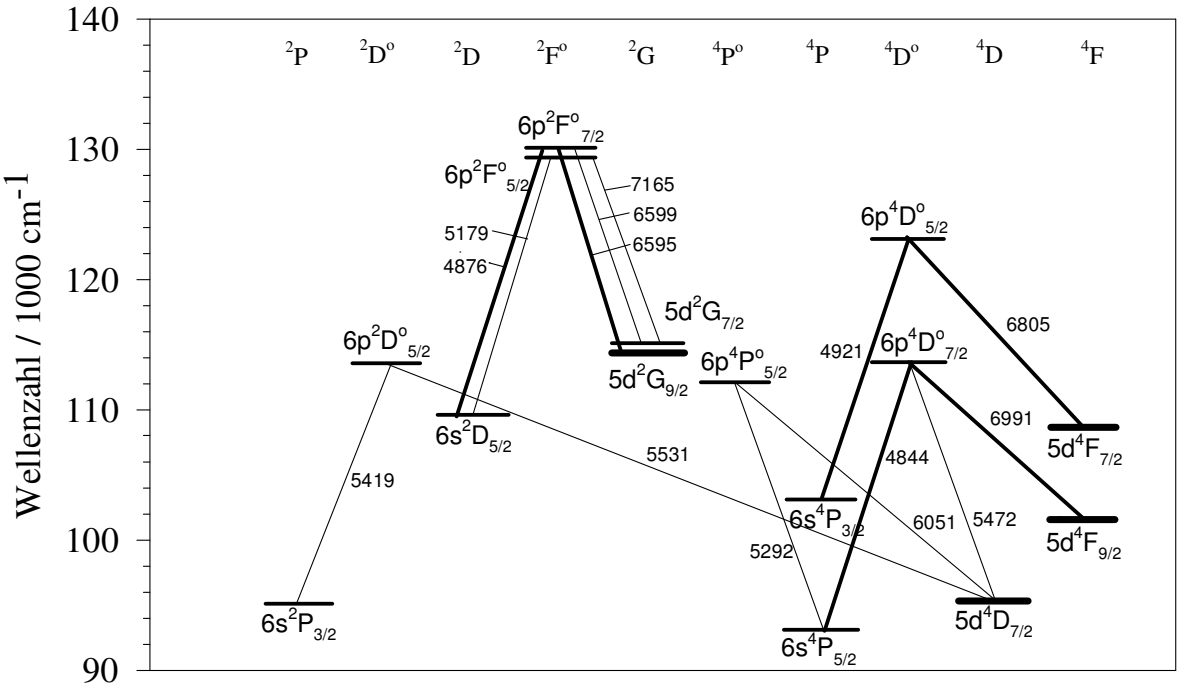

Abbildung 7: Teilweises Grotrian-Diagramm von XeII, welches Energieniveaus und Übergänge zeigt. Die in dieser Arbeit untersuchten metastabilen Niveaus und Übergangslinien sind durch fette Linien gekennzeichnet. Angegeben sind die Wellenlängen der Übergänge in Å sowie die Klassifikation der Niveaus in LS-Kopplungsnotation [HP1987]. Die Terme $(^1D)5d\ ^2F_{7/2}$ bei 120853.16 cm^{-1} und $(^3P)5d\ ^2F_{7/2}$ bei 101535.67 cm^{-1} wurden nicht eingezeichnet, weil die möglichen Übergänge zu schwach bzw. außerhalb des Arbeitsbereiches unseres Lasers sind. Der Term $(^1D)5d\ ^2F_{7/2}$ hat wie auch schon der Term $(^1D)5d\ ^2G_{7/2}$ die Möglichkeit zu den Termen $6p\ ^2D^o_{5/2}$, $6p\ ^4P^o_{9/2}$ und $6p\ ^4D^o_{7/2}$ zu zerfallen, auch wenn hierbei z.T. Dublett-Quartett-Übergänge aufträten und sind nicht mehr als metastabil zu bezeichnen.

- Die Lebensdauer des Zustandes, der durch Anregung eines metastabilen Zustandes mit dem Laser erreicht wird, sollte nicht größer sein als die Flugzeit der Ionen durch die Meßkammer, da sonst das Fluoreszenzlicht der angeregten Ionen erst nach dem Flug durch die Kammer auftreten würde und somit für die Photomultiplier nicht mehr nachzuweisen wäre.

- Die Wellenlänge der angeregten Übergänge muß im Arbeitsbereich des Lasers liegen (550 nm–725 nm). In dieser Arbeit erstreckt sich der Bereich von etwa 660 nm–717 nm, was mit den Farbstoffen DCM und Pyridin zu erreichen ist.

- Die Übergangswahrscheinlichkeiten der betreffenden Übergänge sollten groß sein, d.h. es müssen starke Linien vorhanden sein, welche die Zustände koppeln. Das gilt sowohl für die Anregungs- als auch für die Fluoreszenzübergänge.

- Für den Nachweis sind die Empfindlichkeiten der Photomultipier in Kombination mit Farbglasfiltern entscheidend. Mit den Farbfiltern BG39 (Dicke10 mm) läßt sich das Laserstreulicht gut unterdrücken, d. h. die Transmission der Filter ist für die Wellenlänge des Laserlichtes $< 10^{-5}$. Das Restgasleuchten, das durch Kollision von Xenonionen mit den verbliebenen Restgasmolekülen entsteht und sich in der Regel über einen größeren Wellenlängebereich erstreckt, konnte durch zusätzliche Kantenfilter GG455 (Dicke 2 mm) auf 1000–1500 Ereignisse pro Sekunde und pro nA Ionenstrom reduziert werden und ist als Untergrund in der Messung zusätzlich zum laserinduzierten Fluoreszenzlicht vorhanden. Im Wellenlängenbereich (484 nm–518 nm) des Fluoreszenzlichtes haben die verwendeten Filter eine Transmission von > 0.6. Man könnte auch schmalbandige Interferenzfilter einsetzen, um das Restgasleuchten weiter zu reduzieren, aber Interferenzfilter (Transmissionsfilter) haben eine geringere Transmission für das Fluoreszenzlicht, da aufgrund der Geometrie des Lichtleiters nicht alles Licht auf den Filter senkrecht einfällt und somit verlorengeht. Entscheidend für eine solche Abwägung ist das Verhältnis aus der Abschwächung von Meßsignal zum Untergrund. Der Abschwächungsfaktor des Untergrundsignals sollte größer sein als das Quadrat des Abschwächungsfaktors des Meßsignals.

4.2 Auswertung und Ergebnisse der Experimente im Spektrum von XeII

Mit den in Abschnitt 4.1 genannten Randbedingungen können 5 Linien ausgewählt werden, bei denen eine Untersuchung mit dem Laser möglich sein sollte und von denen bisher noch keine HFS-Messungen mit CLIBS bekannt sind. In Tabelle 5 sind die Übergangslinien und die dazugehörigen Niveaus in jK- und LS-Kopplungsnotation

Tabelle 5: Mögliche für CLIBS geeignete Übergänge von XeII. Davon konnten in dieser Arbeit die Übergänge mit den Wellenlängen 659.50 nm, 680.57 nm und 699.09 nm nachgewiesen werden, die letzten beiden in der Tabelle sind zu schwach gewesen. Angegeben sind die Wellenlängen sowie die Notation der betroffenen Terme in jK- und LS-Kopplung. Die Indizes u und o stehen dabei für den energetisch tiefer- bzw. höherliegenden Term.

jK-Kopplung(u)	LS-Kopplung(u)	λ /nm	jK-Kopplung(o)	LS-Kopplung(o)
$(^3P_2)5d[4]_{9/2}$	$(^3P)5d\ ^4F_{9/2}$	699.09	$(^3P_2)6p[3]_{7/2}$	$(^3P)6p\ ^4D_{7/2}$
$(^3P_1)5d[3]_{7/2}$	$(^3P)5d\ ^4F_{7/2}$	680.57	$(^3P_1)6p[2]_{5/2}$	$(^3P)6p\ ^4D_{5/2}$
$(^1D_2)5d[4]_{9/2}$	$(^1D)5d\ ^2G_{9/2}$	659.50	$(^1D_2)6p[3]_{7/2}$	$(^1D)6p\ ^2F_{7/2}$
$(^1D_2)5d[4]_{7/2}$	$(^1D)5d\ ^2G_{7/2}$	659.88	$(^1D_2)6p[3]_{7/2}$	$(^1D)6p\ ^2F_{7/2}$
$(^1D_2)5d[4]_{7/2}$	$(^1D)5d\ ^2G_{7/2}$	716.48	$(^1D_2)6p[3]_{5/2}$	$(^1D)6p\ ^2F_{5/2}$

aufgeführt.

An 3 Linien (659.50 nm, 680.57 nm und 699.09 nm) kann ein ausreichendes Fluoreszenzsignal gemessen werden, die anderen (716.5 nm und 659.9 nm) sind zu schwach, da der Term $5d\ ^2G_{7/2}$ nicht metastabil ist und mit einem Infrarotübergang ($\lambda \simeq 7\ \mu m$) in den Zustand $6p\ ^2D^o_{5/2}$ zerfallen kann und nur noch schwach besetzt sein dürfte. Schon die 659.50 nm-Linie ist nur mit schlechtem Signal-Rauschverhältnis zu messen und für die Linien 716.5 nm und 696.50 nm sind noch 2–3 mal bzw. 10 mal schwächere Intensitäten angegeben [HP1987]. Broström et al. [BKL1996] haben ihre HFS-Messungen an den Linien 605.1 nm, 553.1 nm und 547.2 nm durchgeführt, die auch in dem Grotrian-Diagramm in Abbildung 7 zu sehen sind. Diese Übergänge gehen alle vom gleichen metastabilen Zustand aus, dessen HFS schon von Rosner et al. [RGH1978] mittels laserinduzierter Radiofrequenzspektroskopie gemessen worden ist. Broström et al. konnten so die HFS der mit dem Laser angeregten Zustände $6p\ ^2D^o_{5/2}$, $6p\ ^4P^o_{5/2}$ und $6p\ ^4D^o_{7/2}$ bei Ionenströmen von 500 nA–1000 nA vermessen, von denen der letztere Zustand auch in dieser Arbeit mit einem anderen Übergang (699.09 nm) zu erreichen ist. Da bei diesen Messungen die Wellenlängen des anregenden Laserlichtes und des zu detektierenden Fluoreszenzlichtes z. T. nur 11 nm bis maximal 76 nm auseinanderliegen, wurde das Fluoreszenzlicht mittels eines Gitterspektrographen von Restgasleuchten und Laserstreulicht befreit und mit einem gekühlten Photomultiplier detektiert, weil für eine solche Konstellation keine geeigneten Filter existieren. Der Nachteil bei dieser Nachweismethode ist, daß die Ausbeute η, d.h. das Verhältnis von detektierten Photonen zu den durch die Meßkammer

fliegenden Ionen, etwa bei bestenfalls 10^{-9} [BMP1994] liegt. Das heißt, daß durch den Spektrographen nur 0.1% bis 1% des Fluoreszenzlichtes zum Photomultiplier gelangen (vergleiche Tabelle 6). Es gibt damit in dieser Arbeit keine Möglichkeit nach einem sogenannten „Cross-Over"-Schema HFS der Energieniveaus zu vermessen, wie in den Untersuchungen über Sm [DO1983], [BE1988], [KE1990] oder Gd [HE1987], wobei zu jedem Energieniveau mehr als ein laserinduzierter Übergang möglich ist.

Die HFS für das Isotop ^{129}Xe besteht aus drei gut aufzulösenden Komponenten (bei den Übergangslinien 699.09 nm, 680.57 nm, 659.50 nm), von denen die kleinste eine um den Faktor 27 (680.57 nm) bzw. 44 (699.09 nm, 659.50 nm) geringere Intensität hat als die stärkste. Bei allen Übergangslinien war der Nachweis der kleinsten Komponente nur durch Mittelung über mehrere Einzelmessungen (Scans) möglich, dabei mußten zusätzlich auch die Zeiten pro Meßpunkt bei den schwachen Übergängen (680.57 nm, 659.50 nm) verlängert werden. Für eine Analyse der HFS, insbesondere bei den Übergangslinien 680.57 nm und 659.50 nm, muß auch die kleinste Komponente des Isotops ^{129}Xe zu vermessen sein, da sonst nur die Differenz der beiden A-Faktoren zu ermitteln ist. Die gemessenen HFS-Spektren für das Isotop ^{131}Xe sind bei der Übergangslinie 680.57 nm nur bis auf eine Kurve bestehend aus 3 Peaks, unter denen sich sieben Komponenten verbergen, aufzulösen (näheres dazu ist im Anhang A.2 zu finden). Dagegen haben bei der Übergangslinie 659.50 nm drei mittelgroße Komponenten eine gerade noch meßbare Intensität und zwei der vier großen Komponenten liegen weniger als eine Halbwertsbreite auseinander. Die HFS des Isotopes ^{131}Xe besteht aus neun Komponenten bei allen gemessenen Übergangslinien (699.09 nm, 680.57 nm, 659.50 nm). Die schwächste Komponente ist 780-mal (699.09 nm, 659.50 nm) bzw. 308-mal (680.57 nm) kleiner als die stärkste [CS1959]. Wegen der im Vergleich zu ^{129}Xe höheren Anzahl von Komponenten müssen die beiden schwächsten in den Meßkurven nicht unbedingt sichtbar sein. Aber um die 4 HFS-Aufspaltungsfaktoren zu ermitteln, sollten mehr als 4 Komponenten zu sehen sein. Die HFS-Schemata der Übergänge mit den dazugehörigen gemessenen Spektren sind in den Abbildungen 8, 9 und 10 zu sehen.

Die ersten Messungen begannen an der Linie 699.09 nm, die auch am stärksten von den dreien ist, dann folgten 680.57 nm (um Faktor 7 schwächer als die stärkste) und 659.50 nm (um Faktor 10 schwächer als die stärkste). In Tabelle 6 sind die entsprechenden Photomultiplierzählraten $\dot{N}$ und Ionenströme I, sowie die Ausbeuten η

Tabelle 6: Gemessene Ausbeuten η für die XeII-Linien. Aufgelistet sind der Ionenstrom I des Isotops ^{132}Xe und die die Anzahl der Fluoreszenzphotonen $\dot{N}$ pro Sekunde. Die mit * gekennzeichnete Ausbeute stammt aus Testmessungen mit Bariumionen (Isotop ^{138}Ba)

Linie	I / nA	$\dot{N}$ / s^{-1}	η
699.09 nm	15	50000	$5.6 \cdot 10^{-7}$
680.57 nm	100	40000	$6.7 \cdot 10^{-8}$
659.50 nm	100	30000	$5 \cdot 10^{-8}$
649.7 nm *	2 *	400000 *	$3.4 \cdot 10^{-5}$ *

Tabelle 7: Zusammensetzung der Ausbeute (Photonen/Ion) η aus den Einzelfaktoren. Der Wert für Barium ergibt sich aus Abschätzungen, er ist 1.6-mal größer als der gemessene in Tabelle 6. Mit der gemessenen Ausbeute der Linie 699.09 nm von Xe kann dann die Besetzungswahrscheinlichkeit abgeschätzt werden.

Spektrum	BaII (649.7nm)	XeII (699.09 nm)
Besetzungwahrscheinlichkeit	0.03	0.00031
Anregungswahrscheinlichkeit	0.25	0.25
Lichtsammlerwirkungsgrad	0.1	0.1
Transmission der Filter	0.6	0.6
Quanteneffizienz der Multiplier	0.15	0.15
Nachweiselektronik	0.8	0.8
Ausbeute η	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-7}$

für die Linien angegeben. Mit Ausbeute ist das Verhältnis gemessene Photonenanzahl $\dot{N}$ zu Ionenanzahl, die durch die Meßkammer fliegen, gemeint. Dabei entspricht ein Ionenstrom von 1 nA einer Ionenanzahl von $6 \cdot 10^9$ einfach geladenen Ionen.
Aufgrund der Testmessungen mit Barium kann eine grobe Abschätzung über die Besetzung der metastabilen Zustände bei Xenon angegeben werden. Bei Barium fällt die Besetzungswahrscheinlichkeit wegen der thermischen Besetzung der Niveaus in einer Oberflächenquelle mit $e^{-(E/k \cdot T)}$ ab. Dabei ist T die Temperatur in der Quelle und E die Energie eines metastabilen Niveaus. Bei einer Bogenentladung von Xenon etwa ist die Besetzung der Niveaus, welche vor allem über Stöße von Teilchen im Plasma der Hohlkathodenquelle erfolgt, nicht so einfach zu berechnen. Mit der gemessenen Ausbeute η für Xenon ist es nun möglich, die relative Besetzung der metastabilen Niveaus auszurechnen, die Werte sind in Tabelle 7 aufgeführt. Dabei sind als Einzelfaktoren die Besetzungswahrscheinlichkeit der metastabilen Zustände

der Ionen in der Quelle, die Anregungswahrscheinlichkeit der Ionen durch den Laser in der Meßkammer sowie deren Lichtsammlerwirkungsgrad, die Durchlässigkeit der Filtergläser und die Effizienz des Photomultipliers für das Fluoreszentlicht und schließlich die Verluste durch die Nachweiselektonik.

Die weitere Auswertung der gemessenen Spektren geschieht mit Hilfe des Programms ENTZY [OT1988], [HE1987]. Zunächst wird die Meßwertdatei einer Einzelmessung eingelesen, die Zählraten von Meß- und Regelkanal werden auf dem Bildschirm dargestellt. Dann wird aus den Nachbeschleunigungsspannungen eine Frequenzskala berechnet, deren Nullpunkt die Lage der Linie im Regelkanal ist; die Zählraten des Meßkanals werden in diese Frequenzskala eingezählt. Durch Mittelung der Zählraten von mehreren Einzelmessungen dieser Frequenzskala (Überlagerung) erhält man Spektren mit einem verbesserten Signal-Rauschverhältnis. Teile einer Messung, die nicht in die Auswertung sollen, weil etwa die Laserregelung während einer Messung ausgefallen ist oder Schwankungen im Ionenstrom aufgetreten sind, können markiert und entfernt werden. Die Zählraten der Überlagerungen können normiert (zwischen 0 und 10000) oder unnormiert abgespeichert werden. Insbesondere die schwachen Komponenten der Spektren können erst durch Überlagerung von bis zu 30 Einzelmessungen aus den Untergrundschwankungen hervortreten.

Mit Hilfe des Programms XEFIT2, (früher AUTOFI) von Hühnermann [HU1967] in FORTRAN entwickelt, werden die Überlagerungsdateien weiter ausgewertet. Dabei wird die Meßkurve durch eine errechnete Kurve (Fitkurve) angepaßt (gefittet), bis die Summe Fehlerquadrate der Meß- und Fitkurve nicht mehr kleiner wird. Die errechnete Kurve ist eine Summe von modifizierten Lorentz-Profilen gleicher Form, aber unterschiedlicher Amplitude. Die HFS-Aufspaltungsfaktoren (A- und B-Faktoren), die Linienbreite und die Isotopieverschiebung sind Parameter, deren Wert optimiert und deren Fehlerbreite ebenfalls berechnet wird. Als weitere Parameter zur Verbesserung der Angleichung von Meß- und Fitkurve dienen Parameter, die lineare und quadratische Effekte in Abhängigkeit von der Frequenz in der Untergrundzählrate beschreiben, Linienformparameter, die Asymmetrien oder Nebenkomponenten [HE1987] der Linien beschreiben, und Parameter für optisches Pumpen, die Abweichungen der Linienintensitäten zwischen Theorie und Messung beschreiben. Um eine Entkopplung der Fitparameter für die $A_{o/u}$- und $B_{o/u}$-Faktoren zu erreichen, werden sie nicht einzeln gefittet, sondern für A_o bzw. B_o werden die Aus-

drücke $A_o - \alpha\ A_u$ bzw. $B_o - \beta\ B_u$ als Parameter gefittet, wobei α und β je nach Art der Kopplung anzupassen sind und während des Fits festgehalten werden. Für die Auswertung in dieser Arbeit genügte es $\beta = 1$ zu setzen und α aus der Differenzfrequenz der beiden starken HFS-Komponenten des Isotops ^{129}Xe zu bestimmen. Die Werte für α betragen 1.25 bei den Übergängen 699.09 nm und 659.50 nm bzw. 1.33 bei dem Übergang 680.57 nm. Zusätzlich kann das Verhältinis der Kerndipol- und Kernquadrupolmomente zwischen zwei Isotopen als Parameter im Fitprogramm eingegeben werden, um nach etwaigen HFS-Anomalien zu suchen.

Die Lagen der Linien können dann berechnet werden, wenn $A_{o/u}$- und $B_{o/u}$-Faktoren sowie ISV ($\Delta\nu_{ISV}$) aus dem Fit ermittelt und Kernspin I sowie Drehimpulse $J_{o/u}$ der Niveaus bekannt sind. Das geschieht mit Hilfe folgender Gleichung aus [KO1956], welche die Energiedifferenz zweier Terme (o, u) berechnet, die HFS-Aufspaltung zeigen, S.15ff.:

$$\Delta\nu_{HFS} = \Delta\nu_{ISV} + \frac{A_o}{2} \cdot C_o + \frac{B_o}{4} \cdot D_o - \frac{A_u}{2} \cdot C_u - \frac{B_u}{4} \cdot D_u \tag{4.1}$$

mit

$$\begin{aligned} C_{o/u} &= F_{o/u}(F_{o/u}+1) - I(I+1) - J_{o/u}(J_{o/u}+1) \\ D_{o/u} &= \frac{\frac{3}{2} \cdot C_{o/u}(C_{o/u}+1) - 2I(I+1)J_{o/u}(J_{o/u}+1)}{I(2I-1)J_{o/u}(2J_{o/u}-1)} \\ F_{o/u} &= I + J_{o/u}, I + J_{o/u} - 1, ...|I - J_{o/u}| \end{aligned} \tag{4.2}$$

Dabei ist I der Kernspin des jeweiligen Isotops, J der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle des Atoms oder Ions (Feinstruktur), die dann beide zum Gesamtdrehimpuls F koppeln und so die HFS der Feinstruktur ausbilden (näheres dazu siehe im Abschnitt Theorie). Zur Berechnung der Multiplikatoren $C_{o/u}$ und $D_{o/u}$ sei auf den Anhang A.1 verwiesen.

Eine Mittelwertberechnung entsprechend den Fehlern δA_i und δB_i der mit XEFIT2 bestimmten HFS-Aufspaltungsfaktoren A_i und B_i erfolgt mit dem ebenfalls von Hühnermann entwickelten Programm AUSGLXE. Dabei berechnet sich der Mittel-

wert $\bar{A}$ aus n Messungen (bzw. Überlagerungen) so [HU1967]:

$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \frac{A_i}{(\delta A_i)^2}}{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{(\delta A_i)^2}}, \text{ ebenso } \bar{B} \tag{4.3}$$

Der Fehler der Mittelwerte ergibt sich dann zu:

$$\delta\bar{A} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} \frac{(\delta A_i)^2 + (A_i - \bar{A})^2}{(\delta A_i)^2}}{n \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{(\delta A_i)^2}}}, \text{ ebenso } \delta\bar{B} \tag{4.4}$$

Die Werte sind für jede Linie und jedes Isotop in Tabelle 8 zusammengestellt und, falls möglich, sind Werte anderer Autoren zum Vergleich mit angegeben. Im Rahmen unserer Meßgenauigkeit konnte keine HFS-Anomalie festgestellt werden.

Tabelle 8: Aufstellung der A- und B-Faktoren von Xenon, die in dieser Arbeit ermittelt wurden. Als Vergleich können für den Term $(^3P_2)6p[3]_{7/2}$ die Werte aus einer Veröffentlichung von Broström et al. ([1] [BKL1996], CLIBS) herangezogen werden, die mit einer anderen Übergangslinie (547.2 nm) gemessen wurden. Zur Auswertung ist noch zusagen, daß aufgrund der schlechten Auflösung der HFS von ^{131}XeII bei der Linie 680.57 nm, die A-Faktoren mit festgehaltenen B-Faktoren bzw. die B-Faktoren bei festgehaltenen A-Faktoren gefittet werden mußten. Daher sind die Fehlerbreiten um etwa einen Faktor 2 zu klein. Auch Ergebnisse von Arbeiten anderer Autoren sind aufgeführt: Rosner et al. [2] [RGH1978] (laserinduzierte Radiofrequenzspektroskopie) und Borghs et al. [3] [BBS1981](CLIBS).

Term (jK-Koppl.)	HFS-Faktor	diese Arbeit (MHz)	andere Arbeiten (MHz)	Linie/nm
$(^3P_2)6p[3]_{7/2}$	A_{129}	-1171.52 ±0.85	-1164 ±5	699.09
	A_{131}	347.37 ±0.33	346 ±2	(547.2)
	B_{131}	-240.21 ±2.2	-230 ±11	[1]
$(^3P_2)5d[4]_{9/2}$	A_{129}	-772.24 ±0.68		
	A_{131}	228.91 ±0.26		
	B_{131}	-209.24 ±2.13		
$(^3P_1)6p[2]_{5/2}$	A_{129}	206.86 ±1.17		680.57
	A_{131}	-61.41 ±0.25		
	B_{131}	63.12 ±2.28		
$(^3P_1)5d[3]_{7/2}$	A_{129}	199.01 ±0.87		
	A_{131}	-59.2 ±0.19		
	B_{131}	-37.43 ±2.14		
$(^1D_2)6p[3]_{7/2}$	A_{129}	-2859.4 ±5.0		659.50
	A_{131}	850.4 ±1.7		
	B_{131}	464.8 ±8.6		
$(^1D_2)5d[4]_{9/2}$	A_{129}	-2056.0 ±4.0		
	A_{131}	611.7 ±1.3		
	B_{131}	463.1 ±8.5		
$(^3P_2)5d[3]_{7/2}$	A_{129}		-503.07580 ±0.00035	605.1
	A_{131}		149.15560 ±0.00016	[2]
	B_{131}		71.1101 ±0.0011	
$(^3P_2)6p[2]_{5/2}$	A_{129}		-1634.9 ±0.9	605.1
	A_{131}		485.3 ±0.3	[3]
	B_{131}		-116.5 ±2.0	
$(^3P_2)6p[3]_{5/2}$	A_{129}		-1387 ±9	553.1
	A_{131}		409 ±2	[1]
	B_{131}		-117 ±10	

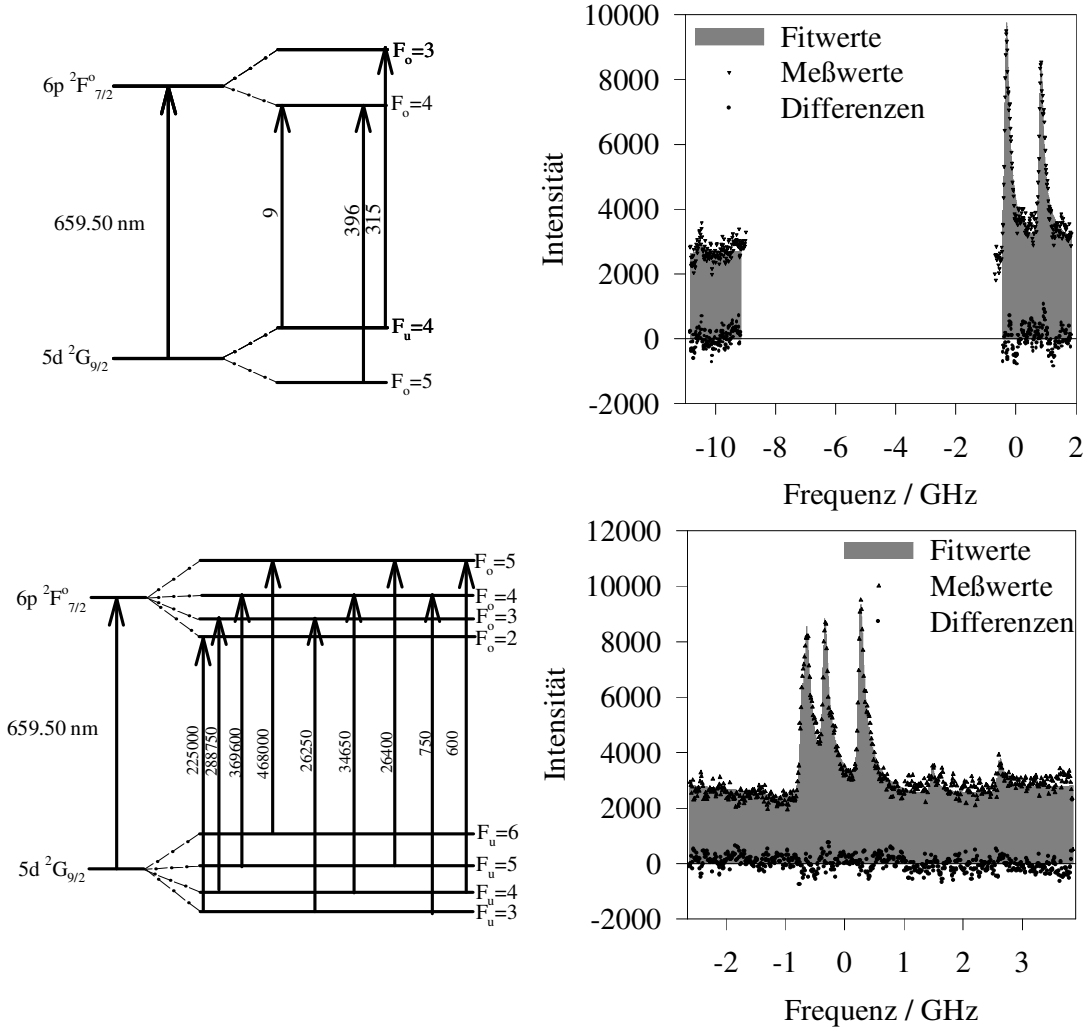

Abbildung 8: HFS-Termschemata (nicht maßstäblich) und gemessene Spektren für die Übergangslinie $\lambda = 659.50$ nm der Isotope ^{129}XeII (oben) bzw. ^{131}XeII (unten). Angegeben sind die erlaubten HFS-Übergänge und deren Intensität nach [CS1959] sowie die Abfolge der HFS-Komponenten entsprechend den gemessenen Spektren. Die ersten beiden HFS-Komponenten im Spektrum des Isotops ^{131}XeII können hier nicht aufgelöst werden. Bei der Messung des Isotops ^{129}XeII kann der mittlere Teil aus Gründen der Zeitersparnis vom Meßprogramm übersprungen werden.

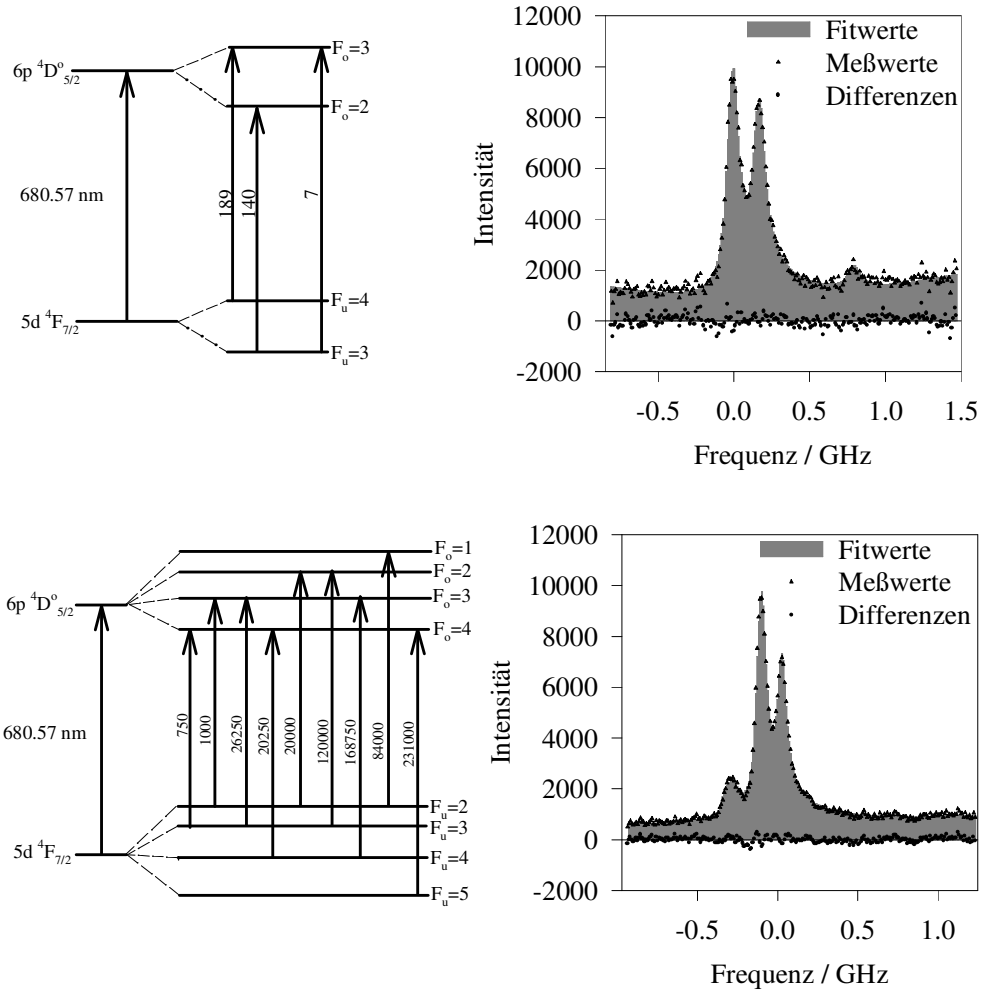

Abbildung 9: HFS-Termschemata (nicht maßstäblich) und gemessene Spektren für die Übergangslinie $\lambda = 680.57$ nm der Isotope ^{129}XeII (oben) bzw. ^{131}XeII (unten). Angegeben sind die erlaubten HFS-Übergänge und deren Intensität nach [CS1959] sowie die Abfolge der HFS-Komponenten entsprechend den gemessenen Spektren. Eine detaillierte Ansicht der HFS-Niveaus und eine Zusammensetzung des Spektrums aus den einzelnen Komponenten sind im Anhang A.2 zu finden.

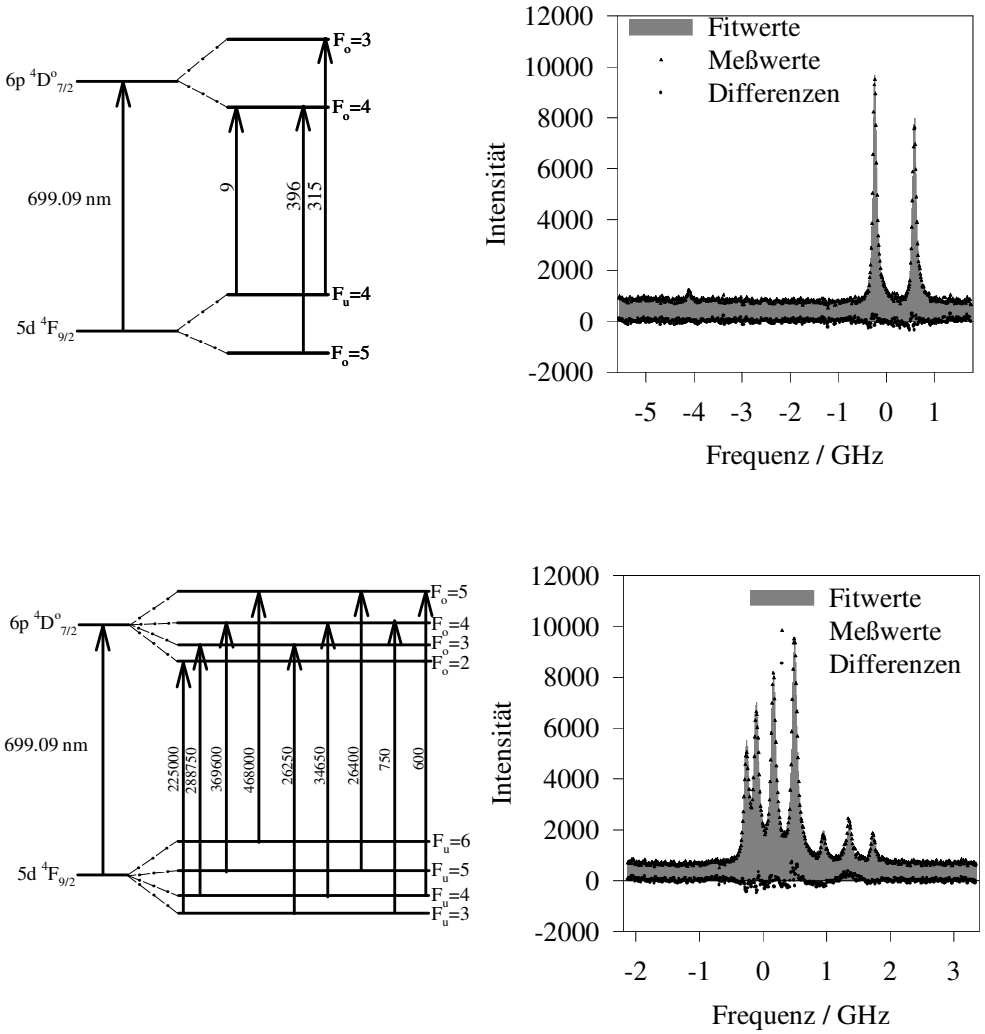

Abbildung 10: HFS-Termschemata (nicht maßstäblich) und gemessene Spektren für die Übergangslinie $\lambda = 699.09$ nm der Isotope ^{129}XeII (oben) bzw. ^{131}XeII (unten). Angegeben sind die erlaubten HFS-Übergänge und deren Intensität nach [CS1959] sowie die Abfolge der HFS-Komponenten entsprechend den gemessenen Spektren.

4.3 Experimente im Spektrum von FeII

In diesem Abschnitt wird die Durchführung der Versuche an Eisenionen beschrieben und zu welchen Ergebnissen sie geführt haben. Das Element Eisen besitzt die Kernladungszahl 26 und hat vier stabile Isotope, von denen nur ^{57}Fe HFS-Aufspaltung (Kernspin I = 1/2) zeigt. Weiterhin wird eine Aufstellung in Tabelle 9 und ein teilweises Grotrian-Diagramm in Abbildung 11 mit den untersuchten Übergängen dargestellt, die aus [CM1972] entnommen sind [1]. Die metastabilen Niveaus, von denen aus die Übergänge angeregt werden sollen, liegen in einem Energiebereich von 23000 cm^{-1} bis 32000 cm^{-1}. Insgesamt liegen etwa 60 metastabile Niveaus im Bereich von 0 cm^{-1} bis 38000 cm^{-1}. Aus den Messungen der Lebensdauer angeregter Zustände von Lundberg et al. [LLS1999] (3 ns–4 ns) wird eine natürliche Linienbreite von 40 MHz–53 MHz erwartet. Zum Schluß werden mögliche Gründe genannt, warum die Suche nach laserinduzierter Fluoreszenz bei den ausgewählten Linien erfolglos gewesen ist.

Die Übergänge von Eisenionen, bei denen der Versuch einer Anregung mit dem zur Verfügung stehenden Farbstofflaser unternommen wurde, liegen in folgenden Wellenlängenbereichen:

- 492 nm–517 nm: Dabei wird der Dye-Laser mit dem Farbstoff Coumarin 102 betrieben (10 mW–20 mW im Single-Mode Betrieb) und wird mit den UV-Linien des Argonionen-Lasers (350 nm–366 nm) mit einer Leistung von 2 W gepumpt. Die Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes liegt im UV-Bereich bei etwa 240 nm.

- 599 nm–652 nm: Der Dye-Laser wird mit den Farbstoffen Rhodamin 6G und DCM) (70 mW im Single-Mode Betrieb) betrieben und mit den blaugrünen Linien des Argonionenlasers mit 4 W gepumpt. Die Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes liegt im UV-Bereich bei etwa 260 nm.

- 717 nm–784 nm: Dieser Bereich ist bis zu einer Wellenlänge von etwa 750 nm Wellenlange mit dem Farbstoff Pyridin1 zu erreichen, die Wellenlänge des

[1] Internet-Adressen: http://physics.nist.gov oder auch die sogenannte Kurucz-Datenbank über http://www.pmp.uni-hannover.de/arbeitsgruppen/Gruppe-Kock

Fluoreszenzlichtes liegt bei etwa 280 nm. Es gibt allerdings für diese Konstellation keine geeigneten Filter zur Unterdrückung des Laserstreulichtes, außer man nähme Photomultiplier, die unempfindlich wären für rotes Licht. Deshalb konnten diese Linien in dieser Arbeit nicht nach laserinduzierter Fluoreszenz untersucht werden.

Tabelle 9: Mit CLIBS untersuchte Übergangslinien im Spektrum von FeII. Angegeben sind die Wellenlänge (Luft) und Wellenzahlen (im Vakuum) der Übergänge sowie die Notation der betroffenen Terme in LS-Kopplung

unterer Term	Wellenzahl / cm^{-1}	Wellenlänge / nm	oberer Term
a $^6S_{5/2}$	20303.38	492.39	z $^6P^\circ_{3/2}$
a $^6S_{5/2}$	19921.01	501.85	z $^6P^\circ_{5/2}$
a $^6S_{5/2}$	19340.63	516.91	z $^6P^\circ_{7/2}$
a $^4G_{11/2}$	16685.99	599.14	z $^6F^\circ_{9/2}$
a $^4G_{9/2}$	16431.73	608.41	z $^6F^\circ_{7/2}$
b $^4D_{3/2}$	16261.67	614.78	z $^4P^\circ_{1/2}$
b $^4D_{1/2}$	16257.69	614.93	z $^4P^\circ_{1/2}$
b $^4D_{3/2}$	16025.35	623.84	z $^4P^\circ_{3/2}$
b $^4D_{1/2}$	16021.37	623.99	z $^4P^\circ_{3/2}$
b $^4D_{5/2}$	16001.84	624.76	z $^4P^\circ_{3/2}$
a $^6S_{5/2}$	15695.68	636.94	z $^6D^\circ_{3/2}$
b $^4D_{3/2}$	15603.00	640.73	z $^4P^\circ_{5/2}$
b $^4D_{5/2}$	15579.49	641.69	z $^4P^\circ_{5/2}$
a $^6S_{5/2}$	15541.36	643.27	z $^6D^\circ_{5/2}$
b $^4D_{7/2}$	15484.27	645.64	z $^4P^\circ_{5/2}$
a $^6S_{5/2}$	15342.44	651.61	z $^6D^\circ_{7/2}$

Das Fluoreszenzlicht wurde mit Photomultipliern vom Typ 6255X bzw. 9558QB, Hersteller Thorn-EMI, detektiert. Zur Unterdrückung des Laserstreulichtes in den Bereichen 492 nm–517 nm und 599 nm–652 nm sind Farbglasfilter vom Typ BG24a, Hersteller Glaswerke Schott, eingesetzt worden, die in den oben genannten Bereichen des Fluoreszenzlichtes eine Transmission von mehr als 0.3 bzw. 0.6 boten bei Stärken von 11 mm bzw. 8 mm. Der Lichtleiter, der das von der Meßkammer kommende Fluoreszenzlicht zum Photomultiplier reflektiert, besteht aus einem mit polierter Alufolie ausgekleidetem PVC-Rohr, das mit einem aufgeklebtem Quarzfenster vakuumdicht abgeschlossen ist. Die Ionenströme betrugen 30 nA bis 60 nA, gemessen

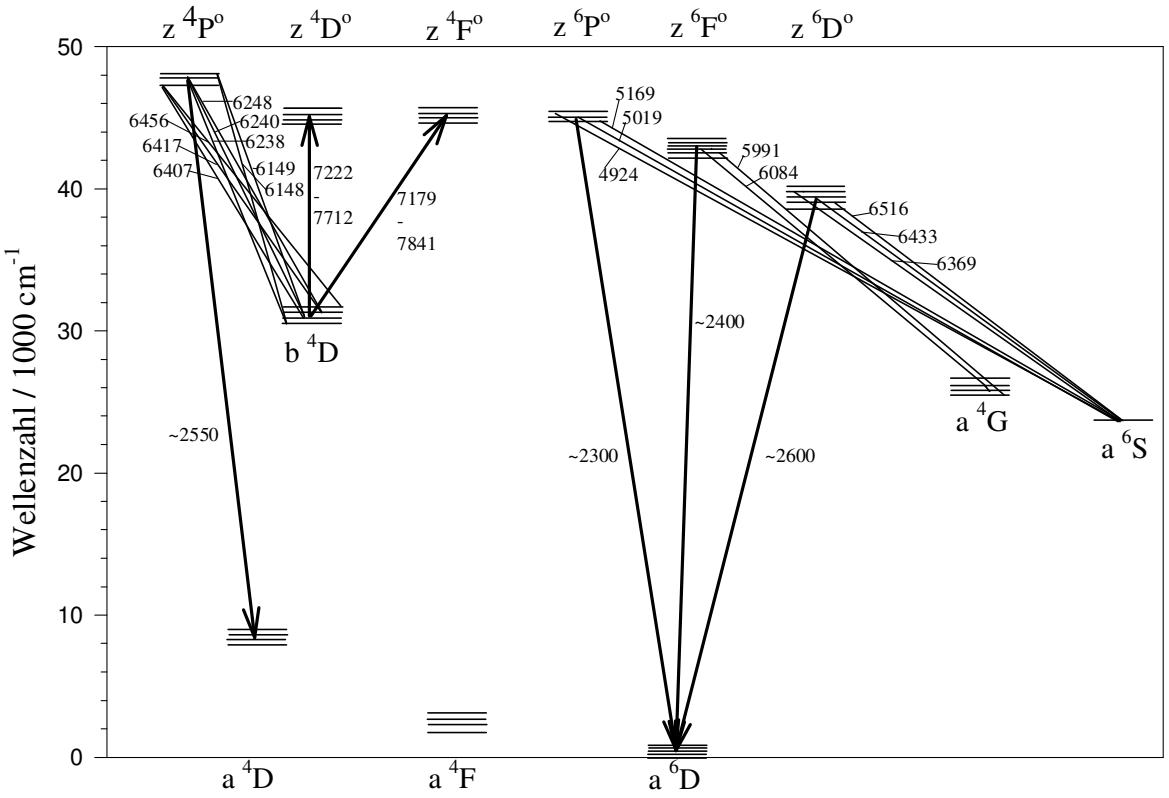

Abbildung 11: Teilweises Grotrian-Diagramm von FeII. Eingezeichnet sind die einzelnen mit CLIBS auf laserinduzierte Fluoreszenz hin untersuchten Übergangslinien. Dabei sind die nicht untersuchten Übergänge der Linien im Bereich von 717 nm bis 784 nm Wellenlänge durch jeweils einen großen Pfeil angedeutet, da keine Filter vorhanden sind, um das Laserstreulicht zu unterdrücken. Die Fluoreszenzübergänge sind ebenfalls nur mit einem Pfeil und der mittleren Wellenlänge angegeben, da oft mehrere Übergänge möglich sind. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Fluoreszenzen in den Zustand $a\ ^4F$ nicht eingezeichnet, sie liegen bei Wellenlängen von etwa 240 nm (von $z\ ^4P^o$) bzw. 275 nm (von $z\ ^4D^o$, $z\ ^4F^o$).

in einem Faradaycup mit dem Isotop ^{56}Fe nach dem Flug durch die Meßkammer. Die Untergrundzählrate, die durch Restgasleuchten verursacht wird, beträgt etwa 1000 s^{-1} pro nA Ionenstrom. Von keiner der untersuchten Linien konnte in dieser Arbeit laserinduzierte Fluoreszenz nachgewisen werden. Die Verwendung eines empfindlicheren Photomultipliers für den UV-Bereich hat keine Besserung gebracht. Der Test an einem anderen schon vermessenen Element mit ähnlicher Konstellation von Laser- und Fluoreszenzwellenlänge ist nicht möglich gewesen, mangels eines

passenden Beispiels. Tests der Photomultiplier und des Lichtleiters an einem Monochromator mit einer Quecksilberdampflampe (λ=253.7 nm) als Lichtquelle, bei denen die Lichtintensität bis in den Photonenzählmodus abgesenkt werden kann, zeigten eine ausreichende Empfindlichkeit des Nachweissystems. Damit bleiben zwei Gründe:

1. Die Oszillatorstärke der Übergänge ist zu klein.
2. Die Besetzung der metastabilen Niveaus ist zu gering.

Laserspektroskopische Messungen im Spektrum von FeII sind bis dato nur im UV-Bereich mit gepulsten Lasern zur Bestimmung von Lebensdauern angeregter Zustände von Hannaford et al. [HL1983], Schade et al. [HMS1988] und Lundberg et al. [LLS1999] oder von Populationsdichten metastabiler Zustände im Plasma einer Entladung von Kock et al. [LSK1998] vorgenommen worden. Die Lebensdauermessungen wurden an starken Übergangslinien durchgeführt, deren metastabile Niveaus bei einer Energie von etwa 1 eV (in Wellenzahlen c. a. 8000 cm^{-1}) liegen. Die thermische Besetzung der metastabilen Niveaus, die bei einer Energie von 1 eV bzw. 4 eV liegen, durch eine Oberflächen-Ionenquelle, deren Temperatur 2500 K beträgt, liegt bei etwa 0.01 bzw. 10^{-8}. Die geringe Besetzung für Niveaus bei einer Energie von 4 eV reicht für CLIBS-Messungen nicht aus, daher ist eine Oberflächenquelle nicht geeignet; abgesehen davon ist sie überhaupt nicht in der Lage Eisen in ausreichnder Menge zu ionisieren. Der Typ Ionenquelle allerdings, der zur Messung der Populationsdichten von Kock et al. verwendet worden ist, wird mit einer Edelgasentladung bei einem Druck in der Quelle von 400 mbar betrieben und macht es somit schwierig eine an ihn angeschlossene Ionenstrahlapparatur unter Hochvakuumbedingungen ($<10^{-5}$ mbar) zu halten. Eine andere Lösung für eine bessere Besetzung metastabiler Zustände versprechen ECR-Ionenquellen (**E**lectron **C**yclotron **R**esonance), die eigentlich zur Erzeugung auch mehrfach geladener Ionen geeignet sind. Quellen dieses Typs sind u.a. von Salzborn et al. [STS1995], [SAH1999] entwickelt und eingesetzt worden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden die Spektren der einfach geladenen Ionen von Xenon und Eisen mit dem CLIBS-Verfahren auf laserinduzierte Fluoreszenz hin untersucht. Dafür ist eine Hohlkathodenionenquelle entwickelt worden, wie sie auch von Sidenius [SID1965] schon beschrieben wurde.

Mit dem optischen Nachweis von Linien aus dem XeII-Spektrum konnte gezeigt werden, daß die im Laufe dieser Arbeit entwickelte Ionenquelle in der Lage ist, metastabile Niveaus bis zu einer Energie hinauf von 14.1 eV, was etwa einer Wellenzahl von 114000 cm^{-1} entspricht, mit einer relativen Bevölkerungsdichte von etwa 0.03 % zu besetzen. An drei Feinstruktur-Übergängen im Spektrum von ^{129,131}XeII konnten mittels CLIBS Aufspaltungsfaktoren (A-und B-Faktoren) der Hyperfeinstruktur vermessen werden. Die A-Faktoren wiesen innerhalb der Meßgenauigkeit unserer Apparatur keine Hyperfeinstruktur-Anomalien auf. Die Fehler für die A- bzw. B-Faktoren lagen im günstigen Fall bei $\pm$200 kHz bzw. $\pm$2.1 MHz und im ungünstigen Fall $\pm$5 MHz bzw. $\pm$8.6 MHz. Dieser große Fehler für den ungünstigen Fall läßt sich durch die geringe Meß- und Regelsignalintensität des betreffenden Übergangs (659.5 nm-Linie) erklären, die an der unteren Nachweisgrenze der Apparatur liegt. Dadurch wurde insbesondere der Nachweis der HFS-Komponenten mit geringer Intensität, die aber zur Bestimmung der A-Faktoren unbedingt notwendig waren, erschwert.

Weiterhin ist im XeII-Spektrum die ISV an solchen Übergängen noch zu messen, die schon zur Messung der HFS herangezogen wurden. Zur experimentellen Bestimmung der HFS nach dem CLIBS-Verfahren wird auch die ISV zwischen dem untersuchten Isotop und dem Referenzisotop, das zur Frequenzstabilisierung des Farbstofflasers nötig ist, ermittelt, allerdings nur recht ungenau. Aufgrund dieser Messungen kann für die ISV zwischen Isotopenpaaren, deren Masse um 1 amu differiert, ein Wert von einigen 10 MHz angegeben werden. Genaue Messungen der ISV erfordern im Vergleich zu denen der HFS eine wesentlich exaktere Justierung von Laser- und Ionenstrahl und einen sehr stabilen Betrieb der Ionenstrahlapparatur. Es sei hier auf die Arbeiten von Dörschel [DO1983], Heddrich [HE1987], Beiersdorf [BE1988] und Kesper [KE1990] verwiesen, was die Problemstellung der ISV-Messung mittels CLIBS betrifft.

Mit der gleichen Ionenquelle fanden dann Untersuchungen im Spektrum von FeII auf laserinduzierte Fluoreszenz hin statt und zwar mit Anregung im blau-grünen (492 nm–517 nm) und roten (600 nm–652 nm) Wellenlängenbereich. Das Ziel war hier, die HFS am Isotop ^{57}Fe (Kernspin I = 1/2) und die ISV zu messen. Der Strom an einfach geladenen Eisenionen, den die Hohlkathodenquelle liefern konnte, lag bei etwa 500 nA. Davon standen aufgrund von Umlenkverlusten durch die Ionenstrahlapparatur noch etwa 50 nA–100 nA für die Anregung mit Laserlicht zur Verfügung. Es gelang allerdings nicht, an den ausgewählten Übergängen Fluoreszenz nachzuweisen, da die Übergänge zu schwach und/oder die metastabilen Niveaus, von denen aus angeregt wurde, nicht ausreichend besetzt waren. Im Vergleich zu Xenon liegt die Energie dieser metastabilen Niveaus für Eisen nur bei 3 eV–4 eV, aber die Anzahl der metastabilen Zustände ist für Eisen (63) größer als für Xenon (4).

Für die Zukunft wäre es aussichtsreicher, die stärkeren Linien im UV-Bereich zu untersuchen, an denen auch schon Lebensdauermessungen vorgenommen worden sind. Die Probleme sind hier jedoch zum einen, daß man für HFS- und ISV-Messungen einen durchstimmbaren Single-Mode-Dauerstrichlaser im UV-Bereich (250 nm–300 nm) benötigt, zum anderen die Schwierigkeit, die laserinduzierte Fluoreszenz nachzuweisen. Da die Wellenlängen des Laser- und Fluoreszenzlichtes nahe zusammenliegen und kaum geeignete schmalbandige Filtergläser zur Unterdrückung des Laserstreulichtes existieren, müßte für diese Aufgabe ein UV-Monochromator mit einem empfindlichen, dunkelstromarmen Photomultiplier verwendet werden. Eine solche Vorgehensweise hat den Nachteil einer erheblich geringeren Ausbeute an Fluoreszenzlicht (etwa 100–1000 mal weniger) und kommt nur für starke Linien in Frage. Für eine höhere Besetzung der metastabilen Niveaus müßte eine andere Ionenquelle, eine ECR-Quelle (**E**lectron **C**yclotron **R**esonance), verwendet werden, wie sie in Arbeiten von Salzborn et al. [STS1995], [SAH1999] beschrieben wird.

A Anhang

A.1 Linienstärken und Multiplikatoren für die HFS der Übergangslinien 659.5 nm, 680.57 nm und 699.09 nm von XeII

Die relativen Intensitäten von HFS-Komponenten kann man Gleichungen aus dem Buch von Condon-Shortley [CS1959] (Kapitel 9, S. 236ff.) entnehmen. Berechnet werden Linienstärken durch den Erwartungswert des Dipoloperators P für zwei Zustände unterschiedlicher Parität. Den Größen J, L und S (Russel-Saunders-Kopplung der FS) im Buch enstsprechen hier die Größen F bzw. J bzw. I. Für Übergänge von J nach J$'$ = J - 1 folgt somit:

$$\begin{aligned}
S(\gamma,I,J,F;\gamma',I,J-1,F+1) &= (-1)^2\tfrac{(F+I-J+1)(J+I-F)(F+I-J+2)(J+I-F-1)}{4(F+1)} \\
&\quad |\langle\gamma J|P|\gamma'(J-1)\rangle|^2 \\
S(\gamma,I,J,F;\gamma',I,J-1,F) &= (2J+1)\tfrac{(F+J-I)(F+I-J+1)(I+J+1+F)(I+J-F)}{4F(F+1)} \\
&\quad |\langle\gamma J|P|\gamma'(J-1)\rangle|^2 \\
S(\gamma,I,J,F;\gamma',I,J-1,F-1) &= \tfrac{(F+J-I-1)(F+J-I)(I+J+F+1)(I+J+F)}{4F} \\
&\quad |\langle\gamma J|P|\gamma'(J-1)\rangle|^2 \qquad (1.1)
\end{aligned}$$

Für Übergänge, bei denen J$'$ = J ist, gilt dagegen:

$$\begin{aligned}
S(\gamma,I,J,F;\gamma',I,J,F+1) &= (-1)^2\tfrac{(F-I+J+1)(F+I-J+1)(I+J+F+2)(J+I-F)}{4(F+1)} \\
&\quad |\langle\gamma J|P|\gamma' J\rangle|^2 \\
S(\gamma,I,J,F;\gamma',I,J,F) &= (2J+1)\tfrac{[F(F+1-I(I+1)+J(J+1)]^2}{4F(F+1)} \\
&\quad |\langle\gamma J|P|\gamma' J\rangle|^2 \\
S(\gamma,I,J,F;\gamma',I,J,F-1) &= \tfrac{(F-I+J)(F+I-J)(I+J+F+1)(I+J+1-F)}{4F} \\
&\quad |\langle\gamma J|P|\gamma' J\rangle|^2 \qquad (1.2)
\end{aligned}$$

Im folgenden sind Tabellen angegeben, die einzelne HFS-Übergänge auflisten. Dabei gehen Kernspin I und Drehimpuls der Elektronenhülle $J_{o/u}$ und daraus resultierend $F_{o/u}$ ein. Die Indizes „o“ bzw. „u“ weisen auf das obere bzw. untere Niveau hin. Mit

Hilfe dieser Größen werden dann die Multiplikatoren $C_{o/u}$ und $D_{o/u}$ für die HFS-Aufspaltungsfaktoren [KO1956] und die relativen Intensitäten [CS1959] berechnet.

Tabelle 10: HFS-Übergänge für die Linien 659.50 nm und 699.09 nm mit den Drehimpulsen J_o=7/2 und J_u=9/2 sowie den Multiplikatoren für die HFS-Aufspaltungsfaktoren $C_{o/u}$ und $D_{o/u}$ und den relativen Intensitäten (Int). Die erste Tabelle ergibt sich mit Kernspin I=1/2 (^{129}XeII), die zweite mit I=3/2 (^{131}XeII).

F_o	F_u	C_o	C_u	Int
4	5	7/2	9/2	396
4	4	7/2	-11/2	9
3	4	-9/2	-11/2	315

F_o	F_u	C_o	C_u	D_o	D_u	Int * 1000
5	6	21/2	27/2	63/63	108/108	468000
5	5	21/2	3/2	63/63	-180/108	26400
4	5	1/2	3/2	-117/63	-180/108	369600
5	4	21/2	-17/2	63/63	-90/108	600
4	4	1/2	-17/2	-117/63	-90/108	34650
3	4	-15/2	-17/2	-45/63	-90/108	288750
4	3	1/2	-33/2	-117/63	198/108	750
3	3	-15/2	-33/2	-45/63	198/108	26250
2	3	-27/2	-33/2	135/63	198/108	225000

Tabelle 11: HFS-Übergänge für die Linie 680.57 nm mit den Drehimpulsen J_o=5/2 und J_u=7/2 sowie den Multiplikatoren für die HFS-Aufspaltungsfaktoren $C_{o/u}$ und $D_{o/u}$ und die relativen Intensitäten (Int). Die erste Tabelle ergibt sich mit Kernspin I=1/2 (^{129}XeII), die zweite mit I=3/2 (^{131}XeII).

F_o	F_u	C_o	C_u	Int
3	4	5/2	7/2	189
3	3	5/2	-9/2	7
2	3	-7/2	-9/2	140

F_o	F_u	C_o	C_u	D_o	D_u	Int * 1000
4	5	15/2	21/2	30/30	63/63	231000
4	4	15/2	1/2	30/30	-117/63	20250
3	4	-1/2	1/2	-66/30	-117/63	168750
4	3	15/2	-15/2	30/30	-45/63	750
3	3	-1/2	-15/2	-66/30	-45/63	26250
2	3	-13/2	-15/2	-12/30	-45/63	120000
3	2	-1/2	-27/2	-66/30	135/63	1000
2	2	-13/2	-27/2	-12/30	135/63	20000
1	2	-21/2	-27/2	84/30	135/63	84000

A.2 Hyperfeinstruktur des Isotops ^{131}Xe in der Linie 680.57 nm

An dieser Stelle soll noch einmal, wie in Abschnitt 4.2 angedeutet, die HFS der Linie 680.57 nm für das Isotop ^{131}XeII betrachtet werden, da das gemessene Spektrum an der Grenze des Auflösungsvermögens einer CLIBS-Apparatur liegt. Unter den drei Glockenprofilen der Meßkurve sind neun HFS-Komponenten verborgen, wie in der Abbildung 12 zu sehen ist. Die Lage der einzelnen Komponenten ist durch das Fitprogramm XEFIT2 ermittelt worden.

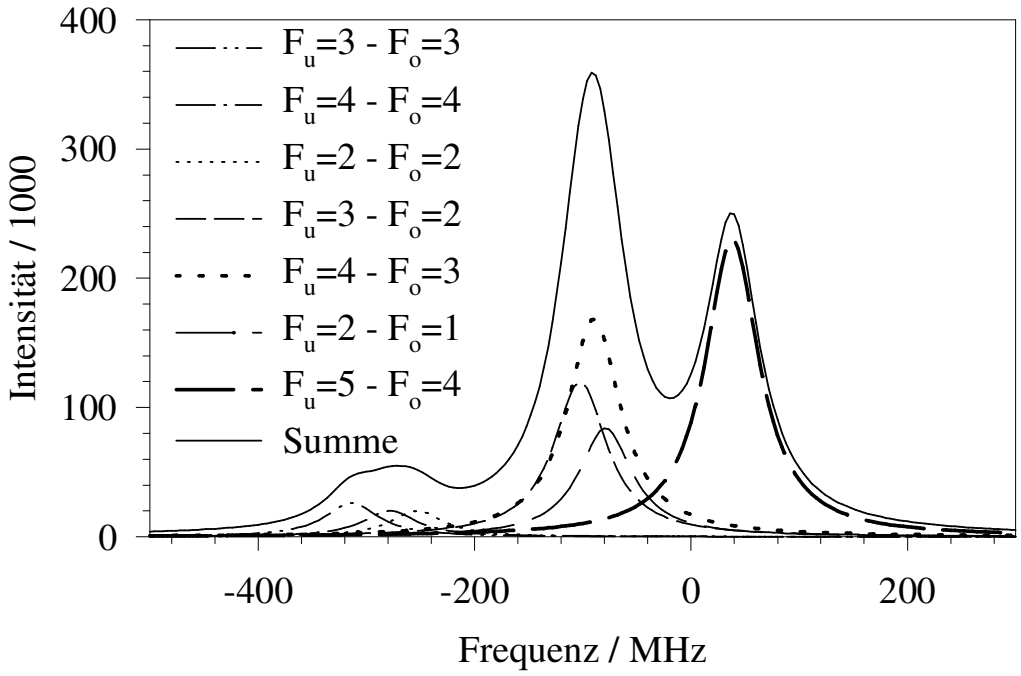

Abbildung 12: Berechnetes Spektrum der HFS der Linie 680.57 nm für das Isotop ^{131}XeII, das aus einzelnen Lorentz-Kurven addiert ist. Es gleicht der Meßkurve in Abbildung 9. Die Lage der einzelnen Komponenten, deren Halbwertsbreite auf 60 MHz gesetzt ist, stammt aus dem Ergebnis des Fitprogramms XEFIT2, wobei zwei Komponenten wegen zu geringer Intensität nicht eingezeichnet sind.

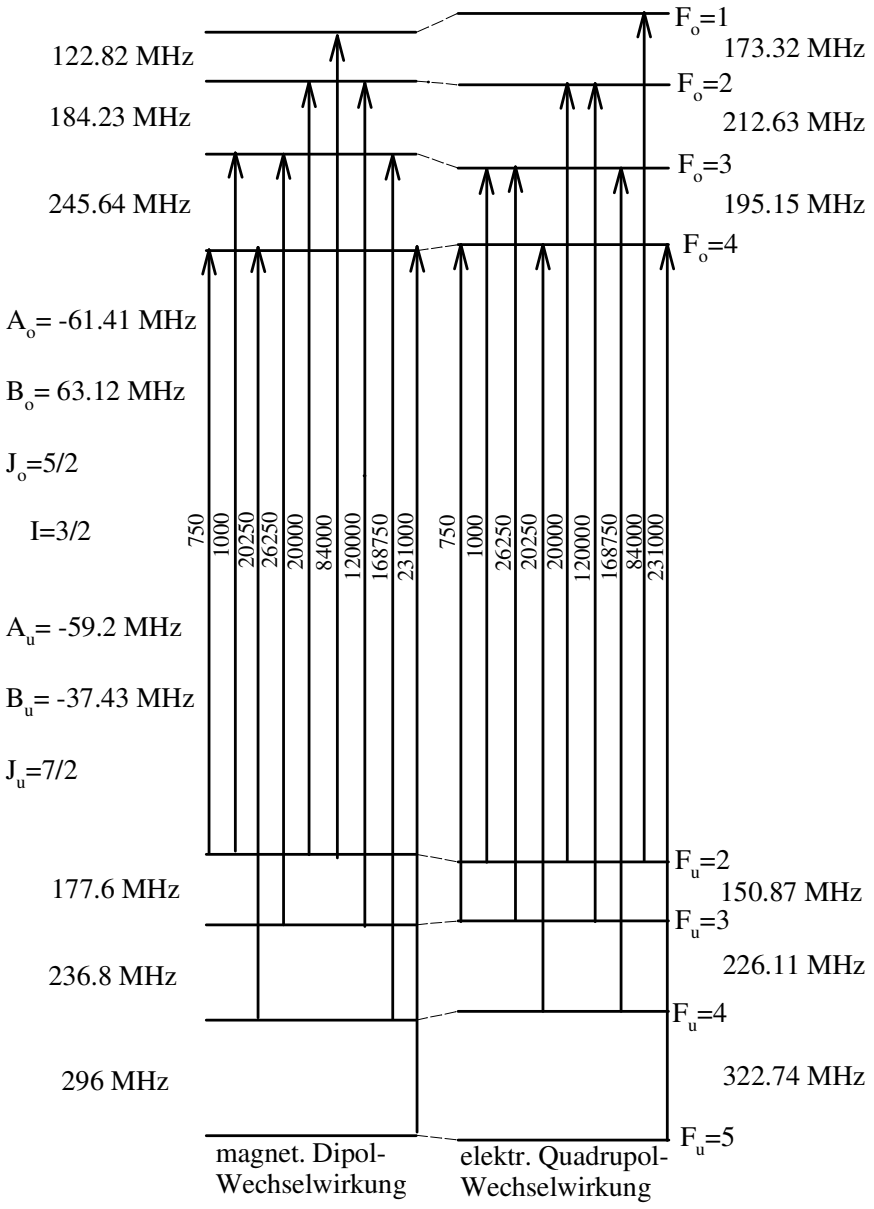

Abbildung 13: Termschema der Hyperfeinstruktur von ^{131}XeII der Übergangslinie 680.57 nm. Für das obere und untere Niveau sind der Drehimpuls J und die A- und B-Faktoren der Aufspaltung angegeben, sowie der Kernspin I. Zu sehen sind hier die Aufspaltungen des oberen und unteren Niveaus und die Abfolge der möglichen Übergänge, von links nach rechts mit größer werdender Frequenz. Auf der linken Seite kann man die Abfolge der Übergänge für die magnetische Dipol-Wechselwirkung alleine sehen. Die Abstände zwischen den Niveaus in MHz ergeben sich aus der Intervallregel. Auf der rechten Seite ist die Abfolge bei hinzukommender Quadrupol-Wechselwirkung zu sehen, ebenso wie die dadurch leicht veränderten Abstände zwischen den Niveaus, wie sie sich aus den Messungen ergeben.

A.3 CLIBS-Testmessungen mit einem Bariumionenstrahl

Erste Testmessungen nach dem CLIBS-Verfahren an der teilweise neu konstruierten Ionenstrahlapparatur sind mit dem Element Barium vorgenommen worden. Insbesondere wurden am Isotop ^{137}Ba HFS-Messungen unternommen, um die daraus erhaltenen Werte für HFS-Aufspaltungsfaktoren (A- und B-Faktoren) mit denen anderer Autoren hinsichtlich ihrer Genauigkeit zu vergleichen. Die ermittelten HFS-Aufspaltungsfaktoren sind in Tabelle 12 zusammen mit denen der anderen Autoren zu sehen.

Tabelle 12: Aufstellung der A- und B-Faktoren für das Isotop ^{137}Ba, die am Übergang $5d\ ^2D_{3/2} \rightarrow 6p\ ^2P_{1/2}$ (λ=649.7 nm) in dieser Arbeit ermittelt wurden. Zum Vergleich sind die A- und B-Faktoren anderer Autoren angegeben: Wendt et al. [1] [WNO1984], Becker et al. [2] [BFH1968] und Silverans et al. [3] [SBB1985].

Term	HFS-Faktor	diese Arbeit (MHz)	andere Arbeiten (MHz)
$6p\ ^2P_{1/2}$	$A(^2P_{1/2})$	743.61 ±0.4	744.1±1.6 [1] 742.3±1.3 [2]
$5d\ ^2D_{3/2}$	$A(^2D_{3/2})$	189.54 ±0.2	189.7288 (6) [3]
	$B(^2D_{3/2})$	42.82 ±0.5	44.5417 (16) [3]

Schon zur Einführung des CLIBS-Verfahrens wurden u.a.von Höhle et al. [HHM1978] HFS-Messungen an Barium durchgeführt. Aufgrund seiner starken Spektrallinien im orange-roten Wellenlängenbereich eignet es sich gut zur Anregung mit einem mit Rhodamin 6G betriebenen Farbstofflaser und die Anregung läßt sich über die Fluoreszenz im blau-grünen Bereich gut nachweisen. Die Übergänge sind in dem teilweisen Grotrian-Diagramm für Barium in Abbildung 14 zu sehen. Die Erzeugung der Bariumionen ist über eine Oberflächenquelle relativ einfach und effizient zu realisieren. In der folgenden Zeit sind dann von anderen Autoren wie etwa Silverans et al. [SBB1985], [SBB1986] mit Radiofrequenzmessungen an einem schnellen Ionenstrahl aus Barium durchgeführt worden, die eine im Vergleich zu CLIBS noch genauere Bestimmung der HFS-Aufspaltungsfaktoren der metastabilen Zustände $5d\ ^2D_{3/2}$ und $5d\ ^2D_{5/2}$ ermöglichten, sowie Messungen mit dem CLIBS-Verfahren von Wendt et al. [WNO1984]. Die Testmessungen in dieser Arbeit erfolgten am Übergang $5d\ ^2D_{3/2} \rightarrow 6p\ ^2P_{1/2}$ (λ=649.7 nm) mit einem mit DCM betriebenen Farb-

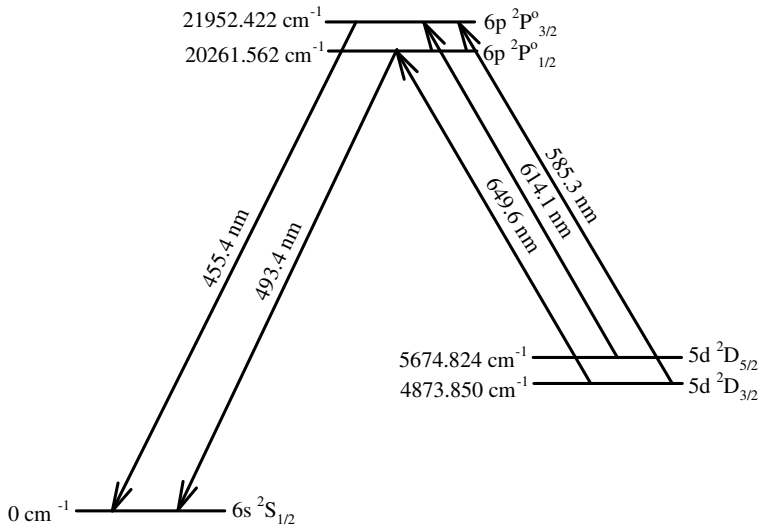

Abbildung 14: Teilweises Grotrian-Diagramm von BaII, welches optische Übergänge und deren Wellenlängen zeigt, die für CLIBS geeignet sind. Dabei sind die beiden ^{2}D-Niveaus metastabile Zustände, das ^{2}S-Niveau der Grundzustand und die beiden ^{2}P-Niveaus angeregte Zustände, deren Energien in Wellenzahlen angegeben sind.

stofflaser, die laserinduzierte Fluoreszenz wurde am Übergang $6p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 6s\ ^2S_{1/2}$ (λ=493.4 nm) beobachtet.

Diese Übergänge bieten sich deshalb an, da sie eine ähnliche Konstellation besitzen hinsichtlich der Lichtwellenlängen für Anregung und Fluoreszenz wie die Übergänge von Xenon. Abbildung 15 zeigt ein HFS-Termschema und ein gemessenes HFS-Spektrum des Übergangs für das Isotop ^{137}Ba. Die Ionenströme für das Isotop ^{137}Ba betrugen 0.1–0.3 nA bzw. 1–2 nA für ^{138}Ba, welches zur Frequenzstabilisierung des Lasers diente. Das Meßsignal war so stark, daß für das hier gezeigte Spektrum eine Überlagerung von zwei Einzelscans ausreichte. Die gemessene Ausbeute (Photonen/Ion) lag bei Barium im Bereich von etwa $3.4 \cdot 10^{-5}$, die gemessene Linienbreite der HFS-Komponenten betrug etwa 40 MHz. Mit der teilweise neu konstruierten Ionenstrahlanlage sind also CLIBS-Messungen möglich, die an Genauigkeit den früheren gleich sind.

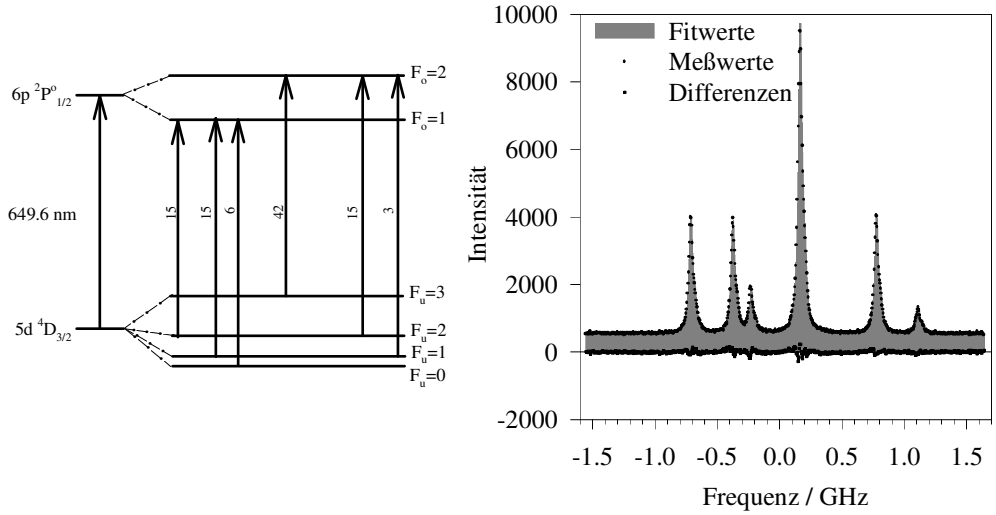

Abbildung 15: HFS-Termschema (nicht maßstäblich) und gemessenes Spektrum für die Übergangslinie $\lambda = 649.7$ nm des Isotops ^{137}BaII (Kernspin I=3/2). Angegeben sind die erlaubten HFS-Übergänge und deren Intensität nach [CS1959] sowie die Abfolge der HFS-Komponenten entsprechend des gemessenen Spektrums, welches aus einer Überlagerung von nur zwei Einzelscans aufgrund des starken Meßsignals gewonnen wurde.

Literaturverzeichnis

[AAB1979] E. Alvarez, A. Arnesen, A. Bengtson, R. Hallin, C. Mayige, C. Nordling, C. Norland, Ö. Staaf: Physica Scripta, **Vol. 20**, 141 (1979)

[AEL1958] C. E. Moore: Atomic Energy Levels, National Bureau of Standards, Washington D. C. (1958)

[AW1995] G. Audi, A. H. Wapstra: Nucl. Phys. A595, **Vol. 4**, 409 (1995)

[BAN1989] W. Borchers, E. Arnold, W. Neu, R. Neugart, K. Wendt, G. Ulm: Physics Letters B, **216**, 7 (1989)

[BBS1981] G. Borghs, P. De Bisschop, R. E. Silverans, M. Van Hove, J. M. Van den Cruyce: Z. Phys. A, **299**, 11 (1981)

[BCC1982] C. R. Bingham, H. K. Carter, J. D. Cole, M. L. Gaillard, P. M. Griffin, R. L. Mlekodaj, D. J. Pegg: Nucl. Inst. Methods, **202**, 147 (1982)

[BCG1997] D. M. Benton, E. C. A. Cochrane, J. A. R. Griffith: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 5359-5365 (1997)

[BE1988] S. Beiersdorf: Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1988)

[BFH1968] W. Becker, W. Fischer, H. Hühnermann: Z. Physik, **216**, 142 (1968)

[BMP1994] L. Broström, L. Mannervik, A. Passian, G.Sundström: Phys. Rev. A **49**, 3333 (1994)

[BKL1996] L. Broström, A. Kastberg, J. Lidberg, S. Mannervik: Phys. Rev. A **53**, 109 (1996)

[BO1949] D. Bohm: The Characteristics of Electrical Discharges in Magntic Fields: Chapt. 3, Chapt. 4, New York, Toronto, London: McGraw Hill (1949)

[BR1932] G. Breit, J. E. Rosenthal: Phys. Rev. **41**, 549 (1932)

[BW1950] A. Bohr, V. F. Weisskopf: Phys. Rev. **77**, No. 1, 94 (1950

[CM1972] C. E. Moore: A Multiplett Table of Astrophysical Interest, **NSRDS-NBS 40**, Washington (1972)

[CS1949] M. F. Crawford, A. L. Schawlow: Phys. Rev. **76**, No. 9, 1310 (1949)

[CS1959] E. U. Condon, G. H. Shortley: The Theory of Atomic Spectra, chap. IX, 236ff., Cambridge (1959)

[DE1993] W. Demtröder: Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1993)

[DEM1980] J. Dembczynski: J. Physique **41**, 109-118 (1980)

[DO1983] K. Dörschel: Dissertation am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1983)

[EJD1980] W. Ertmer, U. Johann, J. Dembczynski, P. Stinner: Z. Phys. A **294**, 313-317 (1980)

[EJD1986] W. Ertmer, U. Johann, J. Dembczynski, Z. Michalski: Z. Phys. D **2**, 67-77 (1986)

[HCP1978] Handbook of Chemistry and Physics 58th Edition: CRC Press Palm Beach (1978)

[HDM1987] H. Hühnermann, K. Dörschel, T. Meier, H. Wagner: Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **B26**, 435-439, Amsterdam (1987)

[HE1987] W. Heddrich: Dissertation am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1987)

[HHM1978] C. Höhle, H. Hühnermann, Th. Meier, H. Wagner: Z. Physik A **284**, 261-265 (1978)

[HL1983] P. Hannaford, R. M. Lowe: J. Phys. B: At. Mol. Phys., **16**, L43 (1983)

[HMS1988] W. Schade, B. Mundt, V. Helbig: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **21**, 2691 (1988)

[HN1965] K. J. Hill, R. S. Nelson: Nucl. Inst. and Meth. **38**, 15, Amsterdam (1965)

[HN1969] K. J. Hill, R. S. Nelson: Première Conférence Internationale sur les Sources d'Ions, I. N. S. T. N. Saclay-France, 413 (1969)

[HP1987] J. E. Hansen, W. Persson: Physica Scripta, **Vol. 36**, 602 (1987)

[HU1967] H. Hühnermann: Dissertation am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1967)

[HU1993] H. Hühnermann: Physica Scripta, **Vol. T47**, 70-74 (1993)

[HUM] H. Hühnermann, W. Möller: To be published

[HW1989] H. Haken, H. C. Wolf: Atom- und Quantenphysik, 4.Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1989)

[JR1973] J. Reader: Comment on: How to Mount a Pellin-Broca Prism for Laser Work, Appl. Opt., **Vol. 12**, No. 7, 1405 (1973)

[KA1976] S. L. Kaufman: Opt. Comm., **Vol. 17**, No. 3, 309 (1976)

[KE1990] K. Kesper: Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1990)

[KI1984] W. H. King: Isotope Shifts in Atomic Spectra, Plenum Press, New York and London (1984)

[KM2000] G. Krömer, A. K. Mazumdar (private Kommunikation)

[KN1981] Karlsruher Nuklidkarte (1981)

[KO1956] H. Kopfermann: Kernmomente, 2. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt (1956)

[KO1958] J. Koch, R. Dawton, M. Smith, W. Walcher: Electromagnetic Isotope Separators, Amsterdam (1958)

[KOH1996] F. Kohlrausch: Prakt. Physik Bd. 2, Kapitel 7.3: Trägerbündel und Trägeroptik, B. G. Teubner, Stuttgart (1996)

[KR1956] D. Kamke, H.-J. Rose: Z. Phys., **Bd. 145**, 83 (1956)

[KU1969] H. G. Kuhn: Atomic Spectra, 2nd Edition, Longmans, London and Harlow (1969)

[LLS1999] Z. S. Li, H. Lundberg, C. M. Sikström, S. Johansson: Eur. Phys. J. D **6**, 9-12 (1999)

[LS1979] L. Schmidt: Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1979)

[LSK1998] M. van Lessen, R. Schnabel, M. Kock: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31**, 1931-1946 (1998)

[MAK1985] T. Mayer-Kuckuk: Atomphysik, Kapitel 5.3 bzw. 9.1, B. G. Teubner, Stuttgart (1985)

[MC1973] W. M. McClain: How to mount Pellin-Broca-Prism for Laser Work, Appl. Opt., **Vol. 12**, No. 1, 153 (1973) und nochmal in der gleichen Zeitschrift

[MHW1977] T. Meier , H. Hühnermann, H. Wagner: Opt. Comm. **Vol. 20**, No. 3, 397 (1977)

[OT1988] R. Otto: Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1988)

[OT1995] R. Otto: Dissertation am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1995)

[RGH1978] S. D. Rosner, T. D. Gaily, R. A. Holt: Phys. Rev. Lett. **40**, 851 (1978)

[SAH1999] M. Stenke, K. Aichle, U. Hatenfeller, D. Hathiramani, M. Steidl, E. Salzborn: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **32**, 3627 (1999)

[SBB1985] M. Van Hove, G. Borghs, P. De Bisschop, R. E. Silverans: Z. Physik A - Atoms and Nuclei **321**, 215-219 (1985)

[SBB1986] R. E. Silverans, G. Borghs, P. De Bisschop, M. Van Hove: Phys. Rev. A **Vol. 33**, No. 3, 2117-2120 (1986)

[SE1969] E. C. Seltzer: Phys. Rev. **188**, No. 4, 1916 (1969)

[SHI1976] K. Shimoda: High-Resolution Laser Spectroscopy, Vol. 13, Springer-Verlag, Berlin,Heidelberg (1976)

[SID1965] G. Sidenius: Nucl. Inst. and Meth. 38, 19 (1965)

[SID1969] G. Sidenius: Première Conférence Internationale sur les Sources d'Ions, I. N. S. T. N. Saclay-France, 401 (1969)

[SID1970] G. Sidenius: Proceedings of the International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and the Techniques of their Applications, Marburg, 423 (1970)

[SML1988] R. T. Short, S. Mannervik, M. Larsson, P. Sigray, D. Sonnek: Phys. Rev. A **39**, 3969 (1988)

[SSK1999] M. Schultz-Johanning, R. Schnabel, M. Kock: Eur. Phys. J. D **5**, 341 (1999)

[STS1995] M. Schlapp, R. Trassl, A. Heyer, E. Salzborn: Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **B 98**, 521 (1995)
M. Schlapp, R. Trassl, E. Salzborn, R. W. McCullough, T. K. McLaughlin, H. B. Gilbody: Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **B 98**, 525 (1995)

[WAW1988] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher: Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, F. Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden (1988)

[WIN1993] Thein Win: Dissertation am Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg (1993)

[WNO1984] K. Wendt, S. A. Ahmad, F. Buchinger, A. C. Müller, R.Neugart, E.-W. Otten: Z. Physik A - Atoms and Nuclei **318**, 125-129 (1984)

[WO1989] G. K. Woodgate: Elementary Atomic Structure, 2nd Edition, Chapt. 9.5, Oxford (1989)

Abbildungsverzeichnis

1 Zusammenhang zwischen kinetischer Energie E_{ion} der Ionen und ihrer Geschwindigkeit v_{ion} 19

2 Schematischer Aufbau der Ionenstrahlapparatur 21

3 Schema der Hohlkathodenquelle nach Sidenius 23

4 Ionenstrom von Eisen (Fe^+) bei verschiedenen Bogenleistungen und Drucken 26

5 Schematischer Aufbau des Lasers für die CLIBS-Messungen 27

6 Schematischer Aufbau der Meß- und Regelapparatur bei den CLIBS-Messungen 29

7 Teilweises Grotrian-Diagramm von XeII 35

8 HFS-Termschemata (nicht maßstäblich) und gemessene Spektren für die Übergangslinie $\lambda = 659.50$ nm der Isotope ^{129,131}XeII 44

9 HFS-Termschemata (nicht maßstäblich) und gemessene Spektren für die Übergangslinie $\lambda = 680.57$ nm der Isotope ^{129,131}XeII 45

10 HFS-Termschemata (nicht maßstäblich) und gemessene Spektren für die Übergangslinie $\lambda = 699.09$ nm der Isotope ^{129,131}XeII 46

11 Teilweises Grotrian-Diagramm von FeII 49

12 Berechnetes Spektrum der HFS der Linie 680.57 nm für das Isotop ^{131}XeII, das aus einzelnen Lorentz-Kurven addiert ist 55

13 Termschema der Hyperfeinstruktur von ^{131}XeII der Übergangslinie 680.57 nm 56

14 Teilweises Grotrian-Diagramm von BaII 58

15 HFS-Termschema (nicht maßstäblich) und gemessenes Spektrum für die Übergangslinie $\lambda = 649.7$ nm des Isotops ^{137}BaII 59

Tabellenverzeichnis

1 Zur Berechnung der differentiellen Doppler-Verschiebung (Gleichung 3.5) und des Reduktionsfaktors R (Gleichung 3.7) verwendete Größen 18

2 Ladungsträgerdichte n^+ und Ionisationseffizienz n^+/n_g der Ionenquelle 25

3 Liste der Meßparameter 32

4 Daten von stabilen Xenonisotopen. 34

5 Mögliche für CLIBS geeignete Übergänge von XeII. 37

6 Gemessene Ausbeuten η für die XeII-Linien. 39

7 Zusammensetzung der Ausbeute (Photonen/Ion) η aus den Einzelfaktoren. 39

8 Aufstellung der A- und B-Faktoren von Xenon, die in dieser Arbeit ermittelt wurden. 43

9 Mit CLIBS untersuchte Übergangslinien im Spektrum von FeII 48

10 HFS-Übergänge für die Linien 659.50 nm und 699.09 nm 54

11 HFS-Übergänge für die Linie 680.57 nm 54

12 Aufstellung der A- und B-Faktoren des Isotops ^{137}Ba für die Niveaus $5d\ ^2D_{3/2}$ und $6p\ ^2P_{1/2}$ 57

Lebenslauf

Name:	Wiegand
Vorname:	Burkhard
Geburtsdatum:	2.7.1967
Geburtsort:	Marburg/Lahn
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Anschrift:	Bantzerstraße 3
	35039 Marburg
Familienstand:	verheiratet
Schulzeit:	1974-1978 Grundschule Großseelheim
	1978-1980 Förderstufe (5.und 6. Schuljahr)
	Gesamtschule Kirchhain
	1980-1984 Gymnasium (7.-10. Schuljahr)
	Gesamtschule Kirchhain
	1984-1987 Gymnasiale Oberstufe
	Gesamtschule Kirchhain
	Abschluß: Abitur, Juni 1987
Beginn des Studiums:	Wintersemester 1987, Physik (Diplom)
Studienort:	Philipps-Universität Marburg
Vordiplom:	Mai 1990 in Marburg
Diplom:	März 1994 in Marburg
Beginn der Promotion:	Januar 1995 in Marburg bei Prof. Dr. Elbel
Fortsetzung:	Oktober 1996 in Marburg bei Prof. Dr. Hühnermann
Berufserfahrung:	01.11.1999 bis 31.10.2000 Programmierer bei
	Brandt & Partner in Aschaffenburg
Weiterbildung:	zum Netzwerk-/Systemingenieur vom 11.12.2000 bis
	10.12.2001 bei der IAD (Informationsverarbeitung und
	angewandte Datentechnik) in Marburg

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Elbel danke ich für die Möglichkeit in seiner Arbeitsgruppe die Promotion aufzunehmen. Herrn Prof. Dr. H. Hühnermann danke ich für die Idee zu dieser Arbeit und für die Möglichkeit diese in seiner Arbeitsgruppe weiterführen zu können. Ihm wie auch den weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Herrn G. Krömer, Dr. A. K. Mazumdar, Herrn W. Möller sei für die stete Diskussionsbereitschaft und Unterstützung bei anfallenden Problemen gedankt.

Ein weiterer Dank geht an Herrn G. Brössel und die Mitarbeiter der feinmechanischen Werkstatt, an die Herren Dr. M. Born und Dipl. Ing. G. Ehlers und die Mitarbeiter der elektronischen Werkstatt für die schnelle und zuverlässige Ausführung der Arbeiten.

Zum Abschluß möchte ich meiner Frau Christiane für ihre emotionale Unterstützung danken.