

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Präzisionsspektroskopie an atomarem Wasserstoff

**Bestimmung von Naturkonstanten und
experimentelle Überprüfung der Quantenelektrodynamik**

Dietrich Leibfried

**MPQ-Report
206**

MAX - PLANCK - INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Präzisionsspektroskopie an atomarem Wasserstoff

**Bestimmung von Naturkonstanten und
experimentelle Überprüfung der Quantenelektrodynamik**

Dietrich Leibfried

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird von höchstauflösender Spektroskopie am 1S-2S und am 2S-4S Zweiphotonen-Übergang von Wasserstoff und Deuterium berichtet. Durch präzise Vermessung und den Vergleich dieser Übergangsfrequenzen gelang es eine Reihe von fundamentalen Größen der Atomphysik zu bestimmen, namentlich die Rydberg-Konstante, die Isotopieverschiebung des 1S-2S Übergangs von Wasserstoff und Deuterium und daraus den Ladungsradius des Deuterons, und schließlich die 1S Lamb-Verschiebung. Letzteres Experiment stellt gleichzeitig einen der genauesten Tests der Quantenelektrodynamik dar.

Ein Großteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Spektroskopie am 1S-2S Zweiphotonen-Übergang. Mit einer natürlichen Linienbreite von nur 1.3 Hz bei einer Übergangsfrequenz von 2466 THz erlaubt dieser Übergang prinzipiell eine Auflösung von einem Teil in 10^{15} . Obwohl die experimentell beobachtete Auflösung in den letzten Jahren exponentiell gestiegen ist, hat sie diese theoretische Grenze noch nicht erreicht, sondern beträgt momentan 3 Teile in 10^{13} . Im Rahmen dieser Arbeit wurde sie um einen Faktor 17 gesteigert. Der Schlüssel dazu waren Verbesserungen an vielen Details des 1S-2S Spektrometers, sowie eine neue verzögerte Nachweismethode, durch die die dominierenden systematischen Effekte stark eingeschränkt werden.

Das 1S-2S Spektrometer fußt auf einem hochstabilen kontinuierlichen Farbstofflaser bei 486 nm. Das Licht dieses Lasers wird in einem Ringresonator resonant überhöht und in einem nichtlinearen Kristall innerhalb des Ringes frequenzverdoppelt. Die frequenzverdoppelte Komponente bei 243 nm wird in einen Stehwellenresonator innerhalb einer Vakuumapparatur eingekoppelt. Atomarer Wasserstoff im 1S Grundzustand wird in einer Mikrowellen-Gasentladung erzeugt und auf eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Kupferdüse geleitet. Durch inelastische Stöße mit den Düsenwänden nehmen die Atome die Temperatur der Düse an und entweichen als kalter thermischer Atomstrahl. Atome die innerhalb der Lichtmode des Stehwellenresonators fliegen, können durch einen Zweiphotonenprozess in den metastabilen 2S-Zustand angeregt werden. Der Nachweis der angeregten Atome erfolgt in einem Detektor am Ende der Anregungsstrecke. Durch ein kleines elektrisches Feld wird der 2S-Zustand mit dem 2P-Zustand gemischt. Dadurch zerfallen die Atome unter Aussendung eines Fluoreszenzphotons bei 121 nm. Die Resonanz wird beobachtet indem man den Farbstofflaser durchstimmt und dabei die Fluoreszenzphotonen mit einem Photomultiplier nachweist.

Das 1S-2S Spektrometer wurde in einer Reihe von Präzisionsmessungen eingesetzt, die teilweise in Kooperation mit anderen Labors innerhalb der Gruppe durchgeführt wurden. In Zusammenarbeit mit dem Frequenzkettenlabor gelang es, die 1S-2S Absolutfrequenz des Wasserstoffs mit der der Cäsium-Atomuhr zu vergleichen. Im Frequenzkettenlabor wurde die 8. Harmonische eines an der Cäsiumuhr kalibrierten Methan-stabilisierten Helium-Neon La-

sers phasenkohärent erzeugt und mit der Summe der Frequenzen des He-Ne Lasers und des Farbstofflasers verglichen. Eine verbleibende Frequenzlücke von etwa 2.1 THz zwischen der mit der Frequenzkette synthetisierten Vergleichsfrequenz bei 484 nm und der halben 1S-2S Zweiphotonen-Resonanzfrequenz bei 486 nm wurde im Rahmen dieser Arbeit mit den Moden eines Fabry-Perot Interferometers mit hoher Finesse überbrückt. Dazu wurden die Abstände der transversalen Moden des Resonators mit einem selbstkonstruierten Modulator bei 84 GHz auf 0.4 Hz genau vermessen. Der Vergleich ergab einen Wert für die 1S-2S Übergangsfrequenz, der 25 mal genauer ist als die beste vorhergehende Bestimmung. Aus der Messung konnte ein viermal genauerer Wert für die Rydberg-Konstante abgeleitet werden. Dieser wurde inzwischen durch eine unabhängige, ähnlich genaue Messung bestätigt.

Der 1S-2S Übergang des schwereren Isotopes Deuterium kann in unserem Experiment analog zum Wasserstoffübergang beobachtet werden. Aufgrund der unterschiedlichen Masse und Kernstruktur unterscheiden sich die Resonanzfrequenzen der Isotope um etwa 671 GHz. Mit dem Modulator bei 84 GHz gelang die erste direkte Frequenzmessung dieser Isotopieverschiebung. Vorhergehende Messungen erfolgten relativ zu einem sekundären Wellenlängenstandard und waren deshalb 25 mal ungenauer als unser Experiment. Aus der Messung folgt ein experimenteller Wert für den Deuteronladungsradius dessen Genauigkeit mit Messungen zu vergleichen ist, die durch Elektronenstreuung an aufwendigen Beschleunigern gewonnen wurden.

In einer zweiten Atomstrahlapparatur wurden Wasserstoffatome durch Elektronenstoßanregung in das metastabile 2S Niveau gebracht. Ein Titan-Saphir Laser bei 972 nm wurde in einem Resonator resonant überhöht und über die 2S-4S Zweiphotonenresonanz verstimmt. Vom 4S-Zustand zerfallen die Atome hauptsächlich über das 2P-Niveau in den Grundzustand. Die Anregung wurde daher einerseits durch die Abnahme des Flusses von 2S Atomen am Ende der Anregungsstrecke, andererseits durch Beobachtung der Fluoreszenz des 4S-2P Übergangs nachgewiesen. Ein kleiner Teil des Lichtes bei 972 nm wurde frequenzverdoppelt und dann mit dem Licht des Farbstofflasers, der gleichzeitig den 1S-2S Übergang anregte, auf einer Photodiode zur Schwebung gebracht. Aus der gemessenen Frequenzdifferenz folgt unmittelbar die Lamb-Verschiebung des 1S-Grundzustandes. Sie wurde mit einer um etwa eine Größenordnung verbesserter Genauigkeit bestimmt. Die relative Unsicherheit ist kleiner als die der klassischen 2S-2P Differenzmessung, daher stellt unser Experiment einen der besten Tests der Quantenelektrodynamik in Atomen dar.

Um die Genauigkeit des 1S-2S/2S-4S Frequenzvergleiches weiter zu steigern wurde ein Doppelresonanzexperiment aufgebaut, bei dem die Atome des gekühlten Strahls durch gleichzeitige Einstrahlung von Licht bei 243 nm und bei 972 nm zuerst in den metastabilen 2S-Zustand und dann weiter in den 4S Zustand angeregt werden. Der Nachweis erfolgt dann durch Beobachtung der Fluoreszenz bei 121 nm (2P-1S Übergang im Detektor am

Ende der Anregungsstrecke), bzw. bei 486 nm (4S-2P Übergang entlang der Anregungsstrecke). Es konnte, nach unserem Wissen erstmals, eine optische Zweiphotonen-Doppelresonanz beobachtet werden. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis war gegen die vorhergehende Messung deutlich verbessert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie des Wasserstoff- und Deuteriumatoms	5
2.1	Beschreibung der Energieniveaus	6
2.1.1	Rückstoßkorrekturen zur Dirac-Energie	7
2.1.2	Strahlungskorrekturen	9
2.1.3	Strahlende Rückstoßkorrekturen	13
2.1.4	Kerngrößenkorrektur	14
2.1.5	Effekt der Polarisierbarkeit des Deuterons	15
2.1.6	Einfluß des Kernspins und der Kernselbstenergie	16
2.1.7	Hyperfeinstruktur	16
2.2	Zusammenfassung der theoretischen Ergebnisse	17
2.2.1	Theoretische Lamb-Verschiebungen	17
2.2.2	Die Isotopieverschiebung und der Deuteronladungsradius	17
2.3	Bestimmung der Lamb-Verschiebungen und der Rydberg-Konstante	18
3	Die Wasserstoffspektrometer	20
3.1	Der hochstabile Farbstofflaser	21
3.1.1	Farbstoff, Hochdruckpumpstand und Pumplaser	22
3.1.2	Beschreibung des Laserringes	23
3.1.3	Prinzip der Frequenzstabilisierung	24
3.1.4	Der Referenzresonator	27
3.1.5	Das Tellurspektrometer	31
3.2	Die Frequenzverdopplung	32
3.3	Frequenzverdopplung mit astigmatischen Moden	33

3.3.1	Berechnung der harmonischen Fernfeldintensität mit astigmatischer Grundmode	34
3.3.2	Optimierung der Fernfeldintensität	36
3.4	Stabilität und Auslegung des Verdopplungsresonators	37
3.5	Experimenteller Aufbau	39
3.6	Der Titan-Saphir Laser	42
3.7	Die Überhöhungsresonatoren	42
3.7.1	Der Resonator zur longitudinalen 1S-2S Anregung	43
3.7.2	Der Resonator zur simultanen 1S-2S und 2S-4S Anregung	43
3.8	Die Atomstrahlapparatur	45
3.8.1	Der Vakuumtank	45
3.8.2	Die Wasserstoffquelle	46
3.8.3	Die gekühlte Wasserstoffdüse	47
3.8.4	Die Detektoren	50
4	Experimente	53
4.1	Longitudinale Anregung des gekühlten Atomstrahls	53
4.1.1	Anregung der 1S-2S Resonanz im gekühlten Atomstrahl	54
4.1.2	Abhängigkeit der Resonanz von der Geschwindigkeit	58
4.1.3	Einschränkung der Durchflugsverbreiterung mit Blenden	61
4.1.4	Linienbreitenverringern durch verzögerten Nachweis	63
4.1.5	Diskussion weiterer systematischer Effekte	69
4.2	Doppeltresonante Spektroskopie am 1S-2S und 2S-4S Übergang	70
4.2.1	Erzeugung und Frequenzbestimmung des Schwebungssignals	72
4.2.2	Das Meßverfahren	73
4.2.3	Experimentelle Spektren	74
4.2.4	Diskussion der erreichbaren Meßgenauigkeit	76
5	Präzise Messungen und Vergleiche von Übergangsfrequenzen	78
5.1	Die Isotopieverschiebung des 1S-2S Übergangs	79
5.1.1	Prinzip und Ablauf der Isotopieverschiebungsmessung	79
5.1.2	Bestimmung und Diskussion des Deuteronladungsradius	82
5.2	Vergleich der 1S-2S mit der 2S-4S Übergangsfrequenz, Bestimmung der Lamb-Verschiebung	84

5.2.1	Prinzip und Ablauf des Frequenzvergleiches	84
5.2.2	Vergleich von Experiment und Theorie	88
5.3	Vermessung der 1S-2S Absolutfrequenz, Bestimmung der Rydberg-Konstanten	89
6	Ausblick	93

Kapitel 1

Einleitung

Das Wort 'atomos' wurde ca. 300 v. Chr. von Leukippos und Demokrit geprägt. Es bedeutet 'unteilbar' und sollte die kleinsten Bausteine der Materie versinnbildlichen. Für etwa 2000 Jahre blieb dies ein abstraktes Gedankenspiel und kein Experiment drang in die Welt der Atome vor.

Erst der Beginn des 20. Jahrhunderts brachte rasche Fortschritte in der experimentellen Atomphysik, aber die Beobachtungen waren mit der klassischen Physik nicht zu erklären. Aus dem Versuch diese sehr überraschenden Befunde zu deuten entstand die Quantenmechanik.

1913 veröffentlichte Nils Bohr sein Modell des Wasserstoffatoms [1]. Mit diesem Eckstein der frühen Quantentheorie war es möglich, das Linienspektrum des Wasserstoffs zu deuten. Allerdings war dazu ein radikaler Bruch mit den klassischen Vorstellungen nötig. Trotzdem führte die offensichtliche Übereinstimmung des Modells mit den Beobachtungen dazu, daß es bald akzeptiert war und begründete die Rolle des Wasserstoffatoms als eine zentrale Vergleichsmöglichkeit zwischen Theorie und Experiment, die es auch heute noch spielt.

Die steigende Auflösung der Experimente am Wasserstoff und die dabei enthüllten Details seines Spektrums waren auch weiterhin ein Schrittmacher des Wissensgewinns. Eine befriedigende Erklärung der schon 1892 spektroskopisch beobachteten Feinstruktur lieferte die relativistische Quantenmechanik von P. A. M. Dirac, aber erst die Quantenelektrodynamik (QED), ermöglichte es, die Aufspaltung zwischen $2S_{1/2}$ - und dem benachbarten $2P_{1/2}$ -Zustand des Wasserstoffs zu erklären, die 1953 im Experiment von W. Lamb und R. Retherford nachgewiesen wurde [2]. Lamb und Retherford benutzten erstmals die Methode der Radiofrequenzspektroskopie, die durch technische Neuerungen während des Krieges möglich geworden war. Die Radiofrequenzspektroskopie enthüllte Details des Spektrums, die mit den damaligen optischen Experimenten nicht aufzulösen waren. Bis heute wurde die Radiofrequenzspektroskopie am $2S_{1/2}$ - $2P_{1/2}$ -Übergang immer weiter verfeinert, aber die natürliche Linienbreite des $2P_{1/2}$ -Zustandes beschränkt die erreichbare Präzision.

Mittlerweile revolutionierte die Erfindung des Lasers die optische Spektrosko-

pie. Diese extrem kohärente Lichtquelle ermöglichte völlig neue Methoden, die das Hauptproblem früherer Experimente, den Dopplereffekt, ausschalteten. So gelang es 1972 T. W. Hänsch und Mitarbeitern, die komplette Feinstruktur der Balmer- α Linie im atomaren Wasserstoff aufzulösen [3]. Die Lamb-Verschiebung war mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie zum ersten Mal in einem optischen Experiment sichtbar gemacht worden.

Eine weitere neue Methode, die nichtlineare Zweiphotonenspektroskopie, rückte bald in den Mittelpunkt des Interesses. Sie versprach eine Anregung des 1S-2S Übergangs, der durch die Dipolauswahlregeln für Einphotonen-Übergänge verboten ist und daher eine natürliche Linienbreite von lediglich 1.3 Hz hat. Der Übergang wurde erstmals 1974 von Hänsch *et al.* mit gepulster Anregung beobachtet [4]. Das erste Experiment mit kontinuierlicher Anregung in einer Gaszelle fand 1985 in Stanford statt, die Linienbreite der Resonanz betrug 3.5 MHz [5, 6].

In den letzten acht Jahren wurden in unserer Gruppe neue Wasserstoff-Spektrometer aufgebaut, die einerseits durch sehr stabile Lichtquellen, andererseits durch die Methode der Doppler-freien Zweiphotonenanregung in einem Atomstrahl Meßgenauigkeiten erlauben, die weit über den vorher in anderen Experimenten [6, 7] verwirklicht liegen. Das metastabile 2S-Niveau mit seiner Lebensdauer von 1/7 Sekunde wird dabei sowohl als angeregter Zustand für den 1S-2S Zweiphotonen-Übergang als auch als Ausgangszustand für Übergänge zu höheren Niveaus, beispielsweise nach 4S genutzt. Das 1S-2S Spektrometer wurde von R. Kallenbach und C. Zimmermann in deren Doktorarbeiten aufgebaut [8, 9]. Es beruht auf einem frequenzverdoppelten, sehr stabilen Farbstofflaser bei 486 nm. Die verdoppelte Strahlung bei 243 nm wird in einen Stehwellenresonator kollinear zum Atomstrahl eingekoppelt und treibt den 1S-2S Übergang. F. Schmidt-Kaler verbesserte die Stabilität des Farbstofflasers und konnte erstmals Spektren mit einem auf 80- bzw. 9 K gekühlten Atomstrahl beobachten [10]. Die Linienbreite war auf 12 kHz verringert. Für das schwerere Isotop Deuterium betrug sie 9 kHz.

Von Wim Vassen und Martin Weitz wurde ein stabiler Titan-Saphir Laser und eine zweite Atomstrahlapparatur aufgebaut. Durch Elektronenstoßanregung wird ein thermischer Strahl von metastabilen 2S Atomen bei etwa 300 K erzeugt. Das Licht des Titan-Saphir Lasers bei 972 nm wird in einem Stehwellenresonator überhöht und regt im Atomstrahl Übergänge ins 4S oder 4D Niveau an. Der Übergang in das 4S Niveau wurde in Wasserstoff und Deuterium mit einer Linienbreite von etwa 1 MHz beobachtet [11, 12].

Die vorher unerreichte Auflösung dieser Spektrometer erlaubte es, einige fundamentale Größen im atomaren Wasserstoff neu zu bestimmen. Ein Modulator mit 84 GHz Modulationsfrequenz [13] ermöglichte die erste direkte Messung der Isotopverschiebung des 1S-2S Übergangs in Wasserstoff und Deuterium [14]. Das gegen die vorher beste Messung [7] 25 mal genauere Ergebnis machte es nötig, in der Theorie neue Beiträge zu berücksichtigen, die wegen ihrer Klein-

heit bisher vernachlässigt wurden [15, 16]. Die Kombination dieser Messung mit verbesserten präzisen Rechnungen ermöglicht es, einen Wert für den Deuteronradius zu geben, dessen Genauigkeit vergleichbar mit der in den besten Streuexperimenten [18] ist. Indem man einen Teil des Lichtes des Titan-Saphir Lasers bei 972 nm verdoppelt und dann mit dem Licht des Farbstofflasers bei 486 nm vergleicht kann man die Differenz zwischen der 1S-2S Übergangsfrequenz und dem vierfachen der 2S-4S Übergangsfrequenz direkt bestimmen. Unmittelbares Ergebnis ist eine Messung der 1S-Lambverschiebung. Gleichzeitig stellt eine solche Messung mit der nun erreichten Präzision den genauesten Test der QED an einem atomaren System dar [12]. Mit einer von Thomas Andreae, Wolfgang König und Robert Wynands aufgebauten Frequenzkette [19, 20, 21], die die volle Genauigkeit eines methanstabilisierten Helium-Neon Standardlasers in den blauen Spektralbereich überträgt, und einer Vermessung des Modenabstandes eines optischen Resonators [13] gelang es, einen neuen 18-fach genaueren Wert für die 1S-2S Absolutfrequenz zu ermitteln [22]. Aus dieser Messung folgt ein neuer Wert für die Rydbergkonstante, der kurze Zeit später durch eine in Paris an einer anderen Wasserstoffresonanz durchgeführten Messung bestätigt wurde [23].

Inzwischen wurde die Auflösung des 1S-2S Spektrometers weiter gesteigert. Durch Selektion der langsamen Atome, die eine große Wechselwirkungszeit mit dem anregenden Licht haben, gelang es, die hauptsächlichen Verbreiterungs- und Verschiebungseffekte des 1S-2S Übergangs zu unterdrücken, sodaß sogar an einem auf 80 K gekühlten Atomstrahl die 1S-2S Resonanz mit einer Linienbreite von 4 kHz beobachtet wurde. Die relative Linienbreite von $3.2 \cdot 10^{-12}$ ist ein Rekord an freien Atomen. Eine weitere Verbesserung ist momentan durch die Stabilität des Lasersystems limitiert. Gleichzeitig wurde die Frequenzkette von Wolfgang König und Marco Prevedelli weiter verbessert. Eine phasenkohärente Frequenzbestimmung des 1S-2S Übergangs an Wasserstoff und Deuterium mit Hilfe von Teilerstufen eliminiert den Hauptfehler der vorhergehenden Messung, da der optische Resonator nicht mehr als Bindeglied zwischen der Ausgangsfrequenz der Kette und der 1S-2S Frequenz eingesetzt werden muß. Eine erfolgreiche Messung würde erhebliche Verbesserungen der Werte für die Absolutfrequenzen, und aus der Differenz auch für die Isotopverschiebung bringen. Die erwarteten Fehler liegen bei etwa 1 kHz.

Aufbauend auf der Doktorarbeit von Martin Weitz wurde zusammen mit Andreas Huber der dort beschriebene Titan-Saphir Laser weiter verbessert. Das 1S-2S Spektrometer wurde so modifiziert, daß es möglich wurde, sowohl den 1S-2S Übergang als auch den 2S-4S Übergang doppeltresonant am kalten Atomstrahl anzuregen. Die optisch in den 2S Zustand angeregten Atome haben eine im Vergleich zur Elektronenstoßanregung niedrige Temperatur und sind, da sie nur entlang des UV-Lichtstrahls angeregt werden, sehr gut kollimiert. Dadurch ist es möglich, mit weniger Infrarotleistung als im Vorgängerexperiment den 4S Zustand effizient anzuregen. Da die Leistungsverbreiterung und -verschiebung die begrenzenden systematischen Effekte auf den 2S-4S

Übergang sind, kann man nun mit einer verbesserten Meßgenauigkeit rechnen. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der ersten doppeltresonanten Signale ist besser als das der besten Linien mit der herkömmlichen Elektronenstoßanregung ins 2S-Niveau, bei vier mal kleinerer Infrarotleistung. Daher scheint es nicht unrealistisch, eine Verbesserung um den Faktor 5 bis 10 zu erhoffen. Die dann erreichte Genauigkeit erlaubt es, eine neue von K. Pachucki und S. Karshenboim [24] vorgeschlagene Auswertemethode anzuwenden. Dabei wird die 1S und die 2S Lamb-Verschiebung direkt aus der gemessenen Differenz $f(1S - 2S) - 4f(2S - 4S)$ hergeleitet. Die so ermittelte 2S Lambverschiebung kann man mit der besten Radiofrequenzmessung der 2S-2P Aufspaltung [25] vergleichen und damit die Konsistenz beider Experimente prüfen. Wenn die erwartete Genauigkeit erreicht wird, ist der Fehler der optisch gemessenen 2S Lamb-Verschiebung sogar kleiner als der der Radiofrequenzmessung. Als QED-Test rückt dann der direkte Vergleich der im Experiment beobachteten Frequenzdifferenz mit dem entsprechenden Theoriewert in den Mittelpunkt. Kombiniert man das Ergebnis dieser Messung mit der Absolutfrequenzmessung des 1S-2S Übergangs, so kann man die Rydbergkonstante mit etwa zehnmal kleinerem Fehler angeben.

Die vorgestellten Experimente bedeuten einen Fortschritt bei der Spektroskopie am atomaren Wasserstoff, der zu neuen Erkenntnissen in mehreren Gebieten, allen voran in der Quantenelektrodynamik gebundener Systeme und bei den Eigenschaften der einfachsten Kerne geführt hat. Mit der neuen doppeltresonanten Messung der Lamb-Verschiebung ist eine Ablösung der Radiofrequenzspektroskopie als genaueste Methode für QED-Tests möglich. Seit dem klassischen Experiment von Lamb und Retherford hat sich die Meßgenauigkeit millionenfach gesteigert, dennoch sind Theorie und Experiment im Einklang. Es ist aber immer noch ein weiter Weg, die teilweise sehr scharfen Übergänge im Wasserstoff völlig aufzulösen, sodaß man auch in Zukunft auf überraschende Entdeckungen hoffen kann.

Kapitel 2

Theorie des Wasserstoff- und Deuteriumatoms

Obwohl Wasserstoff das einfachste aller Atome ist, verlangt eine theoretische Beschreibung mit der derzeit experimentell erreichten Genauigkeit einen hohen Aufwand.

Die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Kern stellt ein Zweikörperproblem dar. Eine exakte relativistische Lösung existiert nicht. Die kovariante Dirac-Gleichung beschreibt lediglich die Bewegung des Elektrons im *festen* Coulomb-Potential des Kernes, daher sind Mitbewegungseffekte des Kernes von vornherein unterdrückt.

Die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Grundzustand des elektromagnetischen Feldes ist in der Dirac-Gleichung ebenfalls nicht berücksichtigt. Gerade sie führt aber zu einer Aufhebung der Energieentartung im Bahndrehimpuls des Elektrons, und macht den Hauptanteil der Lamb-Verschiebung aus.

Beide Effekte sind in der sogenannten Bethe-Salpeter Gleichung enthalten [26]. Diese relativistisch kovariante Gleichung beschreibt die Wechselwirkung zweier geladener Teilchen in einem externen elektromagnetischen Feld. Es ist aber bisher nicht gelungen, exakte Lösungen dieser Gleichung zu finden, sodaß man sich mit Näherungen zufrieden geben muß. Es gibt verschiedene Möglichkeiten diese Näherungen durchzuführen.

Auch die Struktur des Atomkernes, sein Spin, sein magnetisches Moment und seine Ladungsverteilung, tragen zur Energie der Zustände bei. Über die Hyperfeinstruktur hinaus muß man den Effekt der endlichen Kerngröße berücksichtigen. Im Deuterium ist es sogar notwendig, die Polarisierbarkeit des Kernes im Feld des Elektrons als Energiebeitrag zu berücksichtigen. In der Tabelle 2.1 wird eine Übersicht der Beiträge gegeben. In den Spalten ist der physikalische Ursprung aufgetragen, der für die beteiligten Wechselwirkungen (Zeilen) die in der Tabelle eingetragenen Beiträge und Korrekturen ergibt.

	statisches Coulombpot.	endliche Kernmasse	Kernstruktur
Elektron- Kernfeld	Dirac-Energie $E(n, j)$	Rückstoßkorr. ΔE_R	
Atom- el.mag. Feld	Strahlungskorr. $\Delta E^{(1)} + \Delta E^{(2)}$	strahlende Rückstoßkorr. ΔE_{SR}	Kernselbstenergie ΔE_{SeK}
Elektron- kernstruktur			Spin, Polarisierbarkeit $\Delta E_{Spin1}, \Delta E_{Pol}$

Tabelle 2.1: Zuordnung der Beiträge zu den Energieniveaus.

2.1 Beschreibung der Energieniveaus

Als ersten Schritt bei der Bestimmung der Energieniveaus von Eielektronenatomen betrachtet man die relativistische Wechselwirkung eines Elektrons mit einem statischen Coulomb-Potential im Ursprung. Da dies ein Einteilchenproblem ist, und das Elektron Spin $\frac{1}{2}$ hat, erhält man die Energieniveaus als Lösung der Dirac-Gleichung mit Coulomb-Potential [26]. Sie sind gegeben durch ($\hbar = c = 1$):

$$E(n, j) = m f(n, j),$$

$$f(n, j) = \left(1 + \frac{(Z\alpha)^2}{\left(n - j - \frac{1}{2} + \sqrt{\left(j + \frac{1}{2} \right)^2 - (Z\alpha)^2} \right)^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.1)$$

wobei m die Elektronenmasse ist, n die Hauptquantenzahl, Z die Kernladungszahl, α die Feinstrukturkonstante und j die Drehimpulsquantenzahl des Elektrons. Da die Energien nur von j abhängen, sind die Niveaus $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ in (2.1) entartet.

Diese Entartung wird erst bei genauerer Betrachtung aufgehoben, in erster Linie durch die Korrekturen aufgrund der Wechselwirkung der Ladungen von Elektron und Kern mit dem Grundzustand des quantisierten elektromagnetischen Feldes. Man nennt sie daher Strahlungskorrekturen. Die Bemühungen, diese Korrekturen zu berechnen, waren der Ausgangspunkt zur Entwicklung der modernen Quantenelektrodynamik (QED). Um die Energieniveaus mit der im Experiment erreichten Genauigkeit zu beschreiben, muß man über die Strahlungskorrekturen hinaus noch eine Reihe weiterer Beiträge berücksichtigen. Zunächst ist die Kernmasse nicht unendlich groß, daher führt jeder Austausch von Photonen zwischen Kern und Elektron zu einer Änderung der kinetischen Energie des Kernes. Diese Klasse von Korrekturen nennt man daher Rückstoßkorrekturen. Da die Strahlungskorrekturen normalerweise für ein Elektron im statischen Coulombpotential berechnet werden, muß man, um den Effekt der endlichen Kernmasse in den Strahlungskorrekturen zu berücksichtigen, zusätzlich noch sogenannte strahlende Rückstoßkorrekturen einführen.

Auch die nicht punktförmige Ladungsverteilung der Kerne führt dazu, daß das Elektron, wenn es dem Kernschwerpunkt sehr nahe kommt, sich nicht mehr in einem Coulombpotential bewegt. Die daraus resultierende Korrektur wird Kerngrößenkorrektur genannt. Bei der derzeitigen Genauigkeit genügt es, die statische Ladungsverteilung im Kern durch ihr zweites Moment, den quadratischen Ladungsradius zu charakterisieren. Im Deuterium kommt noch ein weiterer Effekt hinzu. Da das Deuteron ein relativ schwach gebundenes Zweikörpersystem ist (Bindungsenergie 2.226 MeV) spielt sogar ein dynamischer Effekt eine meßbare Rolle. Der Kern wird vom Hüllenelektron schwach polarisiert. Da diese Polarisation zustandsabhängig ist, verändert sich die Gesamtenergie des Systems bei Übergängen. Der Beitrag zum 1S-2S Übergang in Deuterium ist immerhin 19.3 kHz, und damit vergleichbar mit der Unsicherheit bei der Messung der Isotopieverschiebung.

Eine schon etwas ältere Beschreibung der Energieniveaus gibt der Artikel von J. R. Sapirstein und D. R. Yennie in dem Übersichtsband *Quantum Electrodynamics* [27]. Seitdem sind, insbesondere durch die Arbeiten von K. Pachucki, sowohl eine Reihe von weiteren Korrekturen berechnet, als auch die Genauigkeit bereits berechneter Korrekturen stark verbessert worden. Auch einige Fehler in den alten Berechnungen wurden gefunden und korrigiert. Derzeit liegt noch keine aktuelle Zusammenfassung dieser Arbeit vor. K. Pachucki plant aber, in nächster Zeit eine solchen Übersichtsartikel zu schreiben.

2.1.1 Rückstoßkorrekturen zur Dirac-Energie

Für ein nichtrelativistisches Zweikörperproblem ist es immer möglich, die reduzierte Masse einzuführen, und das Problem damit auf die Wechselwirkung eines Körpers mit einem raumfesten Potential zurückzuführen. Für ein relativistisches Zweikörperproblem ist dies nicht mehr möglich und manchmal existiert nicht einmal eine Zweikörper-Hamiltonfunktion. Wie schon Eingangs erwähnt, werden Eielektronenatome durch die Bethe-Salpeter Gleichung dargestellt, für die aber keine exakten Lösungen bekannt sind. Als Ausgangspunkt zur Bestimmung der Rückstoßkorrekturen betrachtet man deshalb eine näherungsweise gültige Hamiltonfunktion, bei der die Massenabhängigkeit der herkömmlichen Dirac-Hamiltonfunktion in Form eines effektiven Potentials hinzugefügt ist.

$$H_{\text{eff}} = \alpha_D \cdot \mathbf{p} + \beta \cdot m + \frac{\mathbf{p}^2}{2M} + V_{\text{eff}}. \quad (2.2)$$

$$V_{\text{eff}}(p, p') = -\frac{e^2}{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2} \left(1 + \frac{\alpha_{\perp} \cdot (\mathbf{p} + \mathbf{p}')}{2M} \right). \quad (2.3)$$

Dabei sind α_D und β die Diracmatrizen, \mathbf{p} , (\mathbf{p}') ist der Impuls und m (M) die Masse des Elektrons (Protons). α_{\perp} ist die Komponente von α_D senkrecht zu

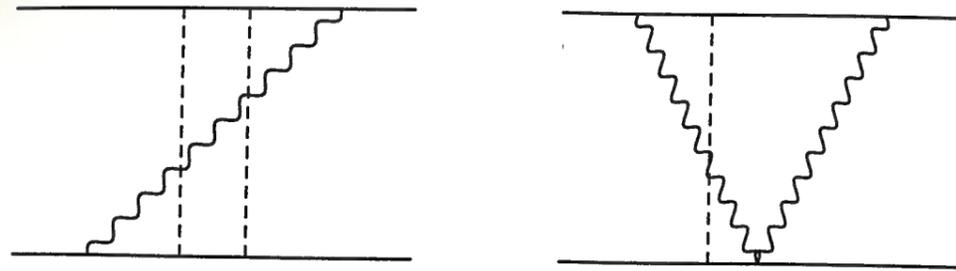


Abbildung 2.1: Zwei Feynman-Diagramme der reinen Rückstoßkorrekturen.

$\mathbf{p} - \mathbf{p}'$. Es wurde $Z = 1$ gesetzt, wie es für Wasserstoff und Deuterium zutrifft. Das effektive Potential V_{eff} wird auch Breit-Wechselwirkung genannt. Barker gelang es, einen geschlossenen Ausdruck für die Energie bis zur Ordnung α^4 zu finden, der exakt im Massenverhältnis ist [28]:

$$E_R = m + M + \mu[f(n, j) - 1] - \frac{\mu^2}{2(M+m)}[f(n, j) - 1]^2 + \frac{\alpha^4 \mu^3}{2n^3 M^2} \left(\frac{1}{j+\frac{1}{2}} - \frac{1}{l+\frac{1}{2}} \right) (1 - \delta_{l0}). \quad (2.4)$$

Dabei ist $\mu = \frac{mM}{m+M}$. Die Rückstoßkorrekturen, die über (2.4) hinausgehen, müssen separat berechnet werden. Man unterscheidet die reinen Rückstoßkorrekturen, zu denen alle Feynman-Diagramme mit direktem Photonenaustausch zwischen Elektron und Kern gehören und die strahlenden Rückstoßkorrekturen, zu denen die Diagramme gehören, in denen ein Photon von demselben Teilchen emittiert und absorbiert wird oder ein Photonenpropagator mit einer Fermionenschleife (virtuelle Paarbildung) auftritt.

In Abbildung 2.1 sind zwei Beispiele für Feynman-Diagramme der reinen Rückstoßkorrekturen gezeigt.

Die exakte Massenabhängigkeit der Ordnung α^5 wurde von Salpeter gefunden [29], wobei er den Bethe-Salpeter Formalismus benutzte.

$$\Delta E_R^{(\alpha^5)} = \frac{\mu^3}{mM\pi n^3} \left\{ \frac{2}{3} \delta_{l0} \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) - \frac{8}{3} \ln(k_0(n)) - \frac{1}{9} \delta_{l0} - \frac{7}{3} a_n - \frac{2}{M^2 - m^2} \delta_{l0} \left[M^2 \ln\left(\frac{m}{\mu}\right) - m^2 \ln\left(\frac{M}{\mu}\right) \right] \right\},$$

mit

$$a_n = -2 \left(\ln\left(\frac{2}{n}\right) + \left(1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{n}\right) + 1 - \frac{1}{2n} \right) \delta_{l0} + \frac{1 - \delta_{l0}}{l(l+1)(2l+1)},$$

dabei ist $\ln k_0(n)$ der Bethe-Logarithmus [26].

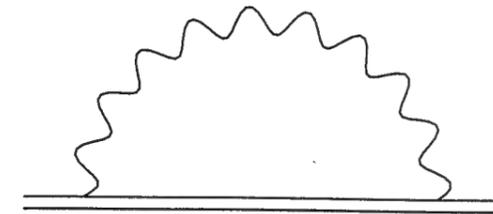


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm der Elektron Einschleifen-Selbstenergie.

In der nächsthöheren Ordnung α^6 , wurde die Korrektur erstmals von Doncheski, Grotch und Erickson berechnet, allerdings erwies sich ihre Rechnung als fehlerhaft. K. Pachucki und H. Grotch haben inzwischen die vollständige Korrektur neu berechnet [17], mit dem Ergebnis:

$$\Delta E_R^{(\alpha^6)}(n, S) = \frac{m^2 (Z\alpha)^6}{M n^3} \left(4 \ln(2) - \frac{7}{2} \right). \quad (2.5)$$

Der Beitrag noch höherer Ordnungen wurde bisher nicht berechnet, Abschätzungen legen aber nahe, daß sie kleiner als 1 kHz sind.

2.1.2 Strahlungskorrekturen

Die Strahlungskorrekturen ergeben sich aus der Wechselwirkung von Kern und Elektron mit dem Grundzustand des elektromagnetischen Feldes. Die Beiträge kommen vor allem durch die Erzeugung und Vernichtung von virtuellen Photonen und Elektron-Positron Paaren zustande. Den größten Teil der Lamb-Verschiebung macht dabei der Einschleifen-Beitrag zur Selbstenergie des Elektrons aus, die die Erzeugung und Vernichtung eines virtuellen Photons im Feld des Elektrons beschreibt. Das Feynman-Diagramm zeigt die Abbildung 2.2. Das entsprechende Integral lautet:

$$\Delta E_{\text{Se}}^{(1)} = e^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \frac{g_{\mu\nu}}{k^2} \langle \bar{\psi} | \gamma^\mu \frac{1}{\not{p} - \not{k} + \frac{\alpha}{r} \gamma^0 - m} \gamma^\nu | \psi \rangle - \langle \delta m \rangle. \quad (2.6)$$

Dabei ist $g_{\mu\nu}$ der metrische Tensor, γ^μ sind die Dirac-Matrizen und die gestrichelten Größen stellen Tensorprodukte mit den Diracmatrizen dar ($\not{p} = \gamma^\nu p_\nu$). $\langle \delta m \rangle$ steht für die Renormierung der Elektronen-Selbstenergie. Die Berechnung dieses Terms begann unmittelbar nach dem Schlüsselexperiment von Lamb und Retherford, dennoch wurde die für den Vergleich mit präzisen Experimenten nötige Genauigkeit erst kürzlich erreicht [31, 32]. Die Berechnung stützt sich dabei auf zwei unterschiedliche Methoden. In der numerischen Methode [33] wird die Dirac-Coulomb Greensfunktion in Partialwellen zerlegt und die einzelnen Terme numerisch berechnet. Während dieses Verfahren gut für hohe Kernladungszahlen ($Z > 5$) funktioniert, gibt es für Wasserstoff ($Z=1$) große

Schwierigkeiten. Daher berechnet man den Beitrag für höhere Kernladungszahlen und extrapoliert das Ergebnis zu $Z=1$ um den Wert für Wasserstoff zu gewinnen. In der analytischen Methode wird (2.6) in $Z\alpha$ entwickelt und dann alle Entwicklungsglieder bis zur angestrebten Ordnung berechnet. Es ist aber nicht einfach, die Größe der nicht berechneten höheren Ordnungen abzuschätzen. Die derzeit beste Methode ist es, die analytisch berechneten Terme der führenden Ordnung mit den Werten der numerischen Methode zu vergleichen und aus der Differenz die nicht berechneten Terme abzuschätzen. Für S-Zustände lauten die Koeffizienten der analytischen Entwicklung:

$$\Delta E_{\text{Se}}^{(1)} = \frac{m\alpha(Z\alpha)^4}{\pi n^3} F, \quad (2.7)$$

$$F = A_{40} + A_{41} \ln[(Z\alpha)^{-2}] + A_{50} Z\alpha + (Z\alpha)^2 \{A_{60} + A_{61} \ln[(Z\alpha)^{-2}] + A_{62} \ln^2[(Z\alpha)^{-2}]\} + (Z\alpha)^3 \{A_{71} \ln[(Z\alpha)^{-2}] + G\}, \quad (2.8)$$

dabei sind alle Terme höherer Ordnung in G zusammengefasst. Die einzelnen Koeffizienten werden nach der Ordnung in $Z\alpha$ (1. Index) und $\ln[(Z\alpha)^{-2}]$ (2. Index) benannt (z.B. ist A_{62} proportional zu $(Z\alpha)^6 \ln^2[(Z\alpha)^{-2}]$) und lauten wie folgt:

$$\begin{aligned} A_{40}(n) &= \frac{10}{9} - \frac{4}{3} k_0(n), \\ k_0(1) &= 2.9841285557655, \\ k_0(2) &= 2.8117698931205, \\ k_0(4) &= 2.7498118405, \\ A_{41} &= \frac{4}{3}, \\ A_{50} &= 4\pi \left(\frac{139}{128} - \frac{\ln(2)}{2} \right), \\ A_{62} &= -1, \\ A_{61}(1) &= \frac{28}{3} \ln(2) - \frac{21}{20}, \\ A_{61}(2) &= \frac{16}{3} \ln(2) + \frac{67}{30}, \\ A_{61}(4) &= \frac{4}{3} \ln(2) + \frac{391}{80}, \\ A_{60}(1) &= -30.92890, \\ A_{60}(2) &= -31.84047. \end{aligned}$$

Die meisten Koeffizienten sind der Übersicht von Saphirstein und Yennie [27] entnommen. Zusätzlich werden die Werte für den 4S-Zustand und die Koeffizienten von A_{60} angegeben, die alle von K. Pachucki berechnet wurden. Der

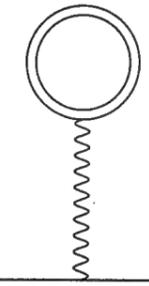


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramm der Einschleifen-Vakuumpolarisation.

A_{61} Koeffizient des 4S Zustandes stammt aus einer Arbeit von Drake [34]. Der Koeffizient $A_{60}(4)$, sowie A_{71} und die weiteren Terme höherer Ordnung die in G zusammengefasst sind wurden von K. Pachucki durch Extrapolation der numerischen Ergebnisse von P. Mohr berechnet [31, 35].

$$\begin{aligned} A_{60}(4) &= -31.5(4), \\ A_{71} &= 2\pi, \\ G(1) &= 26.9(5), \\ G(2) &= 29.8(10), \\ G(4) &= 27.2. \end{aligned}$$

Daß A_{71} genau 2π ist, ist lediglich eine Hypothese. Theoretische Überlegungen ergeben, daß A_{71} eine rationale Zahl multipliziert mit π sein sollte. Da der numerische Wert im Rahmen der Fehler gut mit 2π übereinstimmt liegt es nahe, diesen Koeffizienten so anzugeben. Der Fehler von $G(4)$ ist bereits in $A_{60}(4)$ enthalten, da beide aus denselben Daten gewonnen wurden und daher nicht unabhängig sind.

Der zweitgrößte Beitrag der Strahlungskorrekturen ist die Einschleifen-Vakuumpolarisation. Das Feynman-Diagramm zeigt die Abbildung 2.3. Das entsprechende Integral lautet:

$$\Delta E_{VP}^{(1)} = \int d^3\mathbf{x}_1 \int d^3\mathbf{x}_2 \phi^+(\mathbf{x}_1) \phi(\mathbf{x}_1) \frac{\alpha}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|} \cdot (-i) \text{Tr} [\gamma_0 S_F(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_2, t=0)].$$

Dabei ist S_F der Dirac-Coulomb Propagator [27]. Die Berechnung erfolgt in diesem Fall nur durch Entwicklung in α . Man erhält erneut einen Ausdruck der Form (2.7) mit den Koeffizienten [27]:

$$\begin{aligned} A_{40} &= -\frac{4}{15}, \\ A_{50} &= -\frac{5\pi}{48}, \\ A_{61} &= -\frac{2}{15}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{60}(1) &= \frac{4}{15} \ln(2) - \frac{1289}{1575} + \left(\frac{19}{45} - \frac{\pi^2}{27} \right), \\
A_{60}(2) &= -\frac{743}{900} + \left(\frac{19}{45} - \frac{\pi^2}{27} \right), \\
A_{60}(4) &= -\frac{4}{15} \ln(2) - \frac{5363}{8400} + \left(\frac{19}{45} - \frac{\pi^2}{27} \right). \quad (2.9)
\end{aligned}$$

Der Koeffizient $A_{60}(4)$ ist nicht in [27] angegeben, sondern wurde von K. Pachucki analytisch berechnet. Die Terme höherer Ordnung sollten vernachlässigbar klein sein, sodaß die Einschleifen-Vakuumpolarisation keinen merklichen Beitrag zu G liefert.

Die Strahlungskorrekturen der nächsthöheren Ordnung sind mit den Zweischleifen Feynman-Diagrammen im Coulombfeld verknüpft.

Da hier virtuelle Photonen und Vakuumpolarisation kombiniert auftreten können, ist es nicht sinnvoll, diese Beiträge wie bei den Einschleifen-Korrekturen zu trennen. Die Zweischleifen-Korrekturen wurden erstmals von K. Pachucki vollständig berechnet. Erneut wird dabei in $Z\alpha$ entwickelt:

$$\begin{aligned}
\Delta E^{(2)} &= \frac{m\alpha^2 (Z\alpha)^4}{\pi^2 n^3} \left(B_{40} + Z\alpha B_{50} + \right. \\
&\quad \left. (Z\alpha)^2 \left[B_{63} \ln^3(Z\alpha)^{-2} + B_{62} \ln^2(Z\alpha)^{-2} + \dots \right] \right).
\end{aligned}$$

Der Term B_{40} wurde erstmals in [36] berechnet,

$$B_{40} = -\frac{2179}{648} - \frac{10\pi^2}{27} + \frac{3\pi^2 \log(2)}{2} - \frac{9\zeta(3)}{4} = 0.538941. \quad (2.10)$$

Die Berechnung von B_{50} ist sehr schwierig, da jedes zugehörige Feynman-Diagramm (siehe Abb. 2.4) starke Infrarot-Divergenzen aufweist, die sich erst in der Summe aufheben. Trotzdem gelang es K. Pachucki 1994 den Koeffizienten zu berechnen [37]. Das Ergebnis erwies sich als überraschend groß,

$$B_{62} = -21.4(1). \quad (2.11)$$

Es ist aber inzwischen von unabhängigen Ergebnissen einer Gruppe um M. Eides voll bestätigt worden [38]. Kürzlich wurde auch die erste Korrektur höherer Ordnung von S. Karshenboim gefunden [39]

$$B_{62} = \frac{16}{9} \left(\ln \frac{2}{n} + \phi(n) - \frac{1}{n} + C \right). \quad (2.12)$$

C ist eine zustandsunabhängige Konstante und $\phi(n) = \Gamma'(n)/\Gamma(n)$ die logarithmische Ableitung der Gamma-Funktion. Die Größe der verbleibenden Koeffizienten höherer Ordnung ist unklar, zumal S. Karshenboim [40] kürzlich entdeckt hat, daß Beiträge höherer Ordnung mit Potenzen von $\ln(Z\alpha)^{-2}$ überhöht sein

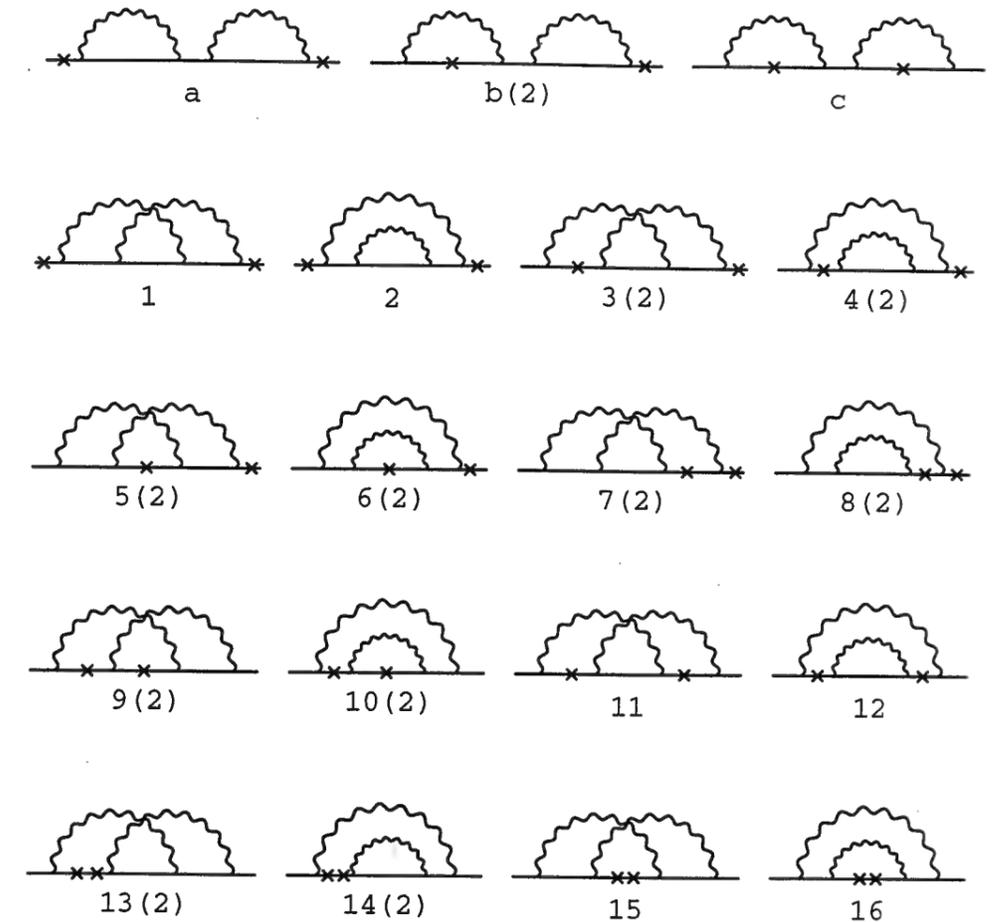


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme der Zweischleifen-Beiträge zu B_{50} . Das Kreuz symbolisiert die Wechselwirkung mit dem Coulomb-Potential.

können. Er erhält z.B. für den Koeffizienten B_{63} einen Wert von $-\frac{8}{27}$, entsprechend -3.6 kHz für den 2S Zustand. Es ist aber unklar ob dieses Ergebnis vollständig ist, daher sollte die Rechnung noch unabhängig überprüft werden. B_{63} ist daher in den theoretischen Werten der Lamb-Verschiebungen, die in 2.2 angegeben werden, nicht enthalten.

2.1.3 Strahlende Rückstoßkorrekturen

Die strahlenden Rückstoßkorrekturen gehören zu den Feynman-Diagrammen, bei denen ein virtuelles Photon von ein und demselben Teilchen emittiert und reabsorbiert wird (siehe Abbildung 2.5), oder die Photonlinie von einem Paarbildungsprozess unterbrochen wird. Mit zwei Modifikationen der Strah-

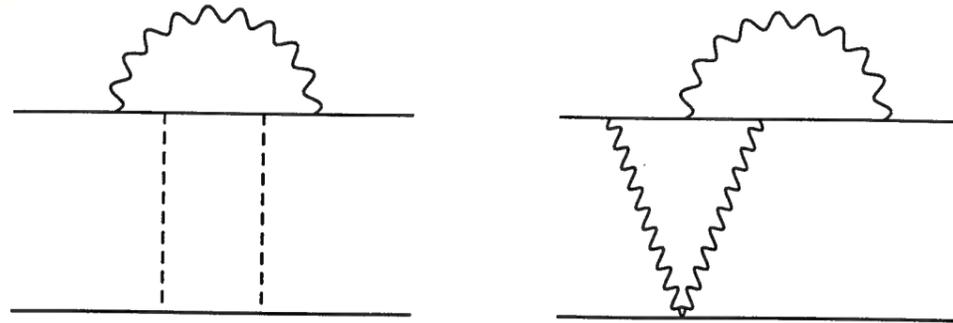


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme für zwei strahlende Rückstoßkorrekturen.

lungskorrekturen erhält man einen bis zur Ordnung $\alpha(Z\alpha)^4$ exakten, korrigierten Ausdruck für F in (2.7) [41, 27]. Dazu wird jeder Koeffizient der Elektron Einschleifen-Korrektur und der Einschleifenvakuum polarisation mit dem Faktor $(\mu/m)^3$ multipliziert, der von der Modifikation der Wellenfunktion am Ursprung herrührt, die eine endliche Kernmasse mit sich bringt.

Weiterhin wird das Argument von $\ln(Z\alpha)^{-2}$ durch $\ln\left(\frac{m}{\mu}(Z\alpha)^{-2}\right)$ ersetzt. In der nächsthöheren Ordnung $\alpha(Z\alpha)^5$ wurde die Korrektur erstmals von G. Bhatt und H. Grotch berechnet [41]. K. Pachucki hat aber herausgefunden, daß in dieser Rechnung nicht alle beitragenden Diagramme berücksichtigt wurden, sein korrigiertes Ergebnis lautet [42]:

$$\Delta E_{\text{SR}} = -\frac{m^2}{M}\alpha\frac{(Z\alpha)^5}{n^3} 1.36449. \quad (2.13)$$

Die Veränderung des Ergebnisses ist allerdings für Wasserstoff und Deuterium vernachlässigbar, kann aber in exotischen Systemen, z.B. Myonium, eine Rolle spielen.

2.1.4 Kerngrößenkorrektur

Die endliche Größe des Kernes und die damit verbundene Ladungsverteilung auf ein Volumen von etwa 1 fm^3 führt dazu, daß das Potential am Kernort von einem reinen Coulombpotential abweicht. Für die derzeit zum Vergleich mit Experimenten nötige Genauigkeit genügt es, nur das erste Moment der Ladungsverteilung, den quadratischen Ladungsradius $\langle r^2 \rangle$ des Kernes zu berücksichtigen. Man erhält [27]:

$$\Delta E_V = \frac{2}{3}\frac{(Z\alpha)^4}{n^3}\mu^3\langle r^2 \rangle. \quad (2.14)$$

2.1.5 Effekt der Polarisierbarkeit des Deuterons

Das Deuteron, der Kern des Deuteriums, stellt ein für Kernverhältnisse sehr schwach gebundenes Zweikörpersystem aus Proton und Neutron dar. Daher ist es für das Elektron möglich, den Kern etwas zu polarisieren. Der Ladungsschwerpunkt wird etwas gegen den Massenschwerpunkt verschoben, was im Mittel zu einer Veränderung der Bindungsenergie führt. Bereits in der Übersicht von Saphirstein und Yennie [27] wurde darauf hingewiesen, daß die einzige uns bekannte frühere Rechnung von Petrun'kin und Semenko [43] fehlerhaft ist. Daher wurde zusammen mit K. Pachucki eine Neuberechnung des Beitrages vorgenommen [15]. Besonders übersichtlich kann man die Energieverschiebung in der Coulomb-Eichung berechnen. Die Wechselwirkung gliedert sich dann in einen Anteil der durch Austausch von transversalen Photonen zwischen Kern und Elektron zustandekommt und die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron, den man mit einem Störungsrechnungsansatz mit dem Störpotential

$$V = -\alpha\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{|\frac{1}{2}\mathbf{R} - \mathbf{r}|}\right) \quad (2.15)$$

berechnet. Dabei ist \mathbf{R} der Verbindungsvektor zwischen Proton und Neutron und \mathbf{r} der Ort des Elektrons. In der Rechnung werden zunächst die Skalarprodukte der Elektronenwellenfunktion ausgeführt. Die Details sind in [15] und [16] enthalten. In niedrigster Ordnung in α , R^{-1} und m/Λ (Λ ist der Energieabstand des Grundzustandes vom ersten angeregten Zustand des Deuterons) erhält man für den Coulomb-Anteil,

$$\Delta E_C = -4 m \alpha \phi(0)^2 \alpha_d \left[1 + \ln\left(\frac{2\bar{E}}{m}\right)\right], \quad (2.16)$$

und für den transversalen Anteil,

$$\Delta E_t = -m \alpha \phi(0)^2 \alpha_d \left[-\frac{5}{6} + \ln\left(\frac{2\bar{E}}{m}\right)\right]. \quad (2.17)$$

Dabei ist $\phi(0)$ der Wert der Elektronwellenfunktion am Ursprung und

$$\alpha_d = \frac{2}{3}\alpha\langle\phi|\frac{1}{2}\mathbf{R}\frac{1}{H_d - E_0}\frac{1}{2}\mathbf{R}|\phi\rangle$$

ist die Polarisierbarkeit des Deuterons. \bar{E} ist die mittlere Energie von $H_d - E_0$, also die im polarisierten Kern gespeicherte Energie. Um die Polarisierbarkeit zu berechnen muß man eine Hamiltonfunktion H_d annehmen. Im ursprünglichen Artikel [15] wurde ein einfaches Topfpotential angenommen, das phänomenologisch an die Bindungs- und Grundzustandsenergie des Deuterons angepasst wird [44]. Wir erhielten

$$\Delta E_{\text{pol}}^{1S} = \Delta E_C + \Delta E_t = -m \alpha \phi(0)^2 \alpha_d \left[\frac{19}{6} + 5 \ln\left(\frac{2\bar{E}}{m}\right)\right],$$

$$\Delta E_{\text{pol}}^{2S-1S} \simeq \Delta E_{\text{pol}}^{1S} \left(\frac{1}{8} - 1\right) = 19(2) \text{ kHz.}$$

Vor kurzem berechneten Martorell *et. al.* die Korrektur mit verschiedenen Modellpotentialen für das Deuteron [45]. Sie zeigten, daß die Korrektur weitgehend modellunabhängig ist und erhielten

$$\Delta E_{pol} = 19.33(21).$$

Dies bestätigt das ursprüngliche Ergebnis, allerdings mit einer zehnfach verringerten Unsicherheit.

2.1.6 Einfluß des Kernspins und der Kernselbstenergie

Auch die Selbstenergie des Kernes führt zu einer Korrektur, bei der man allerdings beachten muß, daß sie zum Teil in der Definition des Ladungsradius des Kernes enthalten ist, der in die Kerngrößenkorrektur (2.14) eingeht. Unter Berücksichtigung dieses Effekts erhielt K. Pachucki [42]:

$$\Delta E_{SeK} = \frac{2}{3n^3} (Z\alpha)^4 \mu^3 \langle r^2 \rangle + \frac{4\alpha^5 \mu^3}{3\pi n^3 M^2} \left[\ln \left(\frac{M}{\mu\alpha^2} - k_0(n) \right) \right]. \quad (2.18)$$

Ein weiterer Beitrag, der allerdings rein rechentechnischen Ursprung hat, ergibt sich durch den unterschiedlichen Kernspin von Deuterium. Das Skalarprodukt um das Breit-Potential (2.2) mit der Wellenfunktion von Spin 1/2 enthält bereits Teile der Spin-Spin Wechselwirkung und damit Beiträge die für ein Spin 1-Teilchen über seine Formfaktoren in den quadratischen Ladungsradius eingehen [46]. Um diese Anteile nicht doppelt zu zählen zieht man den entsprechenden Term des Breit-Skalarproduktes bei Deuterium einfach wieder ab:

$$\Delta E_{Spin1} = -\frac{1}{2} \frac{\mu^3}{M^2} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} \delta_{10}. \quad (2.19)$$

Für den 1S-Zustand des Deuteriums ergibt das -13 kHz.

2.1.7 Hyperfeinstruktur

Die im Experiment beobachteten Frequenzen sind zusätzlich durch die Hyperfeinstruktur der Niveaus verschoben. Da die Hyperfeinwechselwirkung bei der angestrebten Genauigkeit die Dirac- und QED-Beiträge nicht beeinflusst kann man diesen Beitrag einfach von den experimentell gemessenen Frequenzen abziehen. Der Vergleich von Theorie und Experiment erfolgt dann über die um die Hyperfeinstruktur korrigierten Frequenzen. Da die experimentell mit Radiofrequenzspektroskopie bestimmten Werte der Hyperfeinstruktur deutlich genauer sind als ihre theoretischen Gegenstücke, benutzt man die Ersteren zur Korrektur. In Tabelle 2.2 sind die Meßwerte der 1S, 2S und 4S Hyperfeinstruktur beim Gesamtdrehimpuls $F = 1$ für Wasserstoff und $F = 3/2$ für Deuterium aufgelistet.

Hauptquantenzahl nLJ	Wasserstoff ($F = 1$) HFS(n,F)/(MHz)	Deuterium ($F = 3/2$) HFS(n,F)/(MHz)
1S _{1/2}	355.1014	109.1218
2S _{1/2}	44.3877	13.6410
4S _{1/2}	14.7959	4.5470

Tabelle 2.2: Beiträge der Hyperfeinstruktur in den Niveaus $n=1,2,4$.

2.2 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Vorhersagen für die in den Experimenten bestimmten Größen zusammengefasst, wie sie sich aus den vorigen Abschnitten ergeben. Zur Berechnung wird die als zuverlässiger erachtete Mainzer Messung des Protonenladungsradius benutzt [47], also $r_p = 0.862(12)$ fm.

2.2.1 Theoretische Lamb-Verschiebungen

Unter Berücksichtigung aller berechneten Korrekturen erhält man für die Lamb-Verschiebungen:

$$L(1S) = 8\,172\,802(32)(24) \text{ kHz} \quad (2.20)$$

$$L(2S) = 1\,045\,003(4)(3) \text{ kHz} \quad (2.21)$$

$$L(4S) = 131\,675.2(5)(4) \text{ kHz} \quad (2.22)$$

$$L(4S - 2S) - \frac{1}{4}L(2S - 1S) = 868\,622(4)(3) \text{ kHz} \quad (2.23)$$

Dabei ergeben sich die Unsicherheiten in der ersten Klammer aus der experimentellen Bestimmung des Protonenladungsradius, während die in der zweiten Klammer von der Abschätzung nicht berechneter Zweischleifen- und Dreischleifenkorrekturen herrühren. Eine experimentelle Bestimmung der Differenz von 1S-2S und 2S-4S Übergangsfrequenz führt, wenn man die mit viel kleineren Unsicherheiten behafteten Anteile der Hyperfeinstruktur und der relativistischen Korrekturen durch die Diracenergien abzieht, zu einer Größe die direkt mit der Frequenzdifferenz (2.23) verglichen werden kann.

2.2.2 Die Isotopieverschiebung und der Deuteronladungsradius

Die Isotopieverschiebung des 1S-2S Übergangs in Wasserstoff und Deuterium,

$$\Delta E_{Iso} = [E(2S) - E(1S)]_D - [E(2S) - E(1S)]_H,$$

ergibt sich aus der Differenz der oben aufgezählten Beiträge für Wasserstoff und Deuterium [16]. Alle diese Beiträge haben einen kleinen Fehler im Vergleich zum Beitrag durch die endliche Kerngröße. Ein direkter Vergleich von experimenteller und theoretischer Isotopverschiebung ist deshalb nur begrenzt möglich, man muß dann experimentell bestimmte Ladungsradien für das Proton und das Deuteron benutzen. Die Alternative ist, durch Vergleich der theoretischen Isotopverschiebung *ohne* die Kerngrößeneffekte

$$\Delta E'_{\text{Iso}} = \Delta E_{\text{R}} + \Delta E_{\text{SR}} + \Delta E_{\text{SE}}^{(1)} + \Delta E_{\text{VP}}^{(1)} + \Delta E^{(2)} + \Delta E_{\text{Pol}} + \Delta E_{\text{SeP}} + \Delta E_{\text{Spin1}}$$

mit dem experimentellen Ergebnis einen Wert für die Differenz der Ladungsradien zu gewinnen. Unter Benutzung von (2.14) erhält man

$$\Delta E_{\text{Iso}}^{\text{exp}} - \Delta E'_{\text{Iso}} = \frac{2}{3} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} [\mu_D^3 \langle r^2 \rangle_D - \mu_H^3 \langle r^2 \rangle_H]. \quad (2.24)$$

Da die reduzierten Massen μ_H, μ_D nur geringfügig von der Elektronmasse m abweichen kann man den Term in der eckigen Klammer auch als

$$[\mu_D^3 \langle r^2 \rangle_D - \mu_H^3 \langle r^2 \rangle_H] \simeq m (\langle r^2 \rangle_D - \langle r^2 \rangle_H) + \{\Delta\mu_D^3 \langle r^2 \rangle_D - \Delta\mu_H^3 \langle r^2 \rangle_H\},$$

mit $\Delta\mu_{D/H}^3 = \mu_{D/H}^3 - m^3$, schreiben. Für die momentane Genauigkeit genügt es dann die Differenz der Radienkuben auf etwa 10 % genau einzusetzen.

2.3 Bestimmung der Lamb-Verschiebungen und der Rydberg-Konstante

Die in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Vergleiche der 1S-2S mit der 2S-4S Übergangsfrequenz in Wasserstoff liefern einen experimentellen Wert der Größe

$$\Delta E = E(4S - 2S) - \frac{1}{4}E(2S - 1S). \quad (2.25)$$

Der Vergleich dieser Größe mit der theoretischen Vorhersage kann einer der besten Tests der QED werden, mit einer voraussichtlichen Genauigkeit um 1 kHz.

Darüber hinaus ist es aber auch möglich, sowohl die 1S- als auch die 2S-Lamb-Verschiebung zu ermitteln, und zwar, im Gegensatz zu vorhergehenden Bestimmungen, ohne weitere experimentelle Werte, wie z.B. die 2S-2P Energiedifferenz, mit einzubeziehen. Die folgende Kombination von experimentellen und theoretischen Größen ergibt direkt die Lamb-Verschiebungen:

$$L(1S) = \frac{64}{7} \left(\left[L(4S) - \frac{5}{4}L(2S) + \frac{1}{4}L(1S) \right]_{\text{exp}} - \left[L(4S) - \frac{5}{4}L(2S) + \frac{9}{64}L(1S) \right]_{\text{theo}} \right),$$

$$L(2S) = \frac{8}{7} \left(\left[L(4S) - \frac{5}{4}L(2S) + \frac{1}{4}L(1S) \right]_{\text{exp}} - \left[L(4S) - \frac{17}{8}L(2S) + \frac{1}{4}L(1S) \right]_{\text{theo}} \right).$$

Dabei sind die Koeffizienten im theoretischen Anteil so gewählt, daß sich alle Beiträge, die mit $1/n^3$ skalieren, herausheben. Dies ist ein Großteil der Strahlungskorrekturen und insbesondere die Kerngrößekorrektur. Aus diesem Grund ist man von der Unsicherheit beim Protonenladungsradius befreit und kann den theoretischen Anteil mit viel größerer Genauigkeit angeben als die theoretische Lamb-Verschiebung eines einzelnen Niveaus. Bei der angestrebten experimentellen Genauigkeit kann man dann z.B. die 2S Lamb-Verschiebung besser bestimmen als im besten entsprechenden Radiofrequenzexperiment [25]. Es ist dann möglich, die Konsistenz der verschiedenen Methoden, die derzeit für QED-Tests an Atomen herangezogen werden, zu überprüfen. Kombiniert man den Frequenzvergleich mit einer Absolutfrequenzmessung des 1S-2S Energieabstandes, so kann man auch die Rydberg-Konstante mit höherer Genauigkeit bestimmen:

$$\frac{3}{4} \frac{\mu}{m} R_{\infty} = E(2S - 1S)_{\text{exp}} + 8 \left(E(4S - 2S) - \frac{1}{4}E(2S - 1S) \right)_{\text{exp}} - \Delta_{\text{theo}},$$

$$\Delta_{\text{theo}} = \Delta_{\text{rm}} + ((8L(4S) - 9L(2S) + L(1S))_{\text{theo}}).$$

dabei ist Δ_{rm} eine Korrektur durch die endliche Kernmasse und relativistische Effekte. Da die Genauigkeitsbarriere durch den Ladungsradius des Protons wegfällt, ist man nun durch die Unsicherheit im Elektron-Proton Massenverhältnis begrenzt, die kürzlich von van Dyck *et al.* [48] erheblich verringert wurde. Daher kann man die Rydberg-Konstante mit einer etwa um eine Größenordnung höheren Genauigkeit angeben.

Kapitel 3

Die Wasserstoffspektrometer

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Versuchsanordnungen von ihrer technischen Seite her erläutert. Eine schematische Übersicht des Gesamtexperiments gibt Abbildung 3.1. Bei allen durchgeführten Versuchen wurde Licht des hochstabilen Farbstofflasers bei 486 nm in der nachfolgenden resonanten Frequenzverdopplungsstufe (im Bild mit Fx2 bezeichnet) in ultraviolettes Licht bei 243 nm gewandelt, mit dem man den 1S-2S Zweiphotonen-Übergang im atomaren Wasserstoff treiben kann. Diese Teile des Experiments sind in Abschnitt 3.1 bis 3.5 beschrieben.

Zur Anregung des 2S-4S Zweiphotonen-Übergangs wurde ein stabilisierter Titan-Saphir Laser bei 972 nm benutzt. Ein kleiner Teil des Lichtes wird im einfachen Durchgang durch einen KNbO_3 -Kristall frequenzverdoppelt und auf einer Photodiode mit dem Licht des Farbstofflasers zur Schwebung gebracht,

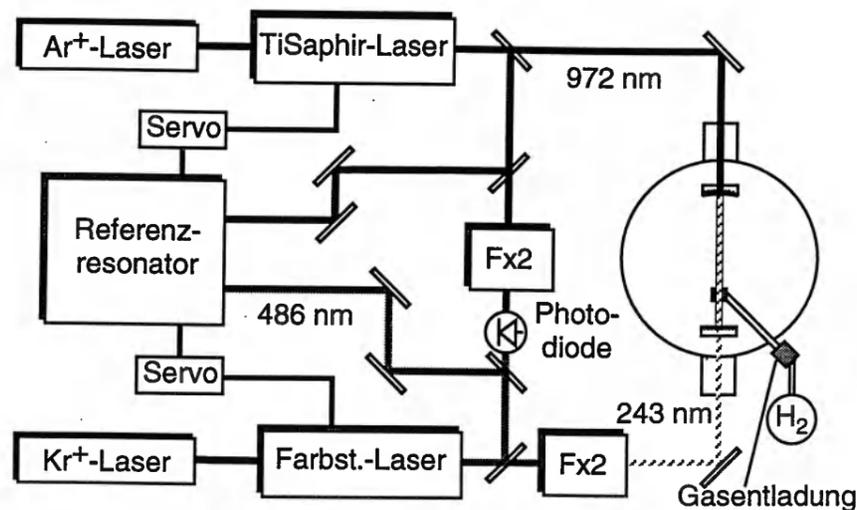


Abbildung 3.1: Gesamtübersicht des Experiments. Nähere Erläuterungen gibt der Text.

um den Frequenzvergleich des 1S-2S mit dem 2S-4S Übergang zu ermöglichen. Eine genauere Beschreibung enthält 3.6.

Zur Erzeugung stehender Wellen für die Doppler-freie Anregung des Wasserstoffs innerhalb der Vakuumapparatur wurden verschiedene Überhöhungsresonatoren eingesetzt. Die longitudinale Anregung des 1S-2S Übergangs fand in einem einfachen linearen Resonator für Licht bei 243 nm statt. Zur doppeltresonanten Zweiphotonenspektroskopie am 1S-2S- und 2S-4S Übergang wurde ein spezieller linearer Resonator mit dichroitischen Spiegeln entwickelt, die sowohl bei 972 nm als auch bei 486 nm eine hohe Reflektivität aufweisen. Da die gleichzeitige Resonanz bei beiden Wellenlängen sehr empfindlich von der Resonatorlänge abhängt, wurde diese mit einem Piezotranslator in Schritten von 2 nm verstellbar gemacht. Die Resonatoren werden in Abschnitt 3.7 näher beschrieben.

Schließlich wird in Abschnitt 3.8 ein Überblick über die Vakuumapparatur gegeben, in der der gekühlte Wasserstoffatomstrahl erzeugt und angeregt wird. Neben einem Badkryostaten, der bisher zur Kühlung der Austrittsdüse für den Wasserstoffstrahl diente, wurde auch ein neuer kompakter Durchflusskryostat getestet, mit dem man die Düsentemperatur kontinuierlich von 473 K bis 7 K einstellen und aktiv nachregeln kann. Im selben Abschnitt werden auch die Detektoren für den Nachweis der angeregten 2S- bzw. 4S-Zustände vorgestellt.

3.1 Der hochstabile Farbstofflaser

Der hochstabile Farbstofflaser wurde von R. Kallenbach aus einem CR-699 Farbstoff-Ringlaser der Firma Coherent entwickelt [49, 8] und von F. Schmidt-Kaler [10] im Rahmen seiner Doktorarbeit weiter verbessert. Unmodifiziert erreicht man mit dem Farbstoff Coumarin 102 eine Ausgangsleistung von 100-200 mW bei einer Wellenlänge von 486 nm. Die Kurzzeitstabilität beträgt etwa 1-10 MHz in 1 s. Für längere Zeiten ist der kleine Coherent-Referenzresonator, der ursprünglich zur Stabilisierung des Lasers dient, starken thermischen Driften unterworfen.

Zur Leistungssteigerung wurde der Laser mit einer Hochdruckdüse und einer neuen Pumpspiegeloptik ausgestattet, die eine bessere Justage zulässt. Mit diesen Änderungen beträgt die Ausgangsleistung mit frischem Farbstoff etwa 500 mW.

Die Spektroskopie am scharfen 1S-2S Übergang von Wasserstoff erfordert eine hohe Stabilität des Lasers. Deshalb wird der Laser mit dem Pound-Drever-Hall Seitenbandverfahren [50] auf einen externen Referenzresonator mit guter Langzeit- und Kurzzeitcharakteristik stabilisiert. Die Temperatur des Resonators ist aktiv geregelt, eine spezielle Aufhängung an weichen Federn schirmt ihn weitgehend gegen akustische und seismische Störungen ab. Zur Verbesserung der Frequenzcharakteristik des elektronischen Regelsystems wurde ein weiteres Stellelement im Laserresonator hinzugefügt. Ein elektrooptischer Modulator

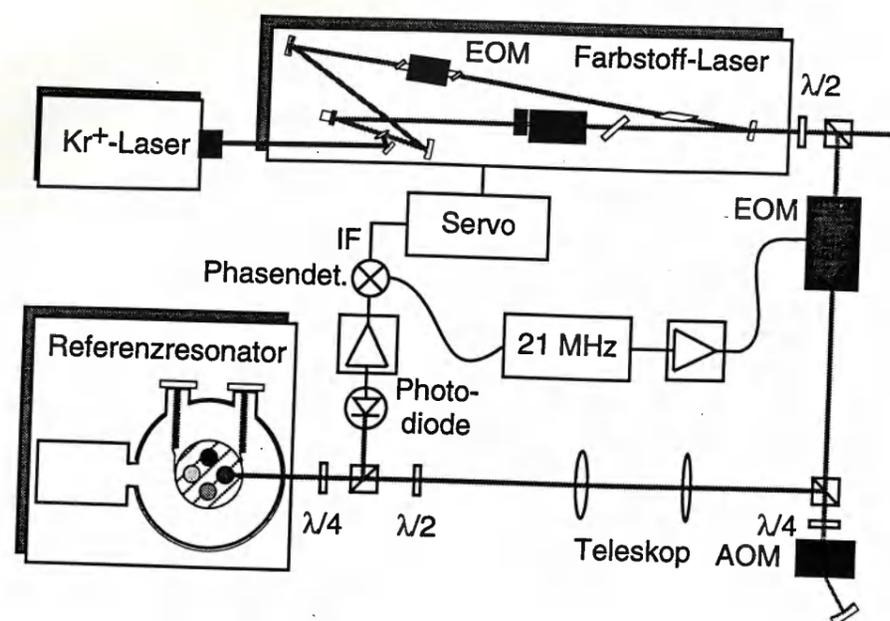


Abbildung 3.2: Übersicht des Farbstofflasersystems.

(EOM) regelt auch schnelle optische Weglängenänderungen im Farbstoffstrahl aus. Einen schematischen Überblick über das Lasersystem gibt Abb. 3.2.

3.1.1 Farbstoff, Hochdruckpumpe und Pumplaser

Die höchste Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge von 486 nm erreicht man mit dem Farbstoff Coumarin 102. Eine Menge von 1.5 g wird in 80 ml Benzylalkohol gemischt. Nach ca. 20 min in einem lauwarmen Ultraschallbad ist der Farbstoff hinreichend gelöst. Der Farbstoffkreislauf des Lasers wird durch 2-3 Spülgänge mit Ethylenglykol gereinigt. Dann wird der frische Farbstoff mit 1000 ml Ethylenglykol versetzt und in den Vorratsbehälter des Pumpsystems gegeben. Da sich im Kreislauf noch etwa 500 ml Ethylenglykol von den Reinigungsgängen befindet ist das tatsächliche Verdünnungsverhältnis etwa 1 g Coumarin 102 pro Liter Ethylenglykol. Während des Betriebes zersetzt sich der Farbstoff, sodaß die Ausgangsleistung nach einer Betriebsdauer von etwa 8-10 Stunden auf die Hälfte sinkt (Farbstofflebensdauer 50 W Std [51]). Deshalb ist nach dieser Zeit ein Farbstoffwechsel nötig, wenn man auf hohe Ausgangsleistung angewiesen ist.

Der Pumpkreislauf besteht aus einer Hochdruckpumpe und einer Edelstahldüse mit Auffangvorrichtung für den Farbstoff von der Firma Radiant Dyes. Ein integrierter Wärmetauscher, der an ein Kühlaggregat (WK 450 Firma MGW LAUDA) angeschlossen ist, hält den den Farbstoff auf einer Temperatur von

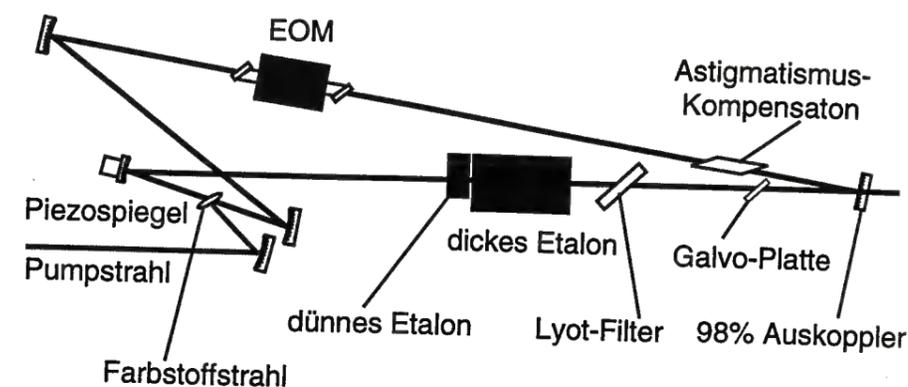


Abbildung 3.3: Laserring mit optischen Elementen.

etwa 5° Celsius. Auf dem Weg zur Düse passiert der Farbstoff einen Behälter, der teilweise mit Luft gefüllt ist. Die in der Pumpe entstandenen Luftblasen steigen zum Großteil in den luftgefüllten Bereich auf. Luftblasen im Farbstoffstrahl sind eine wesentliche Quelle für Schwankungen der effektiven Resonatorlänge und damit der Laserfrequenz. Daher ist es wichtig, sie vor der Düse weitgehend aus dem Farbstoff zu entfernen. Der gereinigte Farbstoff tritt mit einem Druck von etwa 10 bar aus der Edelstahldüse aus und wird nach ca. 2 cm vom Fängerrohr mit anschließender Rückführung wieder in die Pumpe transportiert.

Als Pumplaser dient ein Innova 100 Krypton-Ionen Laser der Firma Coherent mit UV-Spezifikation. Die Pumpeffizienz beträgt mit einem Krypton-Ionen Laser 25 % [51]. Die Ausgangsleistung des Farbstofflasers hängt direkt mit der des Pumplasers zusammen. Daher wird er beim höchsten zulässigen Strom von 65 A betrieben. Je nach Alter und Zustand der Laserröhre beträgt die Ausgangsleistung zwischen 5 und 6 W auf allen Linien. Ein geschlossener Kühlkreislauf (Coherent Laserpure 60) mit destilliertem Wasser hat sich als wesentlich für eine hohe Lebensdauer der Röhren erwiesen, da ungereinigtes Kühlwasser zu Ablagerungen an der Röhre und damit zu lokal unzureichender Kühlung führt. Die dadurch auftretenden thermischen Spannungen können einen Bruch der Röhre auslösen.

3.1.2 Beschreibung des Laserringes

Der CR 699 ist ein Vierspiegel-Ringlaser mit mehreren in den Ring integrierten Elementen (siehe Abb. 3.3). Das im Resonator umlaufende Licht bildet zwei Strahltaillen. Die engere Strahltaille von 126 μm befindet sich innerhalb des mit einem Druck von etwa 10 bar aus der Düse austretenden Farbstoffflusses. Dort wird sie mit der gleichgroßen Strahltaille des Krypton-Ionen Pumplasers überlagert, der für die Inversion im Farbstoffmedium sorgt. Eine möglichst

perfekte Überlagerung dieser beiden Strahltaillen an einer ruhigen Stelle des Farbstoffflusses ist essentiell für hohe Ausgangsleistungen ohne Intensitätsschwankungen. Um wenig Reflektionsverluste zu haben tritt die umlaufende Lasermode im Brewsterwinkel durch den Farbstoff. Die herkömmliche Pumpspiegeloptik wurde in unserem System durch eine spezielle Justageeinheit der Firma Radiant Dyes ersetzt. Besonders die Justage des sehr kritischen Pumpfokuses mit einer Mikrometerschraube stellt einen erheblichen Vorteil gegenüber dem ursprünglichen System dar.

Zur groben Wellenlängenselektierung dient ein doppelbrechendes Lyot-Filter, das im Brewsterwinkel im unteren Arm des Laserresonators eingefügt ist. Ein dickes Etalon (freier Spektralbereich 10 GHz) und ein dünnes Etalon (freier Spektralbereich 225 GHz) sorgen für durchstimmbaren Einmodenbetrieb. In unserem System wurde der ursprünglich zusammenhängende Etalonblock geteilt (Fa. Radiant Dyes), sodaß die Etalons unabhängig voneinander justiert werden können. Zur aktiven Frequenzstabilisierung dienen drei Elemente: Ein Galvo-Plättchen für langsame Schwankungen, ein Piezospiegel für Störungen mittlerer Frequenz und schließlich ein elektrooptischer Modulator (PM 25, Fa. Gsänger), der auch die schnellen Dickschwankungen durch Luftbläsen im Farbstoffstrom ausregeln kann. Die Ansteuerung dieser Elemente durch die Regelelektronik wird im folgenden Abschnitt besprochen. Da die Lasermode an mehreren gekrümmten Spiegeln unter nichtsenkrechtem Einfall reflektiert wird und auch einige Elemente mit Brewsterschnitt passiert, sorgen zwei weitere Brewsterrhomben im Ring für die Astigmatismuskompensation [52]¹. Bei der Justage des Ringes ist darauf zu achten, daß die Mode in einer Ebene umläuft. Man kann dies kontrollieren indem man den Kreuzungspunkt der Lichtstrahlen über der Farbstoffdüse untersucht. Hier sollten sich die Strahlen überschneiden. Läuft die Mode nicht in einer Ebene um, so verändert sich ihre Polarisation [53], dies führt zu erhöhten Verlusten an den Brewsterelementen im Ring und damit zu geringerer Ausgangsleistung. Mit frischem Farbstoff und einem gut justierten Ring kann man aus 6 W Pumpleistung eine Ausgangsleistung von 500 mW bei 486 nm erreichen. Dies entspricht einer Gesamtkonversionseffizienz von 12 %.

3.1.3 Prinzip der Frequenzstabilisierung

Eines der derzeit erfolgreichsten Verfahren zur Frequenzstabilisierung von Farbstofflasern ist das Pound-Drever-Hall Seitenbandverfahren [50]. Als Diskriminator für die Sollfrequenz dient in der Regel ein passiver Resonator mit hoher Finesse, es ist aber auch möglich den Laser auf atomare Resonanzen zu stabilisieren [54]. Sowohl von der Qualität der elektronischen Regelung [55]

¹Dies heißt nicht, daß die Mode völlig astigmatismusfrei ist, sondern nur, daß das Maximum der Resonatorstabilität in beiden Strahlachsen bei derselben Resonatorlänge, nämlich der im Ring realisierten, liegt. Für weitere Erläuterungen siehe 3.4

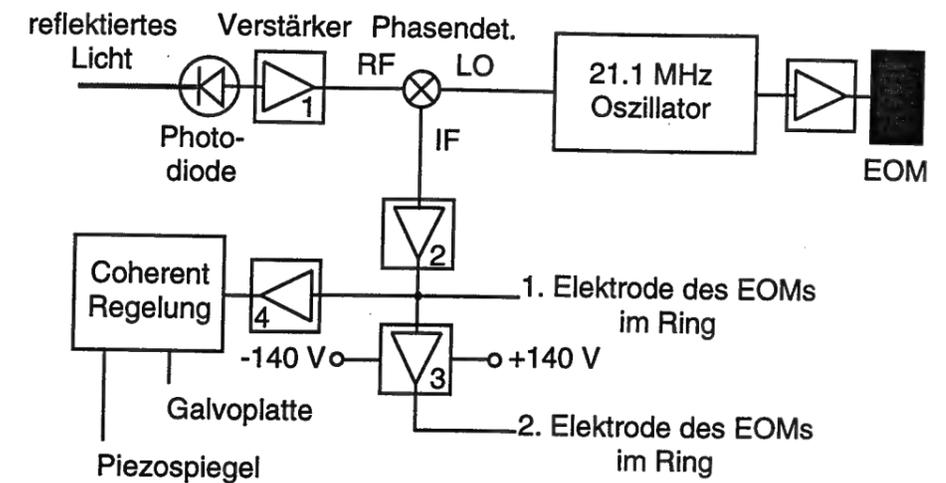


Abbildung 3.4: Aufbau des Regelkreises für den Farbstofflaser.

als auch von der absoluten Frequenzstabilität her [56], wurden hervorragende Ergebnisse erzielt. Auch in dem in dieser Arbeit verwendeten Farbstofflaser wird dieses Verfahren benutzt [57].

Der optische Aufbau der Regelung ist in Abb. 3.2, der elektronische in Abb. 3.4 schematisch dargestellt. Zur Erzeugung des Fehlersignals wird ein kleiner Teil (einige mW) des Lichtes vom Ausgangsstrahl des Lasers mit einem $\lambda/2$ -Plättchen und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel abgezweigt. Die Lichtmenge kann durch Drehen des $\lambda/2$ -Plättchens eingestellt werden. Das abgezweigte Licht passiert zunächst einen elektrooptischen Modulator (EOM), der ihm Seitenbänder bei 21.1 MHz aufprägt. Der Modulationsindex beträgt etwa 53 %. Um den Laser gegen die fest vorgegebenen Modenfrequenzen des passiven Resonators durchstimmen zu können wird das abgezweigte Licht im doppelten Durchgang durch einen akustooptischen Modulator (AOM) geschickt. Dabei wird nur die erste Beugungsordnung in sich selbst zurückreflektiert. Mit einem $\lambda/4$ -Plättchen wird die Polarisation des Strahls beim doppelten Durchgang um 90° verdreht. Beim erneuten Durchtritt durch den Polarisationsstrahlteiler vor dem AOM wird die 1. Beugungsordnung daher reflektiert und gelangt über zwei Linsen und einen weiteren Polarisationsstrahlteiler zum Referenzresonator. Sie ist um das zweifache der AOM-Frequenz gegen den Ausgangsstrahl des Farbstofflasers verstimmt. Durch Variation der AOM-Frequenz kann die Ausgangsfrequenz des Lasers gegen die des Anteils, der in den Referenzresonator eingekoppelt wird, verstimmt werden. Mit den beiden Linsen wird die einfallende Mode an die Eigenmode des Resonators angepaßt. Der Polarisationsstrahlteiler und das $\lambda/4$ -Plättchen vor dem Resonator trennen den vom Resonator reflektierten Anteil des Lichtes vom einfallenden Strahl. Das Fehlersignal selbst wird aus dem reflektierten Licht durch eine phasenrichtige Demodulation des Frequenzanteils bei 21.1 MHz gewonnen (Abb. 3.4). Eine schnelle

Photodiode mit anschließendem Nachverstärker (Miteq AM 1299, Eckfrequenz 1 GHz, Verstärkung 40 dB, in Abb. 3.4 mit 1 bezeichnet) liefert ein zur Intensität des reflektierten Lichtes proportionales Signal an den Phasendetektor (Mini-Circuits ZRPD-1)². Der Phasenschieber sorgt für die richtige Phasenlage des Lokaloszillators relativ zum verstärkten Photodiodensignal.

Eine theoretische Beschreibung der Frequenzabhängigkeit des demodulierten Lichtes wird in Referenz [58] gegeben. Qualitativ kann man die Struktur des Fehlersignals folgendermaßen verstehen: Ist die Trägerfrequenz des Lichtes hinreichend nahe an der Eigenfrequenz des Referenzresonators (genauer innerhalb der Linienbreite des Resonators) so wird der Träger teilweise in den Resonator eingekoppelt. Der reflektierte Anteil erleidet einen Phasenschub, der von seiner Frequenzverstimung gegen den Resonator abhängt. Für eine Modulationsfrequenz die deutlich größer ist, als die Linienbreite des Referenzresonators werden die Seitenbänder, da sie nicht resonant sind, immer mit derselben Phase vom Resonator reflektiert. Die Schwebung des Trägers mit den beiden Seitenbänder ergibt im reflektierten Licht zwei Frequenzkomponenten bei 21.1 MHz. Die relative Phase dieser Komponenten ist von der Trägerphase und damit von der Verstimung des Trägers gegen die Eigenresonanz des Referenzresonators abhängig. Demoduliert ergeben diese beiden Anteile am Ausgang des Phasendetektors eine Spannung, die von ihrer relativen Phasenlage, aber auch von der Phase des Lokaloszillators abhängt. In Quadratur³ erhält man eine in der Frequenzverstimung dispersive Struktur mit einem steilen Nulldurchgang bei der Eigenresonanz des Resonators. Dieser Verlauf eignet sich hervorragend für ein Fehlersignal. In Abb. 3.5 ist ein solches Fehlersignal wie es an einem unserer Referenzresonatoren vermessen wurde dargestellt. Die durchgezogene Linie ist der theoretische Verlauf nach [58]. Da das Fehlersignal aus den Komponenten bei 21.1 MHz gewonnen wird ist diese Methode, ähnlich wie ein Lock-in Verstärker, weniger rauschanfällig als ihr Gleichspannungs-Analogon, die Hänsch-Couillaud Stabilisierung [59]. Die Regelelektronik reagiert nun auf die Abweichung von der Eigenfrequenz des Referenzresonators und versucht die Laserfrequenz über die Stallelemente im Ring aktiv nachzuführen. Dazu wird das Fehlersignal aus dem Phasendetektor zunächst in einem Verstärker (2 in Abb. 3.4) mit Eckfrequenz 10 MHz und einer Verstärkung von 35 dB nachverstärkt und dann in drei verschiedene Regelzweige eingekoppelt. Der schnellste Zweig ist der Ausgang des Nachverstärkers der direkt an eine Elektrode des EOMs im Ring angelegt wird. Die erreichbare Regelgeschwindigkeit ist an dieser Stelle durch den Maximalstrom begrenzt, den dieser Verstärker an der kapazitiven Last des EOMs treiben kann. Obwohl dieser Verstärker extra für große Ausgangsströme ausgelegt ist, erreicht man die volle Ausgangsamplitude von 10 V erst nach 0.6 μ s. Daher liegt die Grenzfrequenz des schnellsten Zweiges bei etwa 1.5 MHz. Ein einstellbarer Anteil des Signals

²ein Phasendetektor ist wegen seiner höheren Ausgangsimpedanz (500 Ω) bei Differenzfrequenzen bis etwa 5 MHz einem Mischer (50 Ω) vorzuziehen.

³Lokaloszillator um 90° gegen die Modulationsspannung am EOM versetzt.

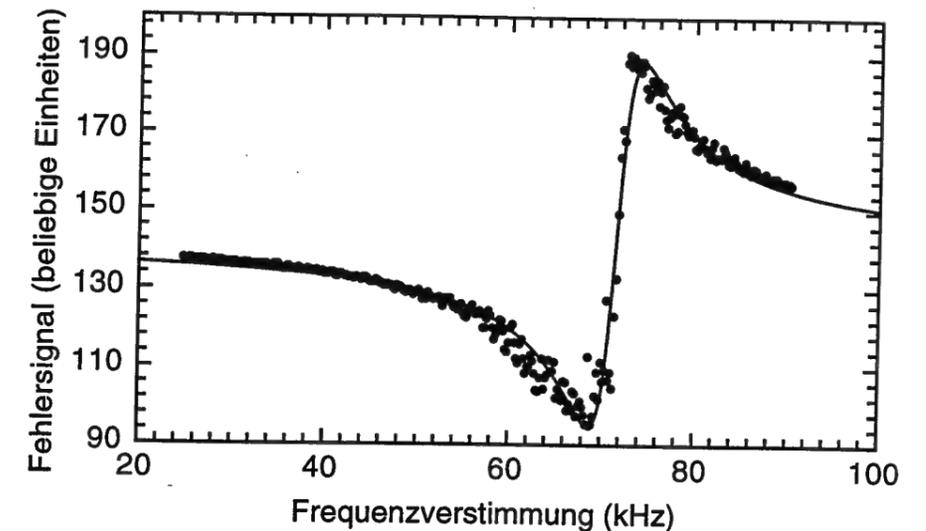


Abbildung 3.5: Gemessenes Fehlersignal des Referenzresonators. Die durchgezogene Linie stellt den theoretischen Verlauf dar.

hinter dem Verstärker 2 wird in einen Hochspannungsverstärker (3 in Abb. 3.4) mit Eckfrequenz 2 kHz, Verstärkung -1465 und einem Ausgangsspannungsbereich von -140 V bis +140 V eingespeist. Der Ausgang dieses Verstärkers liegt an der anderen Elektrode des EOMs an und stellt den mittleren Regelzweig dar. Für den dritten, langsamen Zweig wird das Signal von Verstärker 2 mit einer Grenzfrequenz von 1 kHz und Verstärkungen zwischen 1 und 10 nachverstärkt (4 in Abb. 3.4) und dann am Fehlersumptionspunkt auf Platine 1A9 der Coherent-Stabilisierungselektronik eingespeist. Sie verstärkt das eingespeiste Signal noch einmal und steuert den Piezospiegel und das Galvoplättchen im Laserring an. Eine Abschätzung der Regelqualität der Elektronik über die RMS-Schwankungen des Regelsignals bei geschlossener Schleife ergibt eine Frequenzstabilität von 10-100 Hz relativ zum Referenzresonator. Messungen der absoluten Frequenzstabilität zeigen, daß sie momentan nicht durch die Regelelektronik, sondern durch den Referenzresonator selbst begrenzt ist. Der Referenzresonator wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

3.1.4 Der Referenzresonator

Als Frequenzdiskriminator zur Stabilisierung des Farbstofflasers dient ein passiver Fabry-Perot Resonator mit hoher Finesse (Abbildung 3.6). Der Abstandhalter für die Spiegel ist ein Zylinder aus Zerodur (Fa. Schott). Er ist 45 cm lang und hat einen Durchmesser von 10 cm. Die Stirnflächen des Zylinders sind optisch poliert. Symmetrisch zur Zylinderachse sind 4 Bohrungen von je 10 mm Durchmesser angebracht, sodaß der Zylinder als Abstandhalter für insgesamt

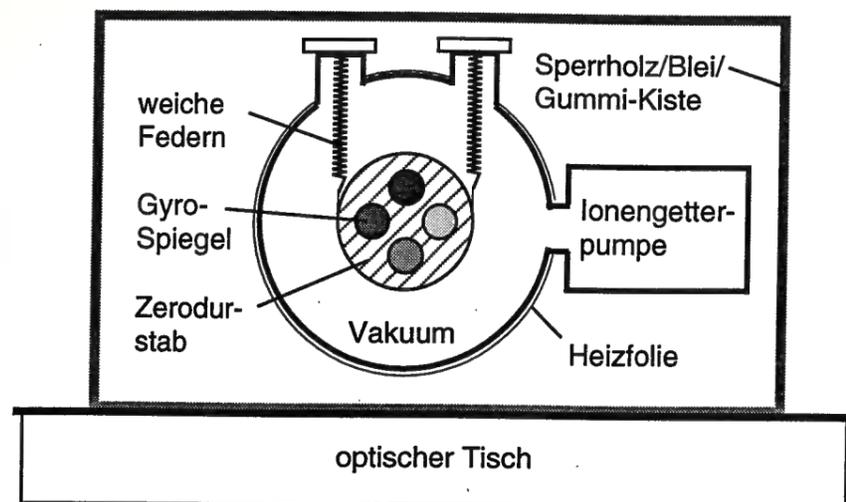


Abbildung 3.6: Aufbau des Referenzresonators: Der Zerodurstab mit vier Bohrungen und drei aufkontaktierten Spiegelpaaren ist an weichen Stahlfedern mit kleiner Federkonstante in einem Vakuumentank aufgehängt. Eine Heizfolie hält die Tankaußenwand auf konstanter Temperatur. Der ganze Aufbau ist in einer Kiste mit schalldämmenden Wänden untergebracht.

4 Spiegelpaare geeignet ist. Senkrecht zu jeder Bohrung verläuft ein kleiner Kanal (Durchmesser 5 mm), um das Evakuieren der Bohrungen bei aufgebrauchten Spiegeln zu ermöglichen. Derzeit sind drei der möglichen vier Spiegelpaare im Einsatz. Für den hochstabilen Spektroskopielaser sind zwei Spiegel mit extrem kleiner Transmission und Absorption bei 486 nm (je 25 ppm, Substratdurchmesser 20 mm) optisch aufkontaktiert⁴. Der Krümmungsradius der beiden Spiegel ist -1000 mm. Die über die Zerfallszeit des Lichtes im Resonator gemessene Finesse ist 56000. Für den zweiten Farbstofflaser, der in der Isotopieverschiebungsmessung eingesetzt wurde (siehe Abschnitt 5.1) ist ein zweites, ähnliches Spiegelpaar (beide Krümmungsradien je -500 mm) optisch aufkontaktiert. Zur Stabilisierung des Titan-Saphir Lasers bei 972 nm (siehe Abschnitt 3.6) ist ein drittes Spiegelpaar (Krümmungsradien -500 mm und -1000 mm) auf den Stab aufgeklebt. Die Finesse dieses Resonators beträgt 3000. Der Stab mit den Spiegeln ist an sehr weichen Federn in einem Vakuumentank aufgehängt. Die Frequenz der ersten Resonanz des Feder-Stab Systems ist bei 1.5 Hz. Da höhere Frequenzen durch die Aufhängung mit mindestens $1/f$ gedämpft werden, können akustische Störungen (Frequenzen zwischen 10 Hz und 10 kHz) nur stark abgeschwächt auf den Resonatorstab übertragen werden. Um die direkte Einwirkung von Schall durch die Luft und Schwankungen des Brechungsindex in den Resonatoren zu vermeiden, wird der Vaku-

⁴D.h., sie werden ohne Klebstoff, allein von der Adhäsion der glatten Grenzflächen von Stab und Spiegel gehalten.

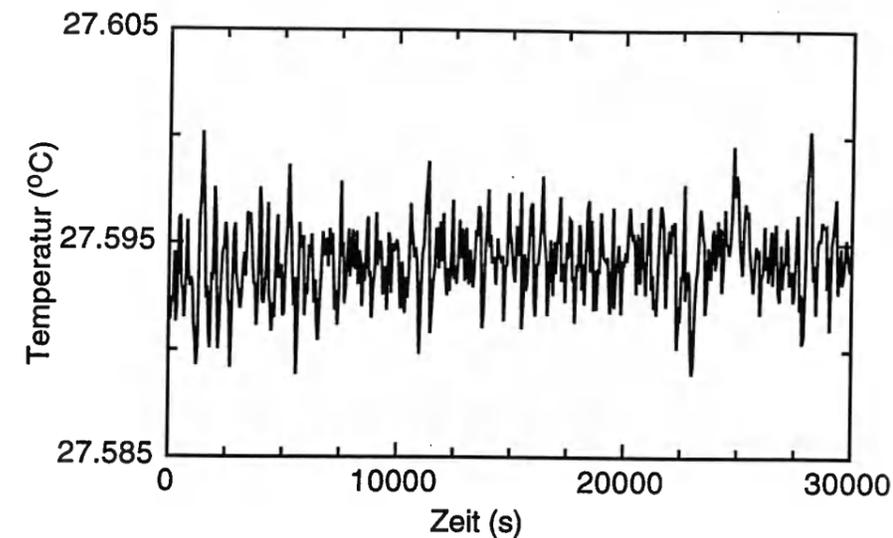


Abbildung 3.7: Temperatur der Außenwand des Vakuumentanks über mehrere Stunden gemessen.

umentank mit einer Ionengetterpumpe (Leybold IZ 120) erschütterungsfrei auf einen Enddruck von $7 \cdot 10^{-10}$ mbar abgepumpt. Zur Temperaturstabilisierung ist eine Heizfolie an die Tankaußenwand angebracht. Sie wird mittels einer aktiven Temperaturstabilisierung auf 27.593 (10)° Celsius gehalten. Eine Langzeitmessung der Resonatortemperatur zeigt Abb. 3.7. Da sich Temperaturschwankungen an der Außenwand hauptsächlich durch Strahlungstransport auf den Resonator übertragen, ist die Temperatur des Stabes noch viel kleineren Schwankungen unterworfen. Die Zeitkonstante dieser Übertragung liegt bei ca. 10 Stunden, sodaß die Schwankungen am Stab selbst kleiner als $30 \mu K$ sein sollten. Die beobachtete Drift des Resonators wird hauptsächlich durch einen Umkristallisationsmechanismus in Zerodur verursacht und macht, umgerechnet auf die Frequenzdrift des Lasers, etwa 10 Hz pro Sekunde aus [60]. In Abbildung 3.8 a) ist die Drift des Lasers gegen die zeitlich feste 1S-2S Resonanz innerhalb von 70 s zu sehen. Die mittlere Rate von 11.3 Hz/s deckt sich gut mit dieser Annahme. Außerdem ist die Langzeitdrift der Mode dargestellt. Sie wurde aus der Frequenzdifferenz zwischen der Resonatormode und der 1S-2S ($F=1$) Resonanz bestimmt, die über 491 Tage beobachtet wurde. Im Langzeitmittel beträgt die Driftrate lediglich 58.7 kHz/Tag, also 1.36 Hz/s. Dies legt nahe, daß die Drift auf zwei unterschiedlichen Zeitskalen stattfindet, eine schnellere Kurzzeitdrift mit etwa 10 Hz/s die um eine gleichmäßigere Langzeitdrift von etwa 1.4 Hz/s herum schwankt. Der komplette Aufbau ist zur Schalldämmung in einer Kiste mit Sandwich-Wänden aus Blei, Holz und Gummi untergebracht.

Die Qualität des Referenzresonators hat sich in allen hochstabilen Farbstofflasern als das Kriterium erwiesen, das die Frequenzstabilität bestimmt

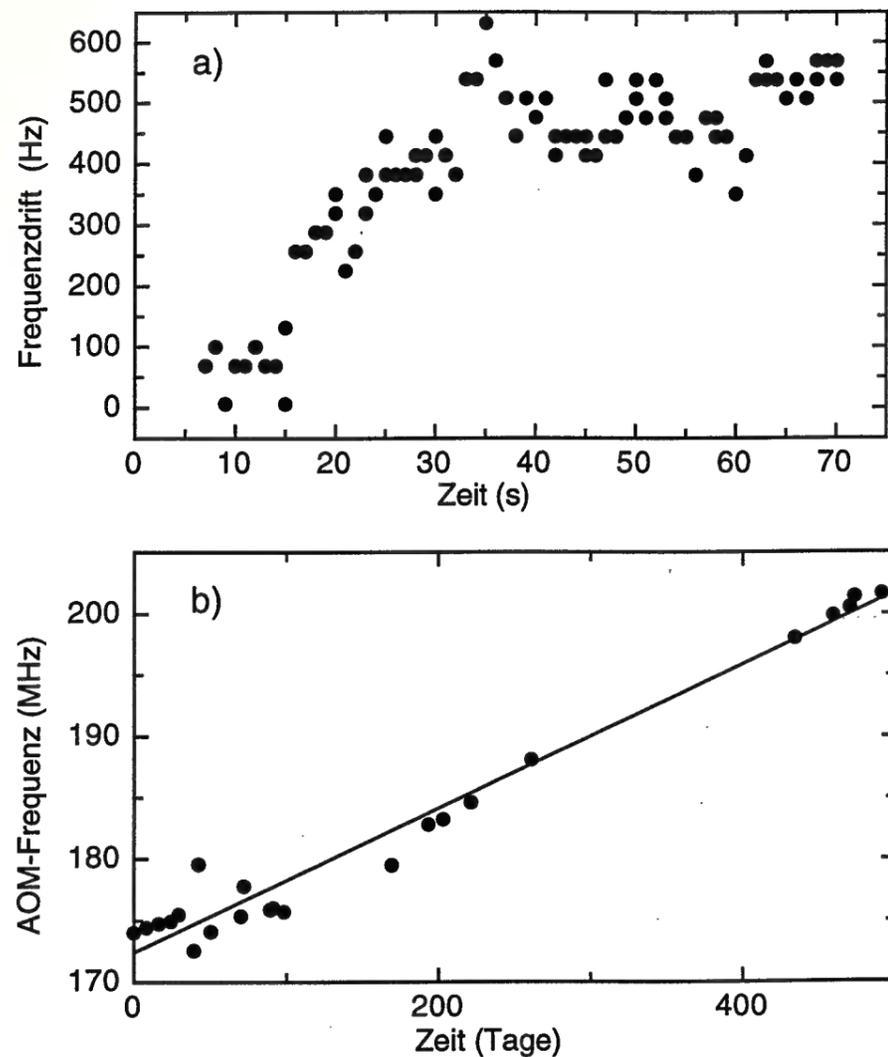


Abbildung 3.8: Drift der Resonatorfrequenz gegen die feste 1S-2S Resonanzfrequenz. a) Kurzzeitdrift über 70 s b) Langzeitdrift über 491 Tage. Die mittlere Drift (durchgezogene Linie) beträgt 58.7 kHz/Tag.

[56, 55, 10]. Diese Feststellung trifft auch auf unser Experiment zu. Obwohl die Regelelektronik in der Lage ist, den Laser innerhalb von besser als 10-100 Hz an den Referenzresonator zu binden, ergibt eine Messung der absoluten Frequenzstabilität eine Linienbreite von etwa 1-1.5 kHz in 1 s. Abbildung 3.9 zeigt das Schwebungssignal zweier völlig unabhängiger nahezu identischer Farbstofflasersysteme, die auf zwei verschiedene Referenzresonatoren stabilisiert waren. Die Breite des Schwebungssignals ist ungefähr 2 kHz und entspricht einer Faltung der Linienbreiten der beiden Laser. Jeder einzelne Laser hat daher eine Linienbreite von etwa 1.5 kHz, wenn man annimmt, daß beide Laser gleich

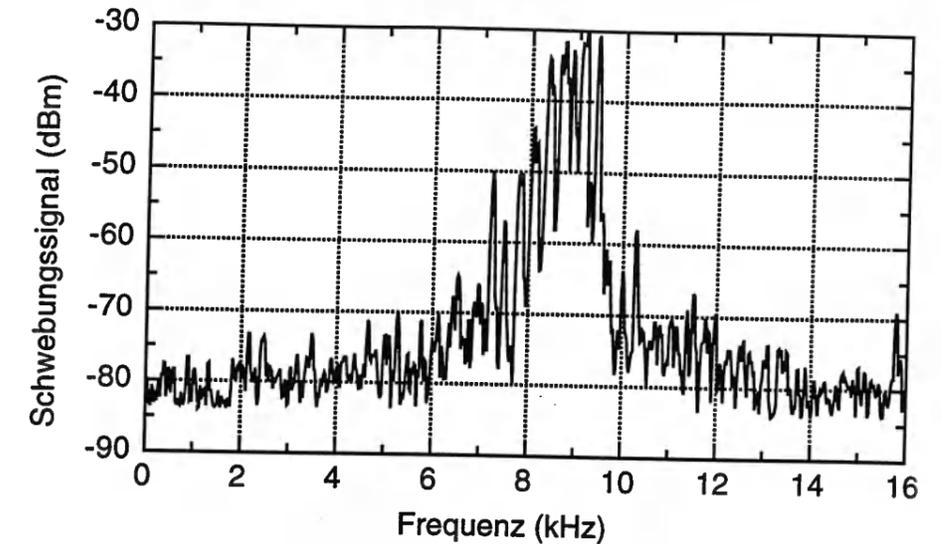


Abbildung 3.9: Schwebungssignal zweier völlig unabhängiger Lasersysteme. Die Auflösungsbandsbreite beträgt 215 Hz, die Videobandsbreite 300 Hz und die Durchlaufzeit 1.42 s.

stabil sind. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit der aus der Spektroskopie am 1S-2S Übergang gefolgerten Linienbreite (siehe Abschnitt 4.1.4). Der Schlüssel zur weiteren Steigerung der Auflösung liegt also im Bau eines besseren Referenzresonators. Mit diesem Aufbau wurde bereits begonnen. Die wichtigsten Unterschiede des neuen Resonators gegen den alten sind: Der neue Stab besteht aus dem Material ULE (Firma Corning). In diesem Material findet keine Umkristallisierung statt, sodaß die Alterungsrate bei etwa 1 Hz/s liegt [61]. Die Resonatorbohrung ist nun zentral um die Symmetrieachse des kleineren Zylinders (135 mm lang, Durchmesser 100 mm). Beides sollte eine geringere Anfälligkeit des Resonators auf Längsschwingungen des Stabes bewirken. Der Vakuumentank wird in der neuen Anordnung nicht nur am Mantel sondern von allen Seiten beheizt. Dies sollte eine bessere Temperaturhomogenität ermöglichen.

Der komplette Resonator wird aus dem Labor in einen Nebenraum ausgelagert, um ihn vor akustischen Störungen zu schützen, die durch die Kühlwasserkreisläufe und die Pumpen auf unserem Labortisch herrschen. Der Nebenraum hat ein eigenes, vom Rest des Gebäudes abgetrenntes Fundament, das aus einem massiven Betonklotz besteht. Die seismischen Störungen sollten auf diesem Fundament deutlich geringer sein.

3.1.5 Das Tellurspektrometer

Zur groben Messung der Wellenlänge des Farbstofflasers wird ein kleiner Teil seines Lichtes in ein Wellenlängenmeßgerät (Burleigh Wavemeter) eingekop-

pelt. Dessen Genauigkeit von 1 pm entspricht bei 486 nm etwa 1 GHz. Um die typisch einige 10 kHz schmalen 1S-2S Resonanzen sicher zu finden, ist daher ein genaueres Hilfsmittel nötig. Im Experiment wird dazu eine Linie des Tellurmoleküls $^{130}\text{Te}_2$ benutzt. Die Referenzlinie trägt die Bezeichnung i_2 [62] und kann mit dopplerfreier Sättigungsspektroskopie in einer Gaszelle mit einer Linienbreite von etwa 1 MHz aufgelöst werden. Zwei Teilstrahlen des Farbstofflasers mit je etwa 16 mW Leistung durchlaufen eine 15 cm lange Glaszelle, die auf 550° Celsius aufgeheizt wird. Im Inneren bildet sich bei dieser Temperatur Tellurdampf, dessen zahlreiche Resonanzen in einem Atlas [62] niedergelegt wurden und zur Frequenzkalibrierung geeignet sind [63]. Einer der gegenläufigen Strahlen wird in einem AOM (Tellur-AOM, TAOM) um 49.6 MHz in der Frequenz verschoben und mit 7 kHz ein und ausgeschaltet. Der andere Strahl wird mit einer Photodiode detektiert. Die Frequenzkomponente des Lichtes bei 7 kHz ist proportional zum Sättigungssignal und wird mit einem Lock-in Verstärker nachgewiesen. Durch das TAOM wird die Resonanzfrequenz der i_2 um die halbe TAOM-Frequenz, also um 24.8 MHz verschoben. Der Abstand der i_2 -Linie von der (F=1)-Komponente der Wasserstoff 1S-2S Resonanz beträgt 57.12(38) MHz [63], daher muß das AOM das den Laser gegen den Referenzresonator verschiebt (LAOM) noch um 16.2 MHz verstimmt werden. Da die Mode, auf die der Resonator während des Experiments stabilisiert wird, nur wenige MHz im Jahr driftet, kann sie leicht in der Nähe der i_2 -Komponente ausgemacht werden. Dann wird die Frequenz des LAOMs korrigiert. Es genügt dann ein Gebiet von 2 MHz abzusuchen, um die 1S-2S Resonanz zu finden.

3.2 Die Frequenzverdopplung

Zur Anregung des 1S-2S Zweiphotonen-Übergangs von atomarem Wasserstoff benötigt man Licht bei 243 nm. Um dieses zu erhalten, wird der hochstabile Farbstofflaser (siehe Kap. 3.1) in einem BBO-Kristall frequenzverdoppelt. Zur Steigerung der Verdopplungseffizienz wird die fundamentale Strahlung bei 486 nm in einem Ringresonator resonant überhöht. Da sowohl die gekrümmten Spiegel des Ringes als auch der Kristall durch seinen Brewsterschnitt zu einer astigmatischen Eigenmode des Ringresonators führen, wird zunächst in Abschnitt 3.3 die Frequenzverdopplung mit astigmatischen Moden theoretisch untersucht. Die verwendete Methode läßt generelle Schlüsse über die Effizienz der Verdopplung mit astigmatischen Moden zu. Es ergibt sich, daß besonders bei Prozessen mit starker Doppelbrechung im Kristall eine astigmatische Fundamentalmode eine erhebliche Effizienzsteigerung bewirken kann. Mit dem angegebenen Rechenverfahren können die kristallabhängigen Optimalparameter für die Frequenzverdopplung ermittelt werden. Die astigmatische Mode im Überhöhungsresonator macht es nötig, seine Stabilität in tangentialer und saggitaler Richtung separat zu untersuchen. Der Ring kann dann so ausgelegt werden daß beide Richtungen im Stabilitätsmaximum liegen. Die dabei ange-

stellten Überlegungen werden in Abschnitt 3.4 wiedergegeben. In Abschnitt 3.5 wird schließlich die experimentelle Verwirklichung der Frequenzverdopplung beschrieben.

3.3 Frequenzverdopplung mit astigmatischen Moden

Um eine harmonische Frequenz eines kohärenten Lichtfeldes zu erzeugen, macht man sich zunutze, daß die Polarisation \mathbf{P} , die ein solches Feld in Festkörpern oder gasförmigen Medien erzeugt, im allgemeinen nichtlinear von der Lichtfeldstärke \mathbf{E} abhängt.

$$\mathbf{P} = \chi(\mathbf{E}) \cdot \mathbf{E}.$$

Eine Taylorentwicklung der Suszeptibilität $\chi(\mathbf{E})$ in \mathbf{E} ergibt eine für alle bekannten Medien schnell abfallende Reihe [64]:

$$P_i = \chi_i^{(1)} E_i + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots$$

Physikalisch betrachtet stellen die Taylorkoeffizienten die nichtlineare Reaktion der geladenen Bestandteile des Mediums auf das treibende Feld dar und sind daher von der Frequenz des treibenden Feldes abhängig. Für die Polarisation bei der doppelten Frequenz ist dann das Glied $\chi_{ijk}^{(2)}$ verantwortlich, genauso wie auch für Summenfrequenzbildung. Betrachtet man speziell die Frequenzverdopplung $\omega + \omega = 2\omega$ in einen doppelbrechenden Kristall⁵, so sind die Polarisationen von \mathbf{E} und \mathbf{P} durch den Prozess festgelegt (z.B. Frequenzverdopplung Typ I: ordentliche Grundwelle und außerordentliche zweite Harmonische). Man kann dann die Summation über die Tensorelemente durch die effektive Verdopplungskonstante d_{eff} ausdrücken [65],

$$|P(2\omega)| = |\chi^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega)| = \epsilon_0 d_{eff} |E(\omega)|^2. \quad (3.1)$$

Die im Kristall erzeugte nichtlineare Polarisation ist die räumlich verteilte Quelle für das Feld bei der zweiten Harmonischen. Damit dieses anwächst müssen sich die Anteile von verschiedenen Orten konstruktiv überlagern. Eine Untersuchung der Frequenzverdopplung mit ebenen Wellen [66] zeigt, daß in diesem Spezialfall hinreichend ist, wenn der Wellenvektor $k_{2\omega}$ der Harmonischen denselben Betrag hat wie zweimal der Wellenvektor k_ω der Grundwelle,

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = \frac{2\omega}{c} (n_{2\omega} - n_\omega) = 0.$$

⁵In einem zentrosymmetrischen Kristall ist der $\chi^{(2)}$ Tensor identisch Null [65], deshalb sind Verdopplerkristalle notwendig doppelbrechend.

Um diese sogenannte Phasenanpassung zu erhalten, müssen die Brechungsindizes von Fundamentaler und Harmonischer gleich sein. Dies kann man mit Hilfe der Doppelbrechung der Kristalle erreichen. Durch die richtige Wahl der Ausbreitungsrichtung des außerordentlichen Strahls oder durch eine geeignete Kristalltemperatur kann man die obige Bedingung erfüllen. Sind die Ausbreitungsrichtungen parallel oder senkrecht zur optischen Achse, so spricht man von unkritischer (Temperatur-)Phasenanpassung, gilt dies dagegen nicht, so spricht man von kritischer (Winkel-)Anpassung. Bei kritischer Anpassung laufen ordentlicher und außerordentlicher Strahl auseinander. Der Winkel ρ den die Strahlen einschließen wird 'walk-off'-Winkel genannt [65].

3.3.1 Berechnung der harmonischen Fernfeldintensität mit astigmatischer Grundmode

Wie man an (3.1) erkennt, ist die Stärke der Polarisation quadratisch abhängig von der Feldstärke der Fundamentalen. Daher ist es vorteilhaft, diese zu fokussieren. Die mit einem fokussierten Strahl zu erreichende Konversionseffizienz ist dann aber von zahlreichen Faktoren abhängig und wegen der Krümmung der Wellenfronten gilt die Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = 0$ nur noch näherungsweise. Aufbauend auf dem klassischen Artikel von Boyd und Kleinman [67] und auf die Doktorarbeit von Tim Freearge [68] soll nun die Abhängigkeit der Konversionseffizienz für astigmatische Gaußstrahlen untersucht werden. Es ergibt sich, daß speziell für große ρ ein geeigneter astigmatischer Strahl noch zu einer Effizienzsteigerung führt. Die höchste Effizienz für einen verlustfreien Kristall erhält man, analog zum radialsymmetrischen Gaußstrahl, wenn beide Foki in der Mitte des Kristalls liegen, die Mode ist dann aber stark elliptisch mit typischen Achsenverhältnissen um 4:1. Gleichzeitig erlaubt die Rechnung aber, die Effizienz für einen beliebigen astigmatischen Strahl zu berechnen. In herkömmlichen Ringresonatoren mit radialsymmetrischen Spiegeln ist die Mode durch den Winkel, den der umlaufende Strahl auf den Spiegeln macht und durch den Brewsterschnitt des Kristalls, immer leicht astigmatisch. Die Rechnung erlaubt nun, die Effizienz in solchen Situationen genau anzugeben. Die folgende Herleitung der Fernfeldintensität der zweiten Harmonischen für eine astigmatische Fundamentale ist analog zu der von Boyd und Kleinman [67]. Im Unterschied zu der Gaußmode des fundamentalen Feldes \mathbf{E} (Gleichung (2.2) in Boyd und Kleinman [67]) wird aber eine astigmatische Mode [66], [53] betrachtet.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \frac{\exp(-ik_1 z')}{\sqrt{(1+i\tau'_x)(1+i\tau'_y)}} \exp \left[- \left(\frac{x'^2}{w_x^2(1+i\tau'_x)} + \frac{y'^2}{w_y^2(1+i\tau'_y)} \right) \right]. \quad (3.2)$$

Dabei ist \mathbf{E}_0 der konstante Amplitudenfaktor des Feldes, die restlichen Größen werden in der nachfolgenden Tabelle erläutert. Die Benennung der Parameter ist konsistent mit der in [67]:

$\omega_1, k_1, \omega_2, k_2$	fundamentale und harmonische Frequenzen und Wellenzahlen.
$\Delta k = 2k_1 - k_2$	Wellenzahldifferenz von fundamentaler- und harmonischer Welle.
w_x, b_x, w_y, b_y	Strahltaillen und konfokale Parameter der astigmatischen Mode, $b_i = k_1 w_i^2$.
f_x, f_y	Lage der Strahltaillen auf der z -Achse.
τ'_x, τ'_y	Propagationsparameter in x' - und y' -Richtung, $\tau'_i = 2(z' - f_i)/(k_1 w_i^2)$.
l	Länge des Kristalls.
ξ	Fokusparameter, $\xi = l/b_x$.
e	Elliptizität, $e = w_x/w_y$.
Δ	Parameter für den Abstand der x - und y -Strahltaillen, $\Delta = 2e^2(f_x - f_y)/(k_1 w_x^2)$.
μ	relative Position des x -Fokus im Kristall, $\mu = (l - 2f_x)/l$.
β	Verhältnis von 'walk-off'-Winkel zum Öffnungswinkel des Gaußstrahls, $\beta = \rho w_x k_1/2$.
α_1, α_2	Absorptionskoeffizienten bei ω_1 und ω_2 .

Analog zur Rechnung in [67] kann man nun einen Ausdruck für die Leistung des harmonischen Fernfeldes P_2 finden.

$$P_2 = K P_1^2 k_1 e^{-\alpha' l} \left[\frac{\pi^2}{\xi} e^{\mu \alpha_1 l} \left(\frac{2e}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-4s^2} |H|^2 ds \right) \right], \quad (3.3)$$

wobei

$$H = \frac{1}{2\pi} \int_{-\xi(1+\mu)}^{\xi(1+\mu)} \frac{e^{-(\kappa+i\sigma')\tau'_x}}{\sqrt{1+i\tau'_x} \sqrt{1+i(e^2\tau'_x + \Delta)}} d\tau'_x.$$

dabei ist $K = 2\omega_1 d_{eff}^2 / (\epsilon_0 \pi c^3 n_1^2 n_2)$, P_1 ist die Leistung des fundamentalen Strahls, $\alpha = \alpha_1 - \frac{1}{2}\alpha_2$, $\alpha' = \alpha_1 + \frac{1}{2}\alpha_2$, $\kappa = \frac{1}{2}\alpha b_x$ und schließlich $\sigma = \frac{1}{2}b_x \Delta k$, $\sigma' = \sigma + 4\beta s$. Dies ist die Erweiterung von Beziehung (2.22) aus [67] auf beliebige astigmatische Strahlen. Ebenfalls analog zu [67] kann man die Funktion h_m definieren, die alle optimierbaren Parameter enthält:

$$h_m = \left[\frac{\pi^2}{\xi} e^{\mu \alpha l} \left(\frac{2e}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-4s^2} |H|^2 ds \right) \right]. \quad (3.4)$$

Für die numerische Berechnung hat es sich als vorteilhaft erwiesen, die Integration über ds auszuführen, da das verbleibende Integral für alle Parameterbereiche gut konvergiert. Man erhält dann den zu [67], (2.25) analogen Ausdruck

$$F = \frac{e}{4\pi^2} \int_{-\kappa(1+\mu)}^{\kappa(1+\mu)} \int_{-\kappa(1+\mu)}^{\kappa(1+\mu)} \frac{e^{-\kappa(\tau+\tau') + i\sigma(\tau-\tau') - \beta^2(\tau-\tau')^2}}{\sqrt{1+i\tau} \sqrt{1+i(e^2\tau + \Delta)} \sqrt{1-i\tau'} \sqrt{1-i(e^2\tau' + \Delta)}} d\tau d\tau' \quad (3.5)$$

und h_m kann wie folgt geschrieben werden:

$$h_m(\xi, \sigma, e, \Delta, \mu) = \frac{\pi^2}{\xi} e^{\mu \Delta} F(\xi, \sigma, e, \Delta, \mu). \quad (3.6)$$

Die optimierbaren Parameter bei Boyd und Kleinman sind ξ , μ und σ , hier, im astigmatischen Fall werden sie erweitert um e und Δ , sodaß die numerische Optimierung nicht über drei sondern über fünf Parameter erfolgt.

3.3.2 Optimierung der Fernfeldintensität

Die numerische Berechnung von (3.5) wurde zunächst für feste Parameter mit dem Programmpaket *Mathematica* durchgeführt. Die dort verwendete numerische Integrationsroutine ist sehr zuverlässig, aber auch langsam (Rechenzeit für (3.5) etwa 2 min auf einem 33 MHz 486-PC). Da zur Optimierung der Fernfeldintensität eine Reihe dieser Integrale ausgerechnet werden müssen, wurde von Jochen Walz zunächst eine Routine in der Programmiersprache C geschrieben, die die Integration auf demselben Rechner in 2 s bewältigt. Dann fügte er eine mehrdimensionale Maximumssuche hinzu (*Amoeba* siehe [69]). Das fertige Programm ermöglicht die Eingabe der Kristallparameter, die Optimierung benötigt etwa 2 min. Ausgegeben werden die fünf Parameter $(\xi_{opt}, \sigma_{opt}, e_{opt}, \Delta_{opt}, \mu_{opt})$. Für einen verlustfreien Kristall ergibt sich, daß $\mu_{opt} = \Delta_{opt} = 0$. Das heißt die Mode ist elliptisch, die Foki liegen beide in der Mitte des Kristalls. Abbildung 3.10 (a) zeigt den Optimalwert von h_m in Abhängigkeit vom Doppelbrechungswinkel für radialsymmetrischen und elliptischen Strahl. Als laufender Parameter wurde dabei nicht ρ , sondern der skalierte Parameter $B = \frac{1}{2} \rho \sqrt{k_1}$ benutzt. Die so erhaltene Kurve kann, wenn die Kristalldaten bekannt sind, jederzeit auf den Spezialfall skaliert werden. Das Verhältnis der Effizienzen steigt mit wachsendem B von 1 auf etwa 1.3. Die Elliptizität steigt dabei von 1 für $B = 0$ bis etwa 4.4 für sehr große B (siehe Abbildung 3.10 (b)). Solche Elliptizitäten sind mit herkömmlichen Resonatoren mit radialsymmetrischen Spiegeln nicht zu erreichen. Der Strahl muß in einer Ebene umlaufen, da sich sonst die Polarisation im Resonator dreht [53]. Deshalb muß auch der Brewsterkristall so im Ring integriert sein, daß sein Strahlversatz in dieser Ebene liegt. Für Phasenanpassung vom Typ I bedeutet dies aber zwangsläufig $e < 1$, sodaß man immer etwas Effizienz verliert. Nur mit elliptischen Spiegeln kann man die optimalen Elliptizitäten im Resonator erhalten. Ein derartiger Aufbau wird z. Z. in der Gruppe von David Wineland erprobt [70]. In unserem Aufbau wurde bisher auf die Benutzung elliptischer Spiegel verzichtet. Mit der Beziehung (3.4) kann man die Einbuße an Effizienz durch den auf Stabilität optimierten Ringresonator berechnen (siehe folgender Abschnitt). Für unseren 11.5 mm langen BBO-Kristall ($\rho = 4.74^\circ$) ergibt sich ein sehr geringer Effizienzverlust von 2.5 %, gegen den optimalen radialsymmetrischen- und 31 % gegen den optimalen elliptischen Fall, der bei unserem Aufbau in Kauf genommen wurde.

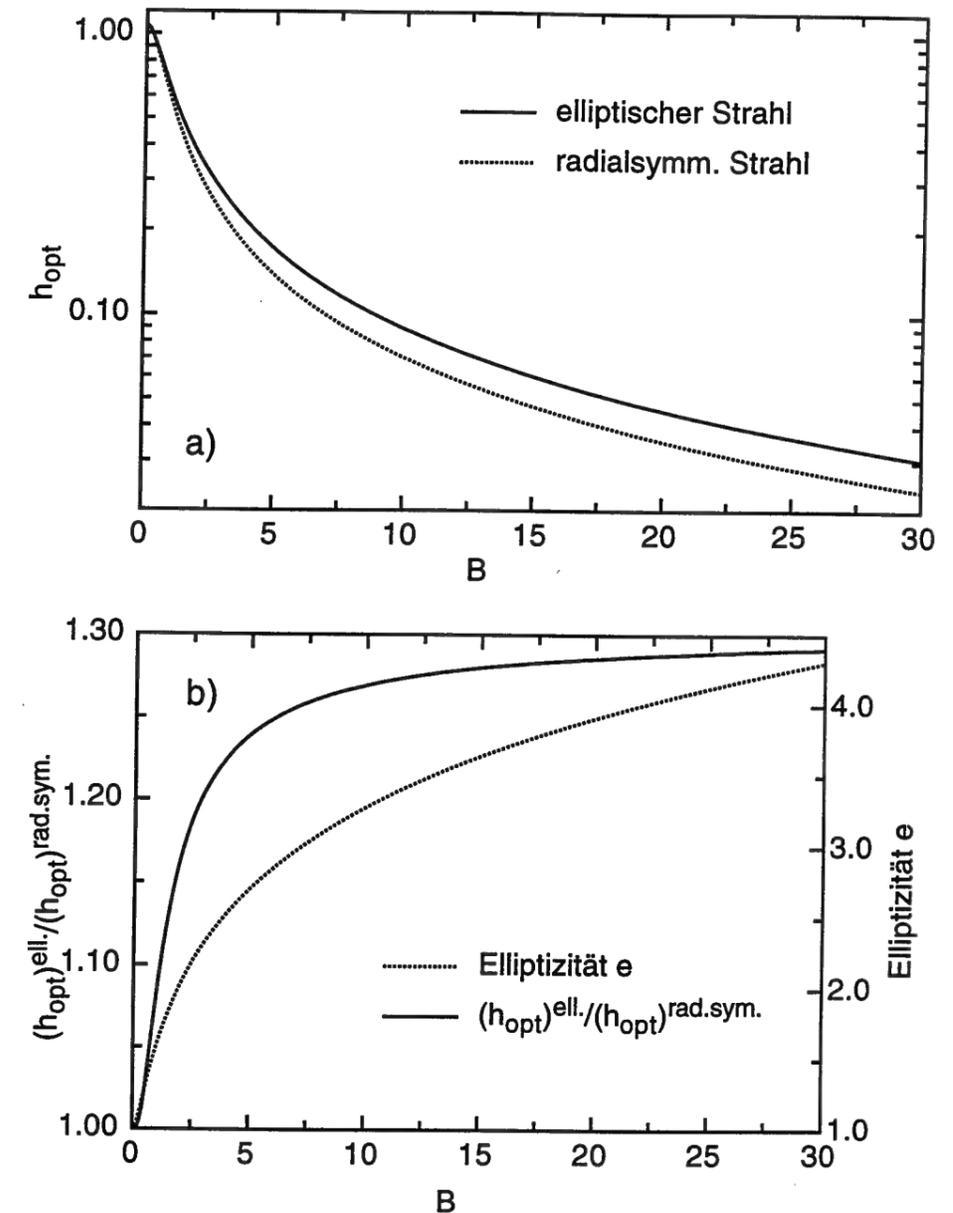


Abbildung 3.10: (a) Verlauf der Funktion h_{opt} gegen den Doppelbrechungsparameter B für radialsymmetrische und elliptische Strahlen. (b) Verhältnis der Effizienzen und Wert der Elliptizität gegen B .

3.4 Stabilität und Auslegung des Verdopplungsresonators

Der Verdopplungsresonator im Experiment ist ein Doppel-Z Ringresonator mit zwei planen und zwei gekrümmten Spiegeln (siehe Abb. 3.11). Zwischen den

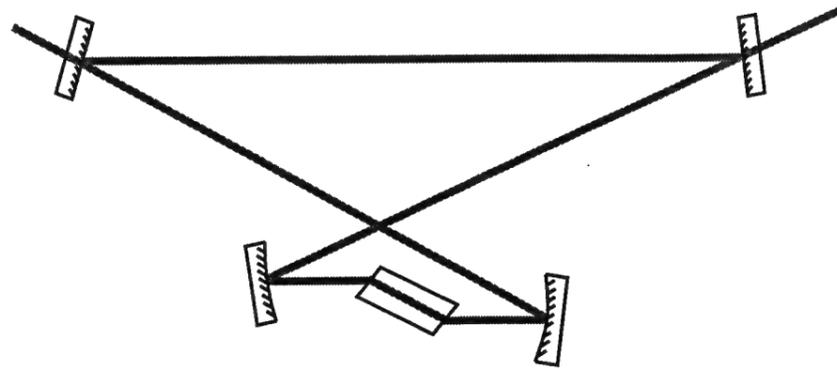


Abbildung 3.11: Doppel-Z Ringresonator mit Brewsterelement.

gekrümmten Spiegeln ist der Verdopplerkristall im Brewsterschnitt eingefügt. Die in einem solchen Resonator umlaufende Mode ist keine reine Gaußmode sondern leicht astigmatisch. Dies rührt daher, daß sowohl der nichtsenkrechte Einfall auf gekrümmten Spiegeln, als auch die Brechung des Lichtstrahls an einem Brewsterelement zu Astigmatismus führen [53]. Die Eigenmode im Ringresonator ist daher nicht transversal rotationssymmetrisch, und die paraaxiale Wellengleichung [53] muß in den beiden transversalen Richtungen separat gelöst werden. Man erhält Lösungen von der Form (3.2), wie sie schon oben in der Betrachtung zur Effizienz astigmatischer Moden benutzt wurden. Die Form der Lösung erlaubt es, alle Betrachtungen zur Resonatorstabilität genauso wie für radialsymmetrische Gaußstrahlen auszuführen, nur muß der ABCD-Formalismus nun für beide transversalen Richtungen separat angesetzt werden. Die Matrizen für einen Spiegel mit Krümmungsradius r , der unter einem Winkel θ zum Strahl steht, lauten dann [53]:

$$M_s = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r_{eff}} & 1 \end{pmatrix} \quad r_{eff} = \begin{cases} r/\cos(\theta) & \text{in transversaler Richtung} \\ r \cos(\theta) & \text{in saggitaler Richtung} \end{cases} \quad (3.7)$$

Der nichtsenkrechte Einfall führt also zu verschiedenen effektiven Krümmungsradien in den beiden Richtungen. In einem Brewsterelement wie dem Verdopplerkristall wird der Strahl beim Ein- und Austritt gebrochen, dabei wird sein Strahlquerschnitt 'schräg projiziert'.

$$M_b = \begin{pmatrix} 1 & l_{eff} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad l_{eff} = \begin{cases} l/n^3 & \text{in transversaler Richtung} \\ l/n & \text{in saggitaler Richtung} \end{cases} \quad (3.8)$$

Dabei ist n der Brechungsindex im Brewsterelement, l ist seine Länge [53]. Der Kristall hat demnach in den beiden transversalen Richtungen eine verschiedene effektive Länge. Dies führt dazu, daß der Stabilitätsbereich des Resonators und insbesondere das Maximum der Stabilität in den beiden Richtungen nicht notwendig bei denselben Spiegelabständen des Resonators liegt [52]. Es ist aber möglich, durch Veränderung des Reflektionswinkels auf den Spiegeln die beiden Stabilitätsbereiche gegeneinander zu verschieben, sodaß man

bei gegebenen Spiegelabständen und gegebener Dicke des Brewsterelements einen Winkel finden kann, bei dem die Maxima der Stabilität zusammenfallen. Die kompletten ABCD-Matrizen des Ringresonators wurde mit dem symbolischen Mathematikprogramm *Mathematica* [71] als Funktion des Abstände der gekrümmten Spiegel über den Kristall d_1 und über den langen Weg mit den beiden planen Spiegeln d_2 und des Reflektionswinkels θ berechnet. Dann wurde die transversale- und die saggitale Eigenlösung errechnet [72]. Zur Bestimmung der Abstände wurde dann folgendes Gleichungssystem gelöst:

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_{ks}}{\partial d_2} &= 0, \\ \frac{\partial w_{kt}}{\partial d_2} &= 0, \\ \frac{1}{2}(w_{ks} + w_{kt}) &= w_{opt}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Die beiden ersten Gleichungen stellen sicher daß die Ableitung des sagittalen (tangentialen) Strahldurchmessers $w_{ks}(w_{kt})$ als Funktion des Spiegelabstands verschwindet, d.h. der Strahldurchmesser ist unempfindlich gegen kleine Veränderungen des Spiegelabstandes. Für einen Doppel-Z Resonator gibt es genau einen solchen Punkt, den man das Stabilitätsmaximum nennt. Die dritte Gleichung besagt, daß das arithmetische Mittel der beiden Strahldurchmesser dem optimalen Strahldurchmesser w_{opt} für Frequenzverdopplung eines radialsymmetrischen Strahls entspricht. Die Überlegungen des vorigen Abschnittes ergeben dann einen Verlust von 2.5 % gegen den optimalen radialsymmetrischen Fall. Durch das Gleichungssystem sind die Abstände d_1, d_2 und der Winkel θ eindeutig bestimmt. Als feste Parameter gehen in die Rechnung der Brechungsindex n und die Länge l des Kristalls, sowie die Krümmungsradien der beiden Spiegel ein.

3.5 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt wird die experimentelle Realisierung der Verdopplungseinheit vorgestellt. Sie besteht aus einem Resonator für das fundamentale Licht bei 486 nm und, da die Winkel-Phasen Anpassung einen stark astigmatischen harmonischen Strahl hervorbringt, aus einer Astigmatismuskompensation. Der von uns benutzte Kristall besteht aus dem Material β -Barium-Borat (BBO), er ist über Gsänger Optoelektronik bezogen und wurde in China von der Firma Fujian Castech hergestellt. Er ist 11.5 mm lang, 4 mm \times 4 mm im Querschnitt und hat Ein- und Austrittsflächen im Brewster-Winkel. Die optische Achse liegt im Phasen Anpassungswinkel von 54.84 ° gegen die Längsachse. Eine ausführliche Zusammenfassung der Materialeigenschaften von BBO findet man in [73]. BBO besitzt eine erhebliche Doppelbrechung (Doppelbrechungswinkel $\rho = 4.74^\circ$).

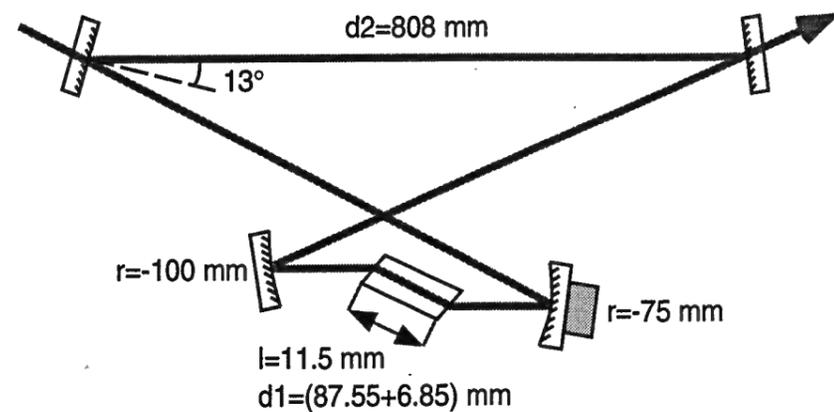


Abbildung 3.12: Der Ringresonator mit dem BBO Kristall.

Da BBO leicht hygroskopisch ist, wurde der Kristall in einem geheizten und mit Stickstoff gespülten Gehäuse untergebracht. Es besteht aus einem Messingblock mit einer Höhlung für den Kristall. Der Lichtstrahl tritt durch kleine Messingröhrchen (Durchmesser 4mm) ein und aus. Durch ein Röhrchen an der Längsseite des Gehäuses strömt permanent Stickstoff unter leichtem Überdruck über den Kristall und tritt durch die Strahlröhrchen wieder aus. Dadurch werden Feuchtigkeit und Schmutz vom Kristall ferngehalten. Unter dem Kristall liegt ein kleines Heizplättchen (12 mm x 4 mm x 1 mm), das den Kristall über Raumtemperatur hält. Damit soll ebenfalls der Feuchtigkeitsniederschlag ferngehalten werden. Der Kristall wird über eine Blattfeder und einen Vespelstift in die Halterung geklemmt. Der Halter ist auf zwei Verschiebetischen gelagert, mit ihnen kann man Ein- und Austrittspunkt des Strahls durch die Brewsterflächen wählen. Weiterhin kann man den Kristall verkippen, um Brewster- und Phasen Anpassungswinkel zu optimieren.

Das fundamentale Licht wird in einem Doppel-Z Ringresonator überhöht, um mehr fundamentale Leistung zur Frequenzkonversion im Kristall zu haben (siehe Abb. 3.12). Der Resonator besteht aus zwei planen und zwei gekrümmten Spiegeln mit verschiedenen Krümmungsradien. Der Kristall ist im Arm zwischen den gekrümmten Spiegeln mit -100 mm und -75 mm Krümmungsradius. Sie haben einen effektiven Abstand von 94.4 mm einschließlich des Weges durch den Kristall). Der lange Arm vom einen gekrümmten Spiegel über die planen Spiegel zum anderen misst 808 mm. Der optimale Strahldurchmesser hat für einen 11.5 mm langen Kristall und eine radialsymmetrische Mode ein Wert von $w_0 = 19.5 \mu\text{m}$. Aus den Ergebnissen in Abschnitt 3.3 folgt ein 2.5 prozentiger Effizienzverlust für die im Ring umlaufende und im Kristall astigmatische Mode. Um den Astigmatismus, der sich durch den Brewster-Kristall ergibt, durch Astigmatismus aus der nichtsenkrechten Reflektion an den gekrümmten Spiegeln zu kompensieren [52] und so in transversaler- und in saggitaler Richtung im Maximum des Stabilitätsbereiches zu liegen, wurde der

Auftreffwinkel auf den gekrümmten Spiegeln zu 13° gewählt (siehe 3.4). Der in Umlaufrichtung hintere gekrümmte Spiegel ist mit einer dichroitischen Beschichtung versehen, die hochreflektierend für Licht bei 486 nm und 243 nm ist. Die zweite Harmonische wird über den nachfolgenden Planspiegel ausgekoppelt, der hochreflektierend bei 486 nm und hochtransmittierend bei 243 nm ist. Mit einer elektronischen Regelung wird der Überhöhungsresonator nach dem Hänsch-Coulliaud Verfahren auf Resonanz mit dem fundamentalen Licht gehalten. Das Stallelement ist ein Piezospiegel ('Tweeter' aus dem CR 699 Farbstoffringlaser). Der Resonator hat eine Finesse F von etwa 200. Von den 500 mW aus dem Farbstofflaser werden etwa 71 % in den Verdopplungsring eingekoppelt und dort um den Faktor $F/\pi = 63.7$ überhöht, der Rest der Leistung dient zur Stabilisierung und für die Tellurspektroskopie. Mit der umlaufenden Leistung von 22 W erreicht man eine UV Ausgangsleistung vor der Astigmatismuskompensation von 19 mW. Da hier bereits die Verluste durch die Reflektion an der Brewsterfläche mit der falschen Polarisation (23 %), den gekrümmten Spiegel (1 %), den Auskoppelspiegel (6 %) sowie durch eine Linse (8 %) und ein Quarzprisma, das die 2. Harmonische von der Fundamentalen trennt (8 %), anfallen, beträgt die tatsächliche Leistung bei der 2. Harmonischen 32 mW. Der experimentelle Wirkungsgrad ist also $\eta_{exp} = 0.032 / (22)^2 \frac{W}{W^2} = 6.61 \cdot 10^{-5} \frac{W}{W^2}$, der theoretisch berechnete dagegen $\eta_{th} = 7.55 \cdot 10^{-5} \frac{W}{W^2}$. Die im Experiment erreichte Leistung ist also um 12 % niedriger als die theoretisch berechnete. Die Differenz ist vermutlich auf Inhomogenitäten und Temperaturgradienten im Kristall durch die einseitige Heizung zurückzuführen.

Um den starken Astigmatismus der erzeugten zweiten Harmonischen zu kompensieren, wird die Mode über zwei optische Elemente, eine Linse und einen gekrümmten Spiegel, astigmatisch abgebildet. Mit der Linse ($f=300$ mm) wird die Mode fokussiert. Der gekrümmte Spiegel ($r=-100$ mm) wird in der Mitte zwischen transversalem und saggittalem Fokus plaziert (Abstand der Foki ca. 20 mm). Da er unter einem Winkel reflektiert, bildet er astigmatisch ab [74]. Der Reflektionswinkel wird nun so gewählt, daß der Astigmatismus der Abbildung den des Strahls gerade kompensiert (Anders ausgedrückt, ein nichtastigmatischer Gaußstrahl würde, wenn er in umgekehrter Richtung über Spiegel und Linse abgebildet würde, etwa die Form des Strahls aus der zweiten Harmonischen annehmen). In unserem Aufbau beträgt der Winkel ca. $70-75^\circ$. Er muß durch Feinjustage optimiert werden. Es ist möglich bis zu 80 % des UV-Lichts in die TEM_{00} -Gaußmode des nachfolgenden Überhöhungsresonators einzukoppeln, d.h. die Kompensation wandelt den Strahl zu mindestens 80 % in einen Gaußstrahl um.

Die Firma Radiant Dyes, Wermelskirchen hat im Sommer 1993 eine Lizenz zum Nachbau dieser Frequenzverdopplung erworben. Die ersten Frequenzverdoppler nach diesem Vorbild wurden im Frühjahr 1994 verkauft.

3.6 Der Titan-Saphir Laser

Zur Anregung des 2S-4S Übergangs bei 972 nm wurde ein Titan-Saphir Laser benutzt. Ein Prototyp der Firma Schwartz Elektro-Optics wurde von Wim Vassen und Martin Weitz so modifiziert, daß er eine absolute Frequenzstabilität von etwa 20 kHz besitzt. Eine eingehende Beschreibung des Lasers findet sich in der Doktorarbeit von Martin Weitz [75] sowie in mehreren Veröffentlichungen [76, 77]. Andreas Huber hat die Zuverlässigkeit und die Ausgangsleistung des Systems noch weiter verbessert. Der Laser wird mit 12 W bei 488 nm und 514 nm von einem Argon-Ionen Laser gepumpt. Die Pumpleistung ist durch die Erwärmung des 8 mm langen, Brewster-geschnittenen Titan-Saphir Kristalls begrenzt. Eine effizientere Kühlung könnte vermutlich die Ausgangsleistung noch erhöhen. Für die hier beschriebenen Versuche war die bereits vorhandene Ausgangsleistung von 1.4 W aber ausreichend.

Zur Modenselektion enthält der Vierspiegel-Ringlaser ein Lyot-Filter sowie ein dickes und ein dünnes Etalon (FSB 67 GHz, FSB 1000 GHz). Der Laser wird auf die Resonanzflanke eines kleinen Hilfsresonators vorstabilisiert. Das Stillelement im Ring ist ein Piezospiegel. Die verbleibenden Frequenzschwankungen werden mit Hilfe eines AOMs außerhalb des Laserresonators ausgeregelt. Als Frequenzdiskriminator dient der aus dem dritten Spiegelpaar auf dem Zerodurstab bestehende Referenzresonator (siehe Abschnitt 3.1.4). Das Fehlersignal wird nach dem Pound-Drever-Hall Seitenbandverfahren [50] gewonnen. Die dazu nötigen Seitenbänder werden mit einem elektrooptischen Modulator (Gsänger LM 0202 PHAS) erzeugt. Analog zum Farbstofflaser wird der Strahl im zweifachen Durchgang durch ein weiteres AOM in der Frequenz verschoben und kann durch Verstellen der AOM-Treiberfrequenz gegen die feste Resonanz des Referenzresonators durchgestimmt werden. Die Servoelektronik hat zwei Kanäle, einen schnellen, der das externe Regel-AOM ansteuert und einen langsameren, der den Piezospiegel im Laserring ansteuert. Wenn der Laser auf den Referenzresonator stabilisiert wird, wird gleichzeitig die Vorstabilisierung ausgeschaltet.

3.7 Die Überhöhungsresonatoren

Um Doppler-freie Zweiphotonen-Übergänge im Atomstrahl induzieren zu können, benötigt man eine Stehwelle des anregenden Lichtes. Außerdem sind wegen der geringen Effizienz der Zweiphotonenanregung hohe Lichtintensitäten vorteilhaft. Daher wird das anregende Licht in den vorgestellten Experimenten in Stehwellenresonatoren überhöht. Diese Resonatoren werden im Folgenden genauer beschrieben.

3.7.1 Der Resonator zur longitudinalen 1S-2S Anregung

Für die Experimente mit longitudinaler Anregung des 1S-2S Übergangs am atomaren Wasserstoff bzw. Deuterium kam ein einfacher linearer Resonator zum Einsatz. Mit einer Länge von 235 mm, einem planen Einkoppler und einem Hochreflektor mit $r=-500$ mm ist er fast semikonfokal. Da im Vakuum die Reflektivität von Spiegeln mit Oxidbeschichtung bei UV-Leistungen im Resonator von über 5 mW stark zurückging, sodaß die Finesse des Resonators zusammenbrach [9], sind die Spiegel des im Experiment benutzten Resonators mit Fluoridschichten bedampft (Fa. Tec Optics). Bei der Wellenlänge von 243 nm hat man bereits erhebliche Absorptionsverluste in den Spiegelschichten, sodaß man bei einem Hochreflektor mit 99.5 % Reflektion einen Einkoppler von 96 % zur Impedanzanpassung braucht. Bei diesen Reflektivitäten werden 80 % des Lichtes eingekoppelt, obwohl die Mode aus dem Verdoppler noch leicht astigmatisch ist. Der Resonator wird mit dem Pound-Drever-Hall Seitenbandverfahren auf Resonanz mit dem einfallenden Licht gehalten. Dazu werden dem UV-Licht mit einem elektrooptischen Modulator (Gsänger LM 0202 PHAS UV) Seitenbänder aufgeprägt. Als Stillelement dient ein Piezoröhrchen, auf dem der Hochreflektor befestigt ist. Die transversale Halbwertsbreite der TEM₀₀ Mode im Resonator liegt zwischen 140 μ m auf dem planen Spiegel und 161 μ m auf dem gekrümmten Spiegel. Sie wird durch die Wasserstoffdüse und den 2S-Detektor hindurchjustiert (siehe unten). Der Resonator hat eine Finesse von 80.

3.7.2 Der Resonator zur simultanen 1S-2S und 2S-4S Anregung

Um sowohl den 1S-2S- als auch den 2S-4S Zweiphotonen-Übergang in einem Atomstrahl simultan anzuregen, benötigt man überlagerte Stehwellen bei 243 nm und bei 972 nm. Daher wurde ein Resonator konstruiert, der simultan resonant für Licht bei 243 nm und 972 nm sein kann. Dazu benötigt man dichroitische Spiegel, die für beide Wellenlängen hochreflektierend sind. Die verwendeten Spiegel sind mit Oxidschichten für 972 nm bedampft, die dann mit UV-beständigen Fluoridschichten für 243 nm überzogen wurden (siehe 3.7.1). Der Resonator hat eine verstellbare Länge zwischen 22 und 26 cm (siehe unten), der vordere Spiegel ist plan, der hintere hat einen Krümmungsradius von -500 mm. Der vordere Spiegel dient zur Einkopplung des UV Lichtes, die Reflektivität bei 243 nm ist 94 %, die für 972 nm 99.5 %. Der hintere Spiegel hat einen Substratdurchmesser von 6 mm, er ist mit einem Hartkleber (Scotch 3M) auf ein Piezoröhrchen aufgeklebt, das als Stillelement für die Regelung dient. Dieser Spiegel ist der Einkoppler für das infrarote Licht, seine Reflektivität bei 972 nm ist 98.5 %, bei 243 nm 99 %. Der Planspiegel ist auf das Innenrohr ei-

nes 'Inchworm' Piezotranslators (Modell UHVL-045, Fa. Burleigh) aufgeklebt. Der Inchworm kann in Schritten von 2 nm eine Strecke von etwa 4 cm verfahren werden. Die maximale Schrittgeschwindigkeit ist $10^6/s$. Er dient dazu, den Resonator gleichzeitig für Licht mit 243 nm und 972 nm Wellenlänge resonant zu machen. Um sowohl resonant mit dem 1S-2S-, als auch mit dem 2S-4S Übergang zu sein, muß für die Laserfrequenzen gelten:

$$4 \cdot f(IR) - f(UV) \simeq 4836 \text{ MHz.}$$

Wäre diese Differenz und die Dispersion in den Spiegelschichten Null, so wäre jede longitudinale IR-Mode mit einer UV-Mode entartet. Die geringe Differenz zwischen der UV-Wellenlänge und einem Viertel der IR-Wellenlänge führt aber dazu, daß die IR-Moden nur für bestimmte Resonatorlängen mit den UV-Moden entartet sind. Es gilt dann:

$$\frac{n}{2} \lambda_{IR} - \frac{m}{2} \lambda_{UV} < \Delta \lambda_{UV} + \Delta \lambda_{IR}.$$

Dabei sind $\Delta \lambda_{UV}$ und $\Delta \lambda_{IR}$ die Halbwertsbreiten der jeweiligen Resonanz. Die Differenz zwischen zwei solchen Längen ergibt sich zu

$$\Delta l = \frac{\lambda_{UV} \lambda_{IR}}{4(4\lambda_{UV} - \lambda_{IR})} \simeq 1.4 \text{ cm.}$$

Daher ist von einer mittleren Position des Inchworms aus mehr als ein solcher Punkt in der Fahrweite von ± 2 cm. Um den Resonator doppeltresonant zu machen, wird der Piezospiegel mit einer dreieckförmigen Spannung hin- und hergefahren. Auf einer Photodiode, die für beide Wellenlängen empfindlich ist, wird simultan die Transmission des IR-Lichtes durch den Resonator und die Reflektion des UV-Lichtes an ihm beobachtet. Der Inchworm wird nun so lange gefahren, bis die Transmissionsspitzen des IR-Lichtes mit den Einbrüchen des UV-Lichtes zusammenfallen. Im Betrieb wird der Resonator mit dem Pound-Drever-Hall Seitenbandverfahren [50] auf der Infrarotresonanz gehalten. Die dazu nötigen Seitenbänder werden vor dem Eintritt des Lichtes in die Vakuumapparatur mit einem Phasenmodulator (Gsänger LM 0202 PHAS) aufgeprägt. Die Finesse des Resonators im Infraroten ist etwa 200, die für das UV-Licht liegt bei etwa 45.

Da der Inchworm nur bei Temperaturen zwischen 10 und 40° Celsius arbeiten kann, während innerhalb der Vakuumkammer durch das kalte Blech der Kryopumpe und die gekühlte Düse (siehe Abschnitt 3.8) Gleichgewichtstemperaturen von etwa -10 bis -20° Celsius herrschen, wurde der äussere Zylinder mit mehreren Windungen eines Heizdrahtes umwickelt (Phillips Thermokoaxialkabel, Durchmesser 1 mm). Der Heizdraht wurde mit einem Teflonschlauch umgeben um Kurzschlüsse mit den Kontaktfedern des Inchworms zu vermeiden. Durch Anlegen eines Heizstromes wird der Inchworm dauernd auf etwa 20° Celsius gehalten. Dies wird mit einem ebenfalls am Inchworm angebrachten Temperaturfühler überwacht. Eine selbstgebaute Steuereinheit für den Inchworm ermöglicht es, diesen sowohl manuell als auch im Meßprogramm durch den Computer anzusteuern.

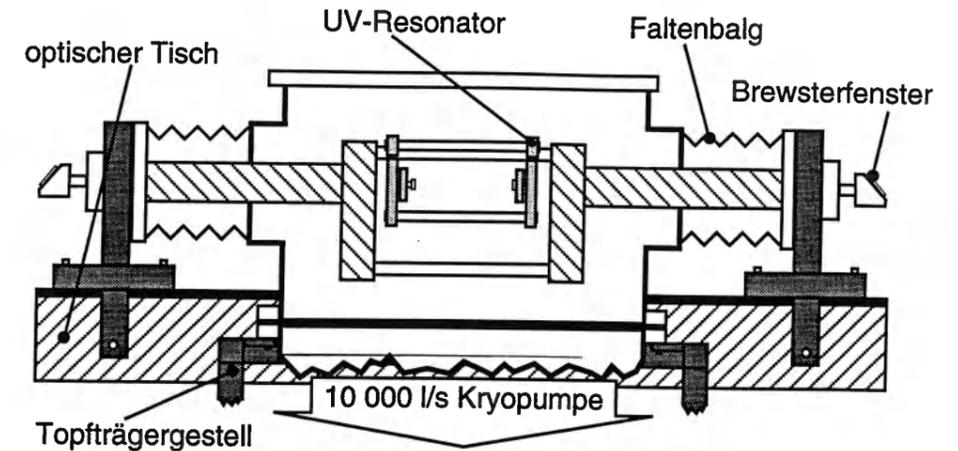


Abbildung 3.13: Querschnitt durch die Vakuumkammer. Die Aufhängung für die optischen Aufbauten ist direkt am Tisch befestigt und über zwei Faltenbälge von der Kammer entkoppelt.

3.8 Die Atomstrahlapparatur

3.8.1 Der Vakuumtank

Der zylindrische Vakuumtank der Atomstrahlapparatur ist 90 cm hoch und hat einen Durchmesser von 50 cm. Er ist in Klammerflanschbauweise mit Viton O-Ringdichtungen ausgeführt. In der unteren Hälfte befindet sich eine Kryopumpe mit einem Saugvermögen von 10000 Liter/s und geschlossenem Heliumkreislauf (Leybold RPK 10000). Sie ist mit einem großen schräg gerippten Blechrost gegen direkte Strahlung aus der oberen Hälfte abgeschirmt. In der oberen Hälfte befindet sich eine Haltevorrichtung für die optischen Aufbauten, die über ein Gußeisengestell direkt mit dem Tisch verbunden ist (Abb. 3.13). Zwei Faltenbälge entkoppeln den Rest der Kammer vom optischen Tisch und der Haltevorrichtung. Die Laserstrahlen für die Experimente werden über zwei Brewsterfenster in die Apparatur eingekoppelt. Ein DN 160 ISO-K Flansch dient zur Aufnahme des Massenspektrometers (Balzers QMG 420), mit dem der Wasserstofffluß kontrolliert werden kann. Direkt gegenüber ist der Flansch mit der Durchführung für die Wasserstoffgasentladung. Vier weitere kleinere Flansche (KF 40) dienen zur Durchführung von elektrischen Leitungen und für verschiedene Druckmeßgeräte. Am Deckel der Apparatur ist die Düse für den Wasserstoffstrahl und die dazugehörige Kühlvorrichtung angebracht. Je nach Versuch wurden verschiedene Düsen verwendet. Düsen und Kryostate werden weiter unten in Abschnitt 3.8.3 beschrieben. Eine Drehschieberpumpe evakuiert den Tank auf Vorvakuumdruck (ca. 10^{-3} mbar). Dann wird die Kryopumpe zugeschaltet. Bei einem Druck von etwa $4 \cdot 10^{-4}$ mbar wird das Vorpumpen-

ventil geschlossen und mit der Kryopumpe auf den Enddruck von $3 \cdot 10^{-7}$ mbar abgepumpt. Der Arbeitsdruck wird von der Last durch den Wasserstoffstrahl bestimmt. Der Wasserstofffluß wird so eingestellt, daß der Kammerdruck immer unter $1 \cdot 10^{-5}$ mbar bleibt.

3.8.2 Die Wasserstoffquelle

Molekularer Wasserstoff (Reinheit 99.999 %) bzw. molekulares Deuterium (Reinheit 99.8 %) wird aus der Gasflasche über ein Druckmindererventil einem Palladiumfilter zugeleitet. Dieses besteht aus einem geheizten Palladiumrohr, auf dessen Innenseite der ungereinigte Wasserstoff ansteht. Der Wasserstoff dissoziiert und diffundiert durch die Rohrwand, während alle Verunreinigungen auf der Rohrinneenseite verbleiben. An der Außenwand angekommen rekombiniert der Wasserstoff und wird zur Dissoziation in die Gasentladung weitergeleitet. Die Gasentladung brennt in einem 250 mm langen Röhrchen das in der vorderen Hälfte eine Verengung mit einem Durchmesser von 0.5 mm hat. Die Verengung sorgt für eine Stauung des Flusses, sodaß sich der Gasentladungsdruck von etwa 1 mbar aufbaut, ohne daß zuviel Wasserstoff in die Vakuumkammer einströmt. Direkt vor der Verengung umschließt ein zylindrischer Mikrowellenresonator das Glasröhrchen. Er wird mit 20-30 W Mikrowellenstrahlung bei 2.4 GHz aus einem Magnetron (Typ Microtron 200, Firma EMK) gespeist. Die Qualität der gezündeten Gasentladung kann man mit einem Taschenspektrometer untersuchen. Die rote Balmer- α Linie sollte möglichst stark gegen das danebenliegende rote Kontinuum sein, das von molekularen Anregungen herrührt. Generell gilt, je tiefer die Farbe der Gasentladung, desto höher der Dissoziationsgrad. Der dissoziierte Wasserstoff wird mit Teflonrohren zur Wasserstoffdüse geleitet. In Teflon hat der Wasserstoff bei Temperaturen über 78 K eine sehr geringe Rekombinationswahrscheinlichkeit von etwa $3 \cdot 10^{-5} (l/d)^2$ (l Länge des Rohres, d Durchmesser) [78]. Abbildung 3.14 zeigt den Massenfluß hinter der Gasentladung und einem 50 cm langen Teflonschlauch von 10 mm Durchmesser auf Raumtemperatur. Das Spektrum wurde mit dem Quadrupol-Massenspektrometer direkt hinter dem Teflonschlauch aufgenommen. Der theoretische Verlust im Teflonrohr beträgt dann etwa 7 %. Das Verhältnis von atomarem Wasserstoff zu molekularem Wasserstoff ergibt eine untere Grenze des Dissoziationsgrades von 28 %. Eine in der Gruppe von J. T. M. Walraven betriebene vergleichbare Gasentladung erreicht 72 % unter Berücksichtigung des Teflonschlauches [78], daher scheint hier noch eine Steigerung möglich. Die aus der Pumprate und dem Gleichgewichtsdruck in der Apparatur abgeschätzte Flussrate von Wasserstoffatomen im Grundzustand beträgt $1 \cdot 10^{17}/s$.

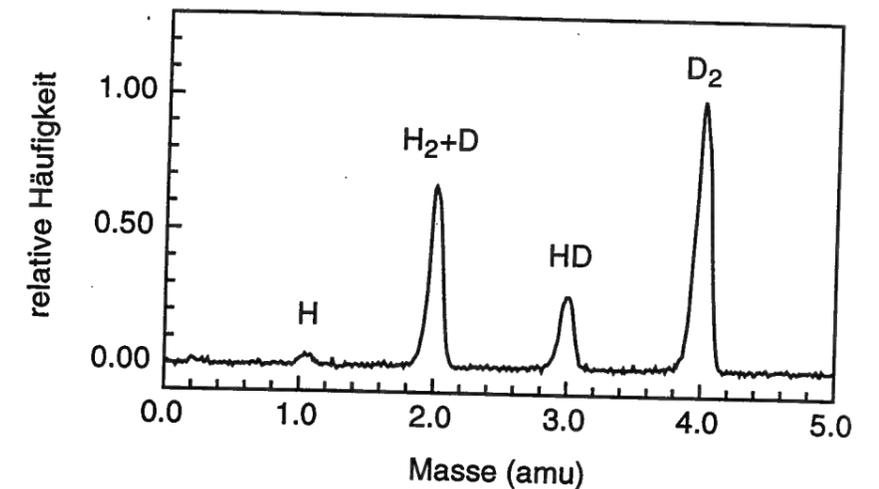


Abbildung 3.14: Massenspektrum hinter der Gasentladung.

3.8.3 Die gekühlte Wasserstoffdüse

Das Herzstück der Atomstrahlapparatur ist die gekühlte Wasserstoffdüse. Sie ermöglicht es, den atomaren Wasserstoff auf Stickstoff- bzw. Heliumtemperatur abzukühlen und so die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Atome im Strahl auf 1153 m/s bzw. 390 m/s zu reduzieren. Da die wesentlichen systematischen Effekte bei Zweiphotonenspektroskopie an sehr schmalen Resonanzen (natürliche Linienbreiten kleiner 1 kHz), der Dopplereffekt 2. Ordnung und die Durchflugsverbreiterung, beide geschwindigkeitsabhängig sind, ist eine niedrige Atomgeschwindigkeit der Schlüssel zu hoher Auflösung. Kühlen des Atomstrahls von Raumtemperatur auf 11 K ergibt eine Linienbreitenverringerng um den Faktor 5.7. Näheres dazu und zu anderen Möglichkeiten der Linienbreitenverringerng findet man in Kapitel 4.

Der Badkryostat

Um die Düse zu kühlen, ist auf dem Deckel des Vakuumtanks ein 85 cm hoher Helium-Badkryostat angebracht. Er besteht aus einem Tank für flüssiges Helium, der mit einem Stickstoffschild umgeben ist. Ein Trennvakuum zwischen Tank und Schild sorgt für geringen Wärmekontakt zur Umgebung. Am Boden des Tanks ist die Wasserstoffdüse aus Kupfer eingeschraubt, sie ragt durch ein Loch im Boden des Heliumtanks von oben in den Vakuumtank. Der Spalt zwischen Boden und Düse wird von einem Blei-Silber Ring abgedichtet (siehe Abbildung 3.15). Für die Versuche im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde der Kryostat nicht mit Helium als Kühlflüssigkeit betrieben, sondern der innere Tank lediglich mit flüssigem Stickstoff gefüllt. Frühere Versuche ergaben einen drastischen Anstieg der Wasserstoffrekombination in der Düse bei Temperatu-

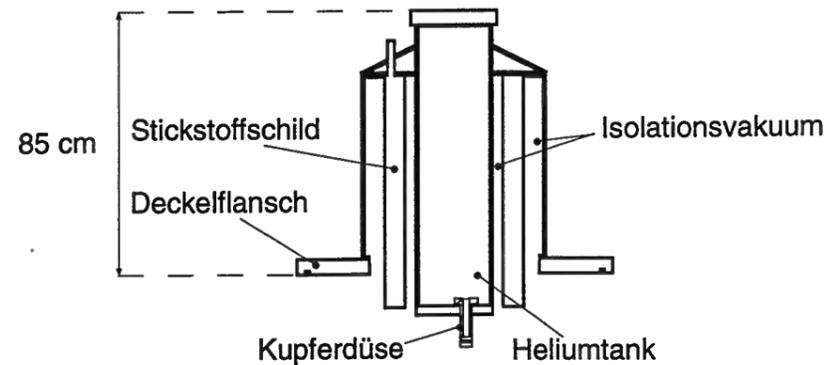


Abbildung 3.15: Badkryostat mit Wasserstoffdüse.

ren unter 20 K [10]. Die schwachen Signale der 1S-2S Resonanz, die mit dem Rest an atomarem Wasserstoff bei Temperaturen unter dieser Marke noch vorhanden waren, eignen sich nicht für präzise Messungen, die auf starke Signale mit guter Statistik angewiesen sind. Da die Temperatur des Badkryostaten nicht beliebig einstellbar ist, wurden daher alle Messungen bei 78 K, der Temperatur des flüssigen Stickstoffs durchgeführt. Die Kupferdüse, die vom Boden in den Vakuumtank hineinragt, ist innen ausgehöhlt, um die Kühlflüssigkeit möglichst nahe an die Wärmequellen, den Wasserstoff und den Teflonschlauch heranzubringen. In der Düse sind zwei Bohrungen angebracht. Zum ersten die Düsenbohrung, ein Loch mit 1.2 mm Durchmesser, das in Längsrichtung angebracht ist. Durch diese verläuft auch der im Resonator überhöhte Laserstrahl (Für das Experiment mit dem doppelresonanten Resonator wurde wegen des größeren Strahldurchmessers der Infrarotmode eine Düse mit 1.8 mm Bohrung verwendet). Unter 45° dazu verläuft die zweite Bohrung, die als Wasserstofffeinlaß fungiert. Sie hat einen Durchmesser von 12 mm und läuft an ihrem Ende konisch zu. Die Spitze des Konus stößt etwa 2 mm vor dem Düsenaustritt durch die Wand der 1.2 mm Bohrung. Der atomare Wasserstoff wird aus dem Teflonschlauch heraus in diese Öffnung geleitet und tritt über die konische Spitze in die eigentliche Düsenbohrung ein. Ein Längsschnitt der Düse mit den Bohrungen ist in Abb. 3.15 zu sehen. Um die Düse herum ist ein Kälteschild aus Kupfer angebracht. Ein Wasserstoffatom, das durch die Düse geleitet wird, stößt im Mittel sechs mal mit den kalten Kupferwänden [10]. Da diese Stöße inelastisch sind, wird das Atom auf die Wandtemperatur gekühlt. Allerdings bedeutet jeder Stoß mit der Wand eine gewisse Verweilzeit dort und damit eine erhöhte Rekombinationswahrscheinlichkeit.

Der Durchflusskryostat

Um einerseits tiefere Temperaturen bei moderater Rekombination zu erreichen und andererseits eine systematische Untersuchung der Temperaturabhängig-

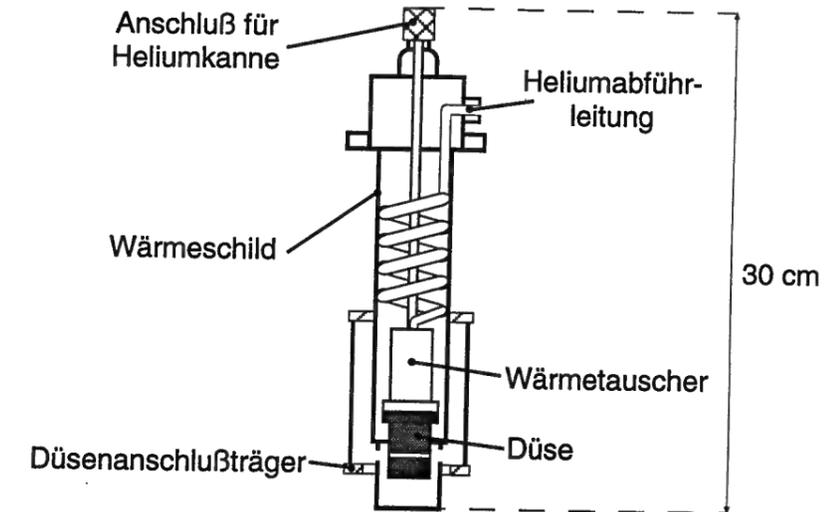


Abbildung 3.16: Aufbau des Durchflusskryostaten.

keit dieser Phänomene zu ermöglichen, wurde vor kurzem ein neuer Durchflusskryostat, der eine stufenlose Einstellung und Regelung der Temperatur zwischen 473 und 7 K zulässt, angeschafft. Ein weiterer Vorteil ist der sehr kompakte handliche Aufbau dieses Kryostaten: Er hat eine Höhe von 30 cm und einen Durchmesser von 10 cm (siehe Abb. 3.16). Der Düsenblock aus Kupfer hat eine Länge von 30 mm. Die Düse ist vergoldet, um eine chemisch inerte Oberfläche zu haben. Der Durchflusskryostat läßt sich sowohl mit flüssigem Stickstoff als auch mit flüssigem Helium betreiben. Die Kühlflüssigkeit wird auf den zu kühlenden Körper geleitet, wo sie verdampft. Das Gas wird dann über eine enge Kapillare von einer Förderpumpe abgesaugt. Die Rückflußleitung verläuft in einer Spirale entlang eines Schildzylinders, der die Düse einschließt. Das zurückströmende Gas kühlt so auch noch dieses Schild gegen die Wärmestrahlung der Vakuumapparatur. Zusätzlich ist eine elektrische Widerstandsheizung am Kryostatenkörper angebracht. Mit ihrer Hilfe kann die Temperatur mittels eines PID-Reglers (Lakeshore Autotuning 330) auf 0.1 K genau geregelt werden. Weiterhin kann die Düse bis 473° Kelvin ausgeheizt werden.

In einem ersten Test wurde das Verhältnis von atomarem zu molekularem Wasserstoff bei Temperaturen unter 80 K untersucht. Das Ergebnis ist in Abb. 3.17 zu sehen. Unterhalb von 30 K sinkt der Anteil an atomarem Wasserstoff drastisch. Dieses Verhalten deckt sich mit Beobachtungen, die eine andere Gruppe an kalten Wasserstoffdüsen gemacht hat [79]. Die genauen Vorgänge dabei sind unklar. Eine Vermutung ist, daß die Wasserstoffmoleküle bei Temperaturen unter 30 K eine schneeartige Schicht auf der Düsenwand bilden und dadurch die Oberfläche der Düsenwand stark erhöht wird. In diesem 'Schnee' steigt die Aufenthaltszeit der Wasserstoffatome und damit auch die Rekombinati-

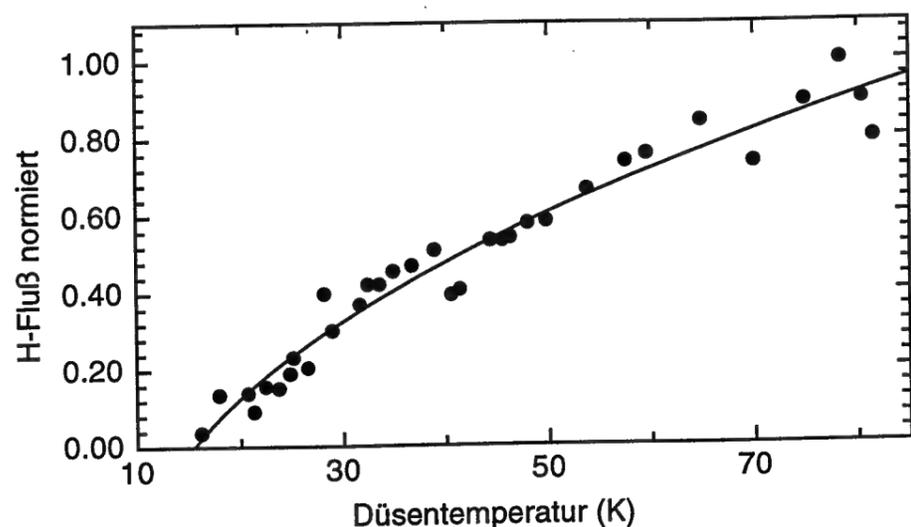


Abbildung 3.17: Rate des atomaren Wasserstoffs bei niedrigen Temperaturen.

onswahrscheinlichkeit. Eine Möglichkeit diesen Effekt zu umgehen wäre, einen glatten unpolaren Film von Edelgasatomen auf die Düsenwand aufwachsen zu lassen, ehe man den Wasserstoffstrom durch die Düse leitet. Ein entsprechender Versuch mit Neon ist bereits in Vorbereitung.

3.8.4 Die Detektoren

Bei den durchgeführten Versuchen kamen zwei Detektoren zum Einsatz. Einer diente zum Nachweis des metastabilen 2S Zustandes, der andere sammelte die Fluoreszenzstrahlung beim Zerfall von 4S nach 2P und wurde für den Nachweis der Anregung in den 4S Zustand benutzt.

2S-Detektor

Im Detektor für den metastabilen 2S-Zustand wird dessen Lebensdauer durch Beimischung des 2P Zustandes mittels eines kleinen elektrischen Feldes (Stark-Effekt) von $1/7$ s auf einige ns verringert. Noch innerhalb des Detektors zerfällt die Mischung in den 1S Grundzustand und sendet dabei ein Lyman- α Photon bei 121 nm aus. Dieses wird mit einem ausschließlich auf UV-Licht empfindlichen Photomultiplier (Hamamatsu R1459) nachgewiesen. Der Photomultiplier befindet sich in einer 20 cm langen μ -Metall Röhre. In die an den Stirnflächen geschlossene Röhre ist quer zu Symmetrieachse ein Loch mit 5 mm Durchmesser gebohrt. Durch dieses tritt der Atomstrahl und der dazu parallele Laserstrahl hindurch. Der Detektor ist unmittelbar vor dem hinteren Spie-

gel der Überhöhungsresonatoren angebracht um eine möglichst lange Wechselwirkungszone zu haben. In der hinteren Hälfte des Detektors verläuft eine Drahtspirale mit 5 mm Durchmesser um den Atomstrahl herum. Diese wird im Betrieb auf ein Potential von 15 V gelegt und bildet gegen die geerdete Hülle das elektrische Feld zur Mischung der 2S und 2P Zustände aus. Die totale Quanteneffizienz wurde in einer Messung gegen die Channeltrondetektoren des alten Aufbaus für die 2S-4S Anregung [12, 75] zu 0.5 % bestimmt. Da der Photomultiplier bei der Wellenlänge des anregenden Lichtes nicht völlig insensitiv ist, wird dieses Licht mit einem Chopperrad und einer Frequenz zwischen 250 Hz und 2.5 kHz zerhackt. Der Photomultiplier wird nur dann ausgelesen, wenn das anregende Licht vom Chopperrad blockiert ist. Dadurch kann man die Lyman- α Photonen die in dieser Zeit am Photomultiplier ankommen ohne Streuuntergrund nachweisen. Die Pulse des Photomultipliers werden dazu mit einem Vorverstärker (SR 445, Stanford Research) verstärkt und an einen 2-Kanal-Photonenzähler mit variablen Zeitfenstern (SR 400, Stanford Research) geleitet. Dieser wird von einer Photodiode getriggert, die die transmittierte Lichtleistung hinter dem Überhöhungsresonator mißt. Das Zeitfenster ist so eingestellt, daß er nur in der Dunkelzeit zählt.

Der Fluoreszenzdetektor

Der Detektor zum Nachweis der 4S-2P Fluoreszenz und die Sammeloptik wurde von Andreas Huber nach den Prinzipien eines bereits existierenden ähnlichen Detektors entwickelt, der in der alten 2S-4S Apparatur benutzt wurde [12, 80]. Das Fluoreszenzlicht vom Zerfall des 4S Zustandes nach 2P (486 nm) wird auf einer Strecke von 10 cm entlang des Atomstrahls gesammelt. Die Sammeloptik besteht aus einem verspiegelten Hohlraum mit elliptischem Querschnitt (siehe Abb. 3.18). Dieser Hohlspiegel wird so justiert, daß der Atomstrahl entlang der einen Brennlinie läuft. Das von dem Atomstrahl isotrop abgestrahlte Fluoreszenzlicht wird dann auf die zweite Brennlinie abgebildet.

Auf dieser Brennlinie sind zwei Photomultiplier (Hamamatsu R 1924, Quanteneffizienz 14 %) nebeneinander angeordnet, ihre Eintrittsfenster sind mit einer 5 mm breiten schlitzförmigen Maske, gefolgt von zwei Farbfiltern abgedeckt (BG39, 2 mm dick und GG435, 1 mm dick, Fa. Schott). Dadurch werden nur solche Photonen durchgelassen, die auch tatsächlich vom Atomstrahl in der anderen Brennachse ausgesandt werden und eine Wellenlänge um 486 nm haben. Die vordere und die Rückwand sind ebenfalls verspiegelt, um Photonen die fast in- oder gegen die Strahlrichtung ausgesandt werden, in die Photomultiplier zu reflektieren. Die vordere und die hintere Eintrittsöffnung sind mit mehreren hintereinander angebrachten Blenden versehen um Streulicht aus der Apparatur weitgehend auszublenden. Die Hauptquellen für Streulicht sind dabei die Wasserstoffgasentladung und die Spiegel des Überhöhungsresonators, auf deren Oberflächen ein Teil des ultravioletten Lichtes in sichtbares Licht

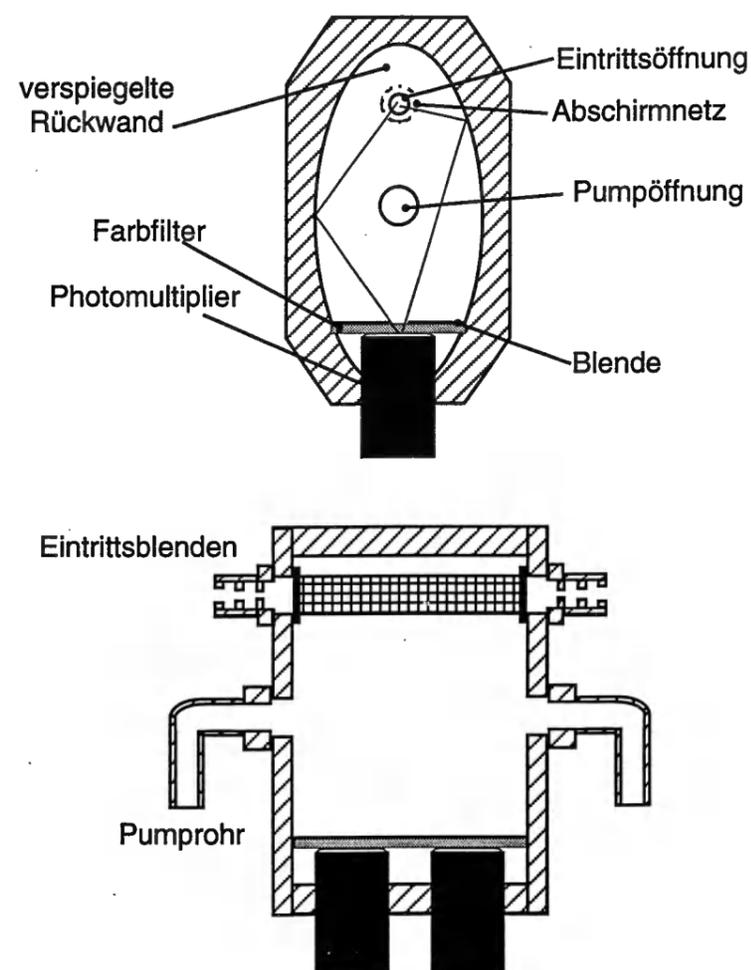


Abbildung 3.18: Aufbau und Querschnitt des Fluoreszenzdetektors.

konvertiert wird⁶. Um den Atomstrahl herum ist ein röhrenförmiges Drahtnetz angeordnet, das mit Graphit beschichtet wird um elektrische Streufelder abzuschirmen.

⁶Ein fast weißer Fleck ist deutlich auf den Spiegeln sichtbar, dies spricht für eine gleichmäßige Verteilung des konvertierten Lichtes über alle Wellenlängen

Kapitel 4

Experimente

4.1 Longitudinale Anregung des gekühlten Atomstrahls

In diesem Abschnitt werden die Versuche zur Anregung des 1S-2S Übergangs beschrieben. Die Spektren von Wasserstoff und Deuterium werden diskutiert. Zur Einschränkung der transversalen Geschwindigkeitskomponente wurde der Atomstrahl mit Blenden vor dem Detektor kollimiert. Dadurch wird die Durchflugsverbreiterung der Spektren eingeschränkt und die Linienbreite verringert. Weiterhin wurde ein Verfahren zum verzögerten Nachweis der metastabilen 2S-Atome entwickelt. Die Verzögerung bewirkt, daß nur die langsamen Atome im Strahl zum Signal beitragen. Sowohl die Durchflugsverbreiterung, als auch der Dopplereffekt zweiter Ordnung werden damit effizient unterdrückt. Da dies die wesentlichen systematischen Effekte sind, gelang es, die Linienbreite im 78 K kalten Strahl um fast eine Größenordnung von 30 kHz auf 4 kHz zu reduzieren. Allerdings führt sowohl die räumliche Einschränkung des Atomstrahls als auch der verzögerte Nachweis zu einer Abnahme der Signalstärke. Mit einem speziellen Verfahren, das die Drift des Referenzresonators kompensiert, wurde über mehrere Meßreihen gemittelt und so die Statistik wieder verbessert. Die in allen Messungen relevante Größe, die Übergangsfrequenz des ruhenden Atomes, kann bei der Übergangswellenlänge von 243 nm auf mindestens 350 Hz genau angegeben werden. Daher wird eine neue Absolutfrequenzmessung nicht durch die Linienform der 1S-2S Resonanz, sondern durch die Reproduzierbarkeit des Methanstandards begrenzt sein, die etwa 1 kHz bei 243 nm beträgt.

4.1.1 Anregung der 1S-2S Resonanz im gekühlten Atomstrahl

Das Meßverfahren

Zur Aufnahme von Spektren der 1S-2S Resonanz wird der Farbstofflaser zunächst mit Hilfe der i_2 -Linie des Tellurspektrums auf etwa 2 MHz genau an die 1S-2S Resonanzfrequenz gestellt (siehe Abschnitt 3.1.5). Die i_2 -Linie des Tellurs ist 56.7 MHz von der halben Frequenz der 1S-2S Zweiphotonenresonanz im $F=1$ Hyperfeinzustand entfernt. Analog gibt es eine charakteristische Struktur im Tellurspektrum in der Nähe der halben Frequenz der 1S-2S ($F=3/2$) Komponente von Deuterium. Daher kann man die Farbstofflaserfrequenz anhand des Tellurspektrums grob eichen. Da die Modenfrequenzen des Referenzresonators selbst über Jahre nur um wenige MHz schwanken wird der Laser zur Spektroskopie immer auf dieselbe longitudinale Mode des Resonators stabilisiert. Mit der Tellurresonanz wird dann die AOM-Frequenz, die die Laserfrequenz relativ zur Mode verschiebt, so bestimmt, daß sie in der Nähe der 1S-2S Resonanz liegt und so die Drift des Referenzresonators von Meßtag zu Meßtag ausgeglichen. Die 1S-2S Linie wird dann gesucht, indem man den Laser etwa 4 MHz um die aus der Tellurspektroskopie geschätzte Resonanzfrequenz herum durchstimmt. Dies geschieht mit relativ großen Frequenzschritten von etwa 30 kHz¹. Ist die Wasserstoffresonanz gefunden, so wird der Durchstimmbereich auf 500 kHz- 50 kHz eingeschränkt und die Schrittweite auf etwa 1 kHz reduziert, um die Details des Spektrums aufzulösen. Aufgezeichnet wird die Frequenz des AOMs, der den Laser gegen die Resonanz des Referenzresonators verschiebt und die Zählrate des Metastabilendetektors. Pro Frequenzschritt wird über 250 Intervalle des mit 250 Hz zerhackten Lichtes gemittelt, dies entspricht einer effektiven Meßzeit von $250 \cdot 2 \text{ ms} = 0.5 \text{ s}$. Da der Streulichtuntergrund durch die Verwendung des Choppers weitgehend unterdrückt ist, sind die Fluktuationen des Signals einmal durch die Dunkelzählrate des Photomultipliers (10-20 Ereignisse/s) und durch Intensitäts- und Frequenzfluktuationen des anregenden Lichtes gegeben. Mehr dazu bei der Diskussion der Spektren in den folgenden Abschnitten. Da ein Einzelspektrum aus etwa 100 Punkten auf der Frequenzachse besteht, dauert die Aufnahme etwa 100 s. Während dieser Zeit ist der Referenzresonator mit einer Geschwindigkeit von etwa 10 Hz/s um 1 kHz gedriftet. Bei 243 nm sind dies etwa 2 kHz, bei einer Linienbreite von ca. 30 kHz. Selbst aufeinanderfolgende Scans sind also auf der Frequenzachse leicht gegeneinander verschoben. Hinzu kommt eine leichte Verzerrung der Frequenzachse, abhängig davon ob man die AOM-Frequenz mit oder gegen die Drift des Referenzresonators verstimmt. Verstimmt man mit der Drift so wird der Laser bei 250 Hz AOM-Verstimmung nicht um 500 Hz son-

¹30 kHz bei 243 nm, dies entspricht etwa der Linienbreite der Resonanz

dern im Mittel um 490 Hz verstimmt². Analoges gilt für die Gegenrichtung. Wirklich störend ist dies allerdings nur bei den sehr schmalen Spektren mit verzögertem Nachweis (siehe 4.1.4). Daher wurde dort eine Methode verwendet, die die Drift weitgehend kompensiert.

Auswahlregeln der Übergänge

Die Wechselwirkung, die zu Zweiphotonen-Übergängen führt, hat einen tensoriellen Charakter, den man, bei Zerlegung des Tensoroperators in der irreduziblen Drehimpulsbasis, in einen skalaren- und einen Anteil 2. Stufe zerlegen kann. Da wir lediglich Übergänge zwischen S-Zuständen beobachten, $\Delta l = 0$, folgt aus dem Wigner-Eckart Theorem [81], daß lediglich der skalare Anteil in unseren Übergängen eine Rolle spielt. Da optische Übergänge normalerweise weder Kernspin noch Elektronenspin verändern, erhält man weiter $\Delta s = 0$ und $\Delta I = 0$. Insgesamt ergibt sich demnach $\Delta F = 0$ und, da bei Bahndrehimpuls Null zum Wechsel der Magnetquantenzahl m_F eine Veränderung des Kern- oder Elektronenspins nötig wäre, gilt auch $\Delta m_F = 0$. Zusammenfassend ändert sich also nur die Hauptquantenzahl, alle Spin- und Bahndrehimpulsquantenzahlen bleiben dagegen erhalten. Durch den skalaren Charakter der Wechselwirkung spielt auch die Orientierung der linearen Polarisation der anregenden Stehwelle keine Rolle für die Übergangswahrscheinlichkeit.

Magnetfeldabhängigkeit der Übergänge

Alle in unserem Labor durchgeführten Präzisionsmessungen wurden an der $F=1$ Hyperfeinkomponente des 1S-2S Übergangs von Wasserstoff, bzw. der $F=3/2$ Komponente des Deuteriums vorgenommen. Durch das Erdmagnetfeld und einige Restmagnetfelder der gußeisernen Aufhängung der Vakuumapparatur beträgt das magnetische Feld in der Wechselwirkungszone von Licht und Atomstrahl einige Gauß. Daher ist es wichtig, die Magnetfeldabhängigkeit des Überganges zu kennen. Für die theoretische Beschreibung ist es von Vorteil, daß die fraglichen Zustände den Elektronendrehimpuls $j = 1/2$ haben. Man kann die Aufspaltung zwischen den Komponenten mit $F = (I \pm \frac{1}{2})$ im Magnetfeld in nichtrelativistischer Näherung exakt lösen und erhält die sogenannte Breit-Rabi Gleichung [26]:

$$\hbar \Delta \nu(n, I, m_F) = -g_I \mu_N B \pm \frac{\hbar}{2} \Delta \nu_H(n, F) \sqrt{1 + \frac{4m_f}{2I+1} x + x^2}. \quad (4.1)$$

Dabei ist n die Hauptquantenzahl des Zustands ($n = 1, 2$), $\Delta \nu_H(n, F)$ ist der Abstand der Hyperfeinkomponenten ohne Magnetfeld, $x = (g_j \mu_0 - g_I \mu_N) B / (\hbar \Delta \nu_H(n, F))$, g_j, μ_0, g_I, μ_N sind die Elektron- und Kern g -Faktoren

²Da das Licht den AOM zweimal durchläuft, wird der Laser um zweimal die Differenz der AOM Frequenzen verstimmt.

und magnetischen Momente und B die Magnetfeldstärke. Man erkennt in (4.1), daß die Aufspaltung lediglich vom Betrag des Magnetfeldes abhängt, wie es für einen skalaren Übergang auch sein muß. Die Auswahlregeln der Zweiphotonen-Übergänge verlangen, daß m_F im Anfangs- und Endzustand gleich ist. Daher sind im Wasserstoff drei, im Deuterium aber vier Übergänge möglich, die man mit ihrer Magnetquantenzahl charakterisieren kann. Abbildung 4.1 zeigt die Frequenzverschiebung der magnetfeldsensitiven Übergänge, abhängig vom Betrag des Magnetfeldes, in Wasserstoff und Deuterium.

Nach der Breit-Rabi Gleichung (4.1) verschwindet die Frequenzdifferenz $\Delta\nu(1, I, m_F) - \Delta\nu(2, I, m_F)$ für die Zustände mit maximaler Magnetquantenzahl ($m_F = \pm 1$ für Wasserstoff, $m_F = \pm 3/2$ für Deuterium). Erst die Berücksichtigung von relativistischen und QED-Effekten hebt die Entartung zwischen den ± 1 ($\pm 3/2$) Komponenten auf. Eine exakte relativistische Behandlung des Problems erfordert die Lösung der Bethe-Salpeter-Gleichung, die in geschlossener Form nicht möglich ist [26] (siehe auch Abschnitt 2). Die führende Ordnung im Magnetfeld kann man aber anschaulich auf die relativistische Massendifferenz des Elektrons im 1S bzw. 2S Orbit deuten, die zu unterschiedlichen Faktoren $g_j(n)$ führt. Der extrem kleine Effekt bewirkt eine Aufspaltung der $m_F = \pm 1$ ($\pm 3/2$) Komponenten von 36 Hz/G. In einem Magnetfeld der Größenordnung 10 G sind die Komponenten um 360 Hz aufgespalten, und können in unserem Experiment nicht aufgelöst werden. Daher wurde in den Präzisionsmessungen, statt das Magnetfeld zu kompensieren, mit einem Helmholtz-Spulenpaar ein homogenes Magnetfeld von etwa 10 Gauß im Wechselwirkungsbereich angelegt. Die magnetfeldsensitiven Komponenten der Resonanz sind dann deutlich von den magnetfeldinsensitiven Komponenten getrennt, die man dann zur praktisch magnetfeldunabhängigen Bestimmung der Übergangsfrequenzen benutzen kann.

Gemessene Spektren von Wasserstoff und Deuterium

Bei den folgenden Spektren war die Düse auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs (ca. 78 K) gekühlt. Die magnetfeldsensitiven Komponenten wurden durch ein Feld von 10 G von den magnetfeldinsensitiven getrennt. Aufgezeichnet wurde die magnetfeldinsensitive Komponente. Bei den Spektren handelt es sich um einfache Durchläufe, für jede Frequenzverstimung wurde die Rate metastabiler Atome in dem an der Achse angegebenen Zeitraum bestimmt. Das Wasserstoffspektrum wurde mit Chopper, das Deuteriumspektrum dagegen ohne Chopper aufgenommen. Beim Wasserstoffspektrum ist jedes Zählintervall zusammengesetzt aus 500 Chopperintervallen mit je 1 ms Zählzeit, gefolgt von 1 ms Anregungszeit. Die Leistung im Überhöhungsresonator betrug für das Wasserstoffspektrum 40 mW pro Richtung, für das Deuteriumspektrum 80 mW pro Richtung. Der Abstand von der Düse zur Detektoreintrittsblende betrug 12.1 cm. Die Düse hatte einen Durchmesser von 1.2 mm, die

4.1. LONGITUDINALE ANREGUNG...

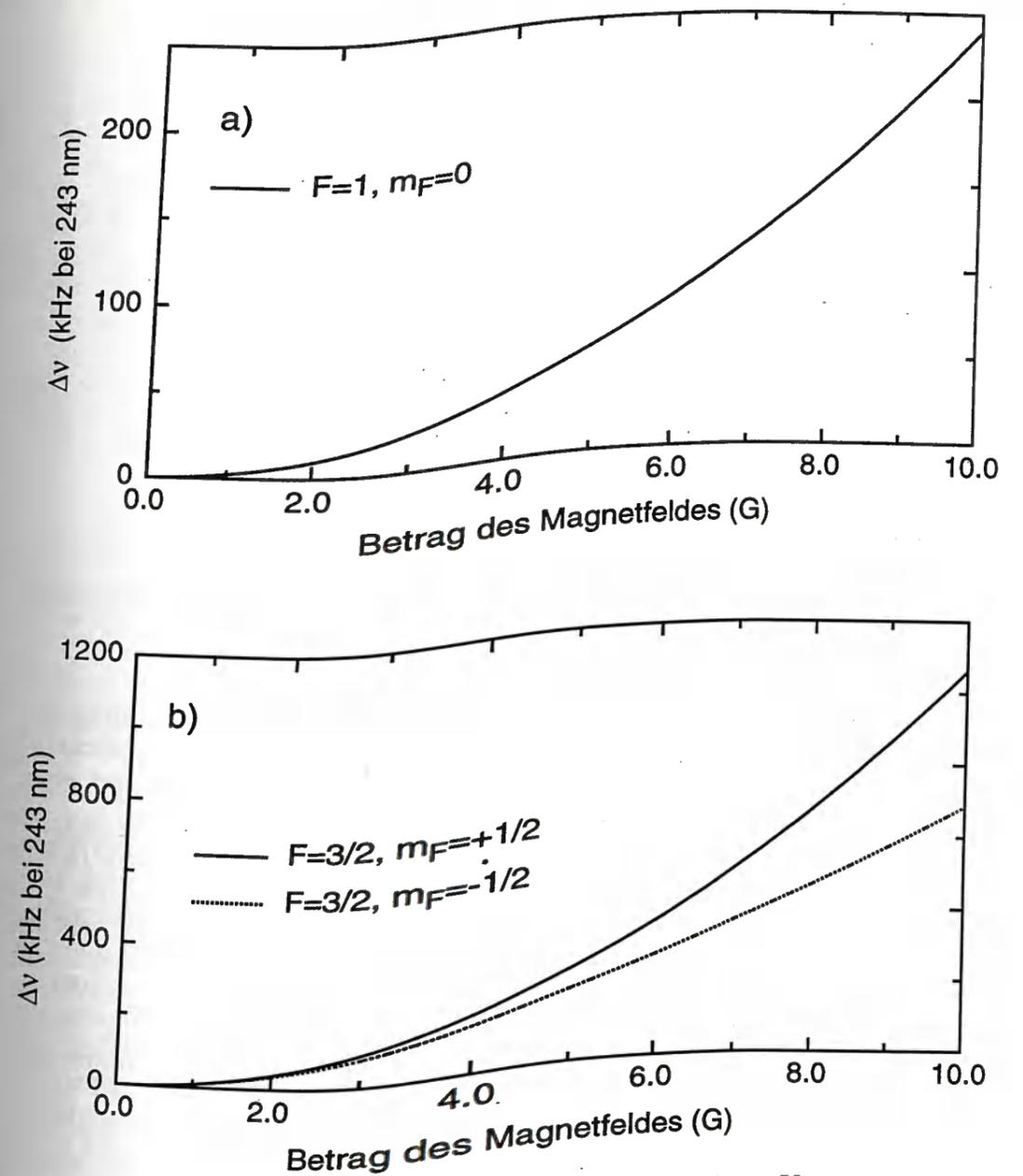


Abbildung 4.1: Frequenzverschiebung der feldsensitiven Komponenten des 1S-2S Übergangs im externen Magnetfeld: (a) Wasserstoff, $F = 1, m_F = 0$; (b) Deuterium, $F = 3/2, m_F = +1/2, -1/2$.

Detektoreintrittsblende 5 mm. Die Abbildung 4.2 zeigt die $F = 1, m_F = \pm 1$ Komponente des Wasserstoffs. Deutlich ist die Asymmetrie der Resonanz mit der weiten Flanke im rotverschobenen Teil der Linie zu sehen. Sie rührt vom Dopplereffekt zweiter Ordnung her, der die langsam abfallende schnelle Flanke der Maxwellverteilung der Atomgeschwindigkeiten in die Linienform überträgt.

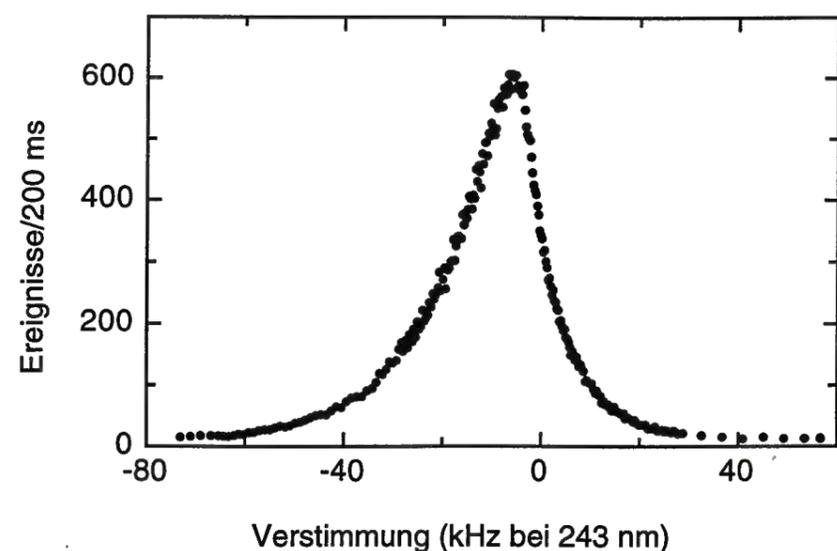


Abbildung 4.2: Spektrum der 1S-2S Zweiphotonenresonanz in Wasserstoff ($F = 1$, $m_F = \pm 1$).

Die Breite der blauverschobenen Flanke ist auf die endliche Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Licht zurückzuführen. Näheres dazu im Abschnitt 4.1.2. Die Linienbreite (volle Breite auf halber Höhe, FWHM) beträgt etwa 27 kHz.

Etwas anders sieht das Spektrum für die $F = 3/2$, $m_F = \pm 3/2$ Komponente von Deuterium aus (Abb. 4.3). Hier ist die Asymmetrie nicht so deutlich ausgeprägt und die Linienbreite ist mit 20 kHz FWHM geringer. Der Dopplereffekt zweiter Ordnung ist proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit und damit umgekehrt proportional zur Masse. Im zweimal so schweren Deuterium ist dieser Verbreiterungsmechanismus also nur halb so stark wie im Wasserstoff. Die Durchflugsverbreiterung ist dagegen proportional zur Geschwindigkeit und wird daher nur um einen Faktor $\sqrt{2}$ unterdrückt. Sie tritt daher gegen den Dopplereffekt 2. Ordnung stärker hervor und lässt die Linie symmetrischer erscheinen. Eine genauere Diskussion dieser Effekte erfolgt in Abschnitt 4.1.2.

4.1.2 Abhängigkeit der Resonanz von der Geschwindigkeit

Nachdem die Apparatur soweit verbessert war, daß die Anregung von Wasserstoff und Deuterium mit guter Effizienz erfolgt und Signale mit ausgezeichnetem Signal-Rausch Verhältnis aufgenommen wurden, schien es sinnvoll, nicht weiter die statistischen Fehler der Messung zu verringern, sondern die nun dominierenden systematischen Unsicherheiten zu beschränken. Um dies zu tun,

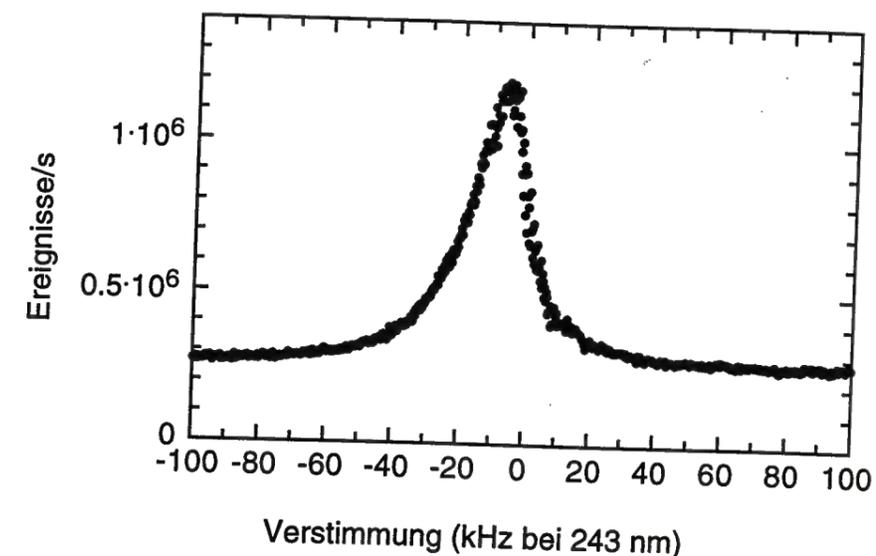


Abbildung 4.3: Spektrum der 1S-2S Zweiphotonenresonanz in Deuterium ($F = 3/2$, $m_F = \pm 3/2$).

gibt es im wesentlichen zwei Wege. Zum einen kann man mit einem theoretischen Modell die Linienform interpretieren und so die Frequenz eines ruhenden Atomes genauer vorhersagen. Zum Anderen besteht die Möglichkeit, die hauptsächlich systematischen Effekte im Experiment gezielt einzuschränken und so eine größere Genauigkeit für die Extrapolation auf ein ruhendes Atom zu gewinnen. Ein theoretisches Modell ist, selbst wenn alle dabei verwendeten Idealisierungen und Näherungen unkritisch sind, auf die Gültigkeit seiner Eingangsdaten angewiesen. In unserem Fall bedeutet dies, daß man eine gut zutreffende Beschreibung der räumlichen Struktur und der Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls braucht. Durch die hohe Kollimation in unserer Anregungsgeometrie (Detektorblendendurchmesser 5 mm bei einer Anregungsstrecke von 121 mm) ist wohl die räumliche Struktur des Atomstrahls eher unkritisch. Anders verhält es sich mit der Geschwindigkeitsverteilung. Eine Abschätzung der mittleren freien Weglänge der Atome *in der Düse* ergibt, daß die Atome durchschnittlich mindestens einmal miteinander stoßen. Die Strömungsverhältnisse in der Düse sind damit im Grenzgebiet zwischen Knudsenströmung und molekularer Strömung, sodaß keine einfache theoretische Beschreibung möglich ist [82]. Erst die Expansion hinter der Düse lässt die Dichte so weit sinken, daß die Atome im Mittel stoßfrei durch die Wechselwirkungszone gelangen. Welche Auswirkungen die Stöße in der Düse auf die Geschwindigkeitsverteilung in der Wechselwirkungszone haben ist demnach nicht einfach vorherzusagen. Man kann sich leicht vorstellen, daß für sehr langsame Atome eine hohe Wahrscheinlichkeit besteht, in der Düse von schnelleren Atomen getroffen zu werden. Tatsächlich wurde ein Fehlen der sehr langsamen Atome

erstmal von Zacharias in einer Atomfontäne beobachtet und später von verschiedenen Autoren quantitativ berechnet [82]. Weiterhin ist nicht klar, ob die Atome wirklich vollständig an der Düse thermalisieren und die Geschwindigkeitsverteilung wirklich eine thermische Gleichgewichtsverteilung ist. Es wäre auch denkbar, daß die Rekombinationswahrscheinlichkeit für langsame Atome höher ist, und dadurch die Maxwell-Verteilung gestört wird. Zwar wurde von Claus Zimmermann ein vereinfachtes Linienmodell entwickelt [9, 83], aber bereits der Vergleich der berechneten Linienform mit Messungen bei verschiedener Temperatur in der Arbeit von Ferdinand Schmidt-Kaler zeigte die Grenzen des Modelles auf (siehe dazu die Diskussion der Linienform-Parameter in [10]). Aus diesem Grund schien es ratsam, nicht nur auf ein gutes Modell der Linienform zu setzen, sondern zu versuchen, die systematischen Abweichungen im Experiment vom Idealfall eines ruhenden, störungsfreien Atoms zu verringern. Entscheidend ist dabei die Erkenntnis, daß die dominierenden systematischen Effekte geschwindigkeitsabhängig sind. Sowohl der Dopplereffekt zweiter Ordnung, als auch die Durchflugsverbreiterung des Spektrums skalieren mit der Geschwindigkeit der Atome und führen zu Verbreiterungen des Spektrums in der Größenordnung von 10 kHz. Alle anderen systematischen Effekte sind vergleichsweise klein, sie bleiben unter 1 kHz Verbreiterung und werden im Abschnitt 4.1.5 besprochen.

Der Dopplereffekt zweiter Ordnung

Wird ein Atom im Laborsystem mit Licht der Frequenz ν_L und einem Wellenvektor \mathbf{k} beleuchtet, so ergibt sich die Frequenz ν_R des Lichtes im Ruhesystem des Atoms, das sich mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} gegen das Laborsystem bewegen soll, durch eine Lorentz-Transformation. Man erhält [84]

$$\begin{aligned}\nu_L &= \nu_R \left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right) / \left(1 + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{kc} \right) \\ &= \nu_R (1 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - v^2/(2c^2)) + O(v^4/c^4).\end{aligned}$$

Der erste Korrekturterm ist der gewöhnliche nichtrelativistische Dopplereffekt, der auch aus einer Gallilei-Transformation folgen würde. Für den dopplerfreien Anteil der Zweiphotonenanregung heben sich die Korrekturen dieses Termes gerade auf, da die beiden Photonen aus entgegenlaufenden Wellen absorbiert werden. Ganz dopplerfrei ist aber auch diese Anregung nicht, da die zweite Ordnung nicht von der Richtung der Lichtwellen oder der Bewegung abhängt. Dies ist ein rein relativistischer Effekt und kann als Verlangsamung der sich mit dem Atom bewegenden Uhr, wenn sie vom Laborsystem aus beobachtet wird, gedeutet werden. Die höheren Ordnungen tragen für Geschwindigkeiten wie sie im Experiment vorkommen weniger als 1 Hz bei und können im Folgenden vernachlässigt werden. Damit ist also die Zweiphotonen-Resonanzfrequenz, wie man sie im Labor beobachtet, abhängig von der Geschwindigkeit des Atoms.

Dies führt durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome zu einer Verbreiterung der Linienform. Die Größenordnung kann man aus der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit des Atomstrahls \bar{v} abschätzen, man erhält:

$$\Delta\nu = -\nu_R \left(\frac{\bar{v}^2}{2c^2} \right). \quad (4.2)$$

Der Effekt ist also proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit, für einen thermischen Atomstrahl mit $T = 78$ K und einer Anregungsfrequenz von $\nu_R = 1233$ THz (243 nm) erhält man $\Delta\nu \simeq 9$ kHz.

Die Durchflugsverbreiterung

Die Durchflugsverbreiterung resultiert aus der Tatsache, daß die Atome im Strahl nur eine endliche Zeit mit dem Lichtstrahl im Resonator wechselwirken. Selbst völlig monochromatisches Licht erscheint, wenn es nicht unendlich lange mit dem Atom wechselwirkt, sondern die Feldstärke eine Funktion der Zeit ist, $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t)$, wie eine Quelle mit endlicher Frequenzbreite. Die Frequenzbreite ist dabei durch die Fouriertransformierte von $\mathbf{E}(t)$ gegeben. Es ist daher nicht schwer, die Durchflugsverbreiterung abzuschätzen. Die strenge Grundlage dafür ist das Parsevalsche Theorem, aus dem man eine Beziehung über die Breiten von Maxima zusammengehöriger Fourierpaare herleiten kann (siehe z. B. Kapitel 2.4 und Anhang F in [85]). Vereinfacht gesprochen ergibt sich: Wenn die Funktion und ihre Fouriertransformierte die Form eines Hügels haben, dann ist die Breite des einen Hügels invers proportional zur Breite seiner Fouriertransformierten. Hat das Feld z.B. eine Einhüllende in Form einer Gaußfunktion der Breite τ , so ist die Fouriertransformierte ebenfalls eine Gaußglocke und die Breiten verhalten sich wie $\tau \longleftrightarrow \Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau}$ [85]. Durchfliegt das Atom also eine monochromatische Lichtquelle mit einem Gaußprofil und einer Halbwertsbreite w und hat dabei den Winkel θ zur Strahlachse und die Geschwindigkeit v , so erscheint das Spektrum der Lichtquelle mit einer Breite von

$$\Delta\nu = \frac{v \sin(\theta)}{\pi w}. \quad (4.3)$$

Die Verbreiterung ist also proportional zur Geschwindigkeit und invers proportional zum Strahldurchmesser. Weiterhin sieht man, daß für kleine Winkel θ die Verbreiterung abnimmt, weil sich das Atom dann länger bei hohen Feldamplituden bewegt. Eine Abschätzung mit den im Experiment typischen Werten $w \simeq 200$ μm , $v \simeq 1100$ m/s, $\theta \simeq 0.5^\circ$ ergibt $\Delta\nu = 15$ kHz.

4.1.3 Einschränkung der Durchflugsverbreiterung mit Blenden

Im Aufbau, in dem die Linienprofile von Abschnitt 4.1.1 gemessen wurden, war die Kollimation des Atomstrahles durch die Düsenaustritts- und Detek-

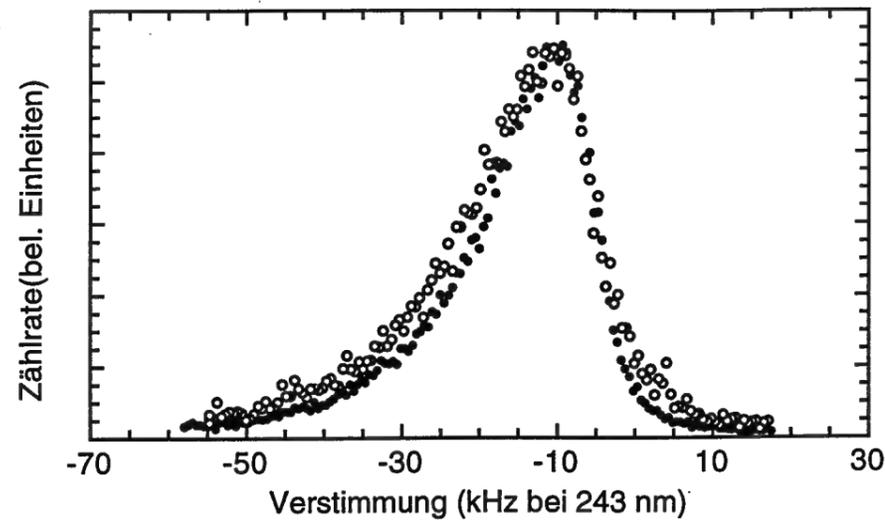


Abbildung 4.4: 1S-2S Signal mit kollimiertem Atomstrahl. Die Blendendurchmesser betragen 2.2 mm (offene Kreise) und 1.2 mm (geschlossene Kreise).

toreintrittsöffnungen gegeben. Die Atome konnten den Lichtstrahl unter maximal 3° kreuzen. Die Durchflugsverbreiterung für solche Atome betrug nach 4.3 etwa 90 kHz. Es schien daher interessant, zu untersuchen, ob man durch die Einführung einer Blende in der Strahlachse, unmittelbar vor dem Detektor eine Einschränkung der Durchflugsverbreiterung und damit eine schmalere Linie erhalten würde. Selbstverständlich bedeutete dies, den Gesamtfluß von metastabilen 2S-Atomen einzuschränken, und damit die statistischen Eigenschaften des Signals zu beeinträchtigen. Außerdem war nicht klar, ob eventuell die elektrischen Randfelder der Blenden die hindurchfliegenden metastabilen Atome durch Beimischung des 2P-Zustandes zum Zerfall bringen würden. Es zeigte sich aber, daß sogar Blenden mit einem Durchmesser von 1.2 mm noch hinreichend viele 2S-Atome durchließen, um ein Signal mit guter Statistik zu erhalten. Die Abbildung 4.4 zeigt das Signal mit Blenden von 2.2 mm und 1.2 mm. Die Signalthöhen sind normiert um den Effekt auf die Linienbreiten hervorzuheben. Die Spektren haben eine verringerte Linienbreite von 19 kHz (2.2 mm) bzw. 15 kHz (1.2 mm) und eine stärkere Asymmetrie durch den gegen die Durchflugsverbreiterung hervortretenden Dopplereffekt zweiter Ordnung. Die Halbwertsbreite der schmaleren Linie ist etwa halb so groß wie die ohne Blenden gemessene.

Den Blendenradius noch weiter zu verkleinern schien nicht sinnvoll, da der Dopplereffekt die Linienbreite schon klar bestimmte. Darüberhinaus wäre der Effekt auf die Wechselwirkungszeit klein gewesen, da Düsen- und Blendenradius ohnehin schon gleich waren.

4.1.4 Linienbreitenverringering durch verzögerten Nachweis

Die Methode

Nach Einführung der Blenden blieb der Dopplereffekt zweiter Ordnung als dominierender Verbreiterungseffekt. Er verbreitert nicht nur die Resonanz, sondern verschiebt auch immer die Resonanzfrequenz des bewegten Atomes zu kleineren Frequenzen. Zu berechnen, wie das Maximum einer im Atomstrahl beobachteten Resonanz gegen das von ruhenden Atomen verschoben ist, ist prinzipiell nicht einfach, da neben der Geschwindigkeitsverteilung der Atome auch die genaue Geschwindigkeitsabhängigkeit der Anregung berücksichtigt werden muß. Daher ist es vorteilhaft, bei möglichst geringen Geschwindigkeiten zu messen und den Effekt dadurch einzuschränken. Ursprünglich sollte dies durch Kühlen des Atomstrahls auf 4 K geschehen, was aber technisch schwierig ist (siehe Abschnitt 3.8.3). Als einfacher, aber sehr wirksam, erwies sich eine Methode mit verzögertem Nachweis, die nur das Signal der langsamen Atome im Strahl berücksichtigt. Damit werden die Durchflugsverbreiterung und der Dopplereffekt zweiter Ordnung gleichzeitig reduziert. Hinzu kommt der Vorteil, daß man die maximale Geschwindigkeit der beobachteten Atome genau kennt und daher zuverlässige Grenzen für die Verschiebung des Linienmaximums angeben kann.

Die Kernidee des Verfahrens ist es, das anregende Licht im Überhöhungsresonator auszuschalten, dann aber einige Zeit zu warten, bis man beginnt die angeregten 2S-Atome nachzuweisen. Die schnellen Atome haben dann den Detektor bereits passiert, sodaß man nur das Signal der langsamen registriert. Die maximale Geschwindigkeit der so selektierten Atome ist gegeben durch die Strecke d von der Düse zum Detektor, geteilt durch die Wartezeit τ nachdem das anregende Licht ausgeschaltet ist,

$$v_{max} = d/\tau.$$

Experimentell umgesetzt wird das Prinzip durch einen Photonen-zähler mit einstellbarem Zeitfenster (siehe Abschnitt 3.8.4). Der Chopper schaltet das anregende Licht mit einer Periodendauer von 2 ms an und aus. Das Abschalten des Lichtes wird von einer Photodiode registriert, mit der das transmittierte Licht des Überhöhungsresonators beobachtet wird. Die absteigende Flanke des Photodiodensignals triggert den Eingang des Photonen-zählers. Nach der eingestellten Verzögerungszeit beginnt das Gerät, die Pulse des Photomultipliers zu registrieren. Der zeitliche Ablauf innerhalb einer Chopperperiode ist in Abb. 4.5 dargestellt. Im Experiment wurde mit Verzögerungszeiten zwischen 26 und 450 μs gemessen. Die erhaltenen Linienformen für zwei verschiedene Verzögerungszeiten sind in der Abbildung 4.6 dargestellt. Die Linienbreite sinkt von 16 kHz bei 26 μs auf 4 kHz bei 225 μs .

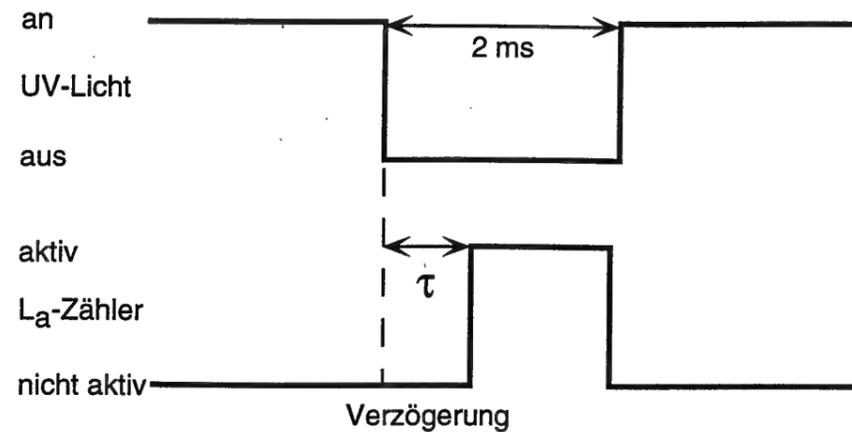


Abbildung 4.5: Zeitlicher Ablauf des verzögerten Nachweises.

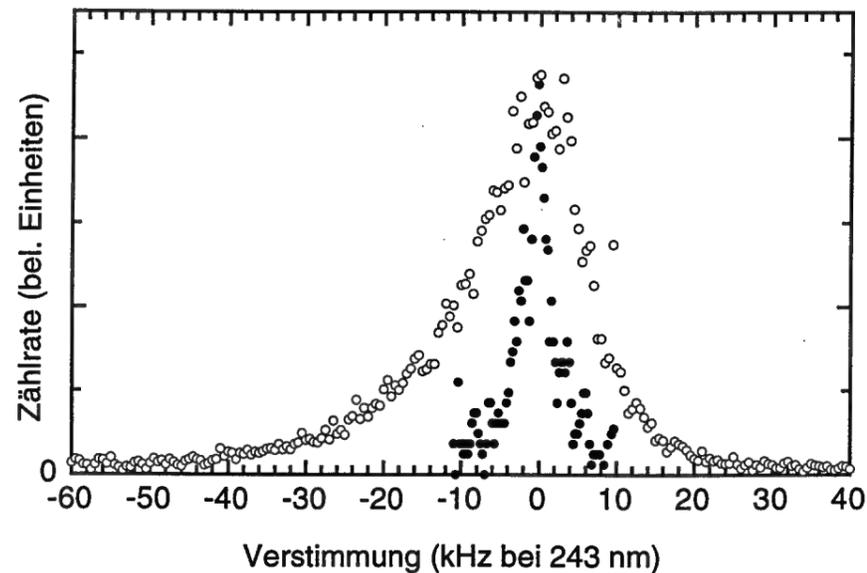


Abbildung 4.6: Mit verzögertem Nachweis gemessene Linien.

In Abbildung 4.7 ist die Linienbreite gegen die Verzögerungszeit aufgetragen. Die Linienbreite nimmt zunächst mit steigender Verzögerung schnell ab, bleibt dann aber ab $225 \mu\text{s}$ konstant bei einem Wert um etwa 4 kHz. Dies ist zunächst unerwartet, da die besprochenen Verbreiterungsmechanismen mit steigender Verzögerung weiter unterdrückt werden sollten. Der Grund für die nicht weiter fallende Linienbreite ist daher wohl die Frequenzstabilität des anregenden Lasers. Die beobachtete Linienbreite von 4 kHz ist im Einklang mit der im Schwebungssignal zweier unabhängiger Laser beobachteten Frequenzstabilität³

³Durch die Verdopplung des Lichtes vor der Anregung werden auch die Frequenzschwankungen verdoppelt

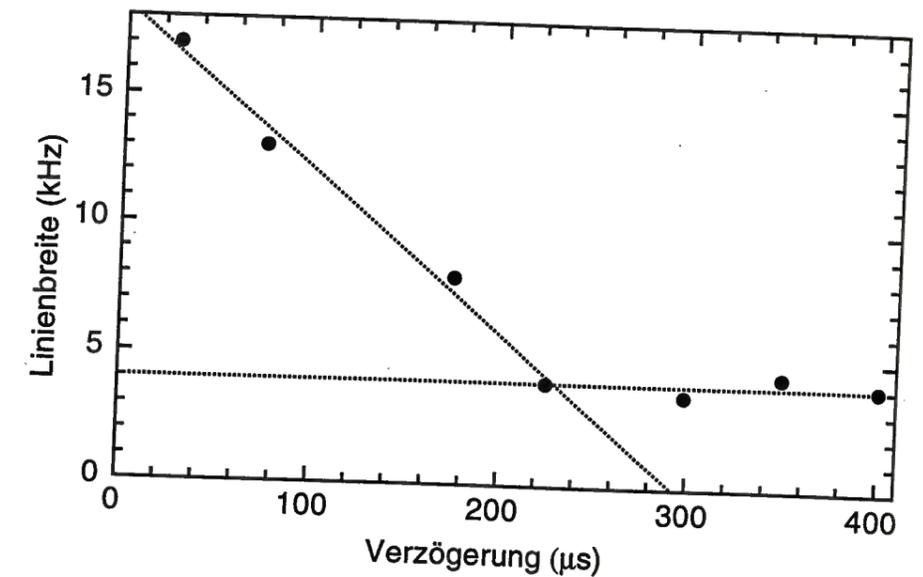


Abbildung 4.7: Gemessene Linienbreite in Abhängigkeit von der Verzögerung.

von 1.5 kHz in 1 s. Sobald der neue Referenzresonator fertiggestellt ist sollte es daher möglich sein, die Linienbreite noch weiter zu verringern. Ebenfalls deutlich zu erkennen ist in Abbildung 4.6 die Verschlechterung der Statistik des Signals, da die Zählrate bei größeren Verzögerungen stark abnimmt. Im einfachen Durchgang mit einer Meßzeit von 1 s pro Punkt werden ab etwa $200 \mu\text{s}$ Verzögerung nur noch Spektren mit schlechtem Signal-Rausch-Verhältnis beobachtet. Außerdem ist bei den so auftretenden Linienbreiten der Einfluß der Drift des Referenzresonators schon deutlich zu sehen. Spektren, bei denen die Frequenz in Richtung der Drift des Resonators durchgeföhren wird, haben um bis zu 1 kHz kleinere Linienbreiten als solche bei denen gegen die Drift verstimmt wird. Um diese unerwünschte Driftabhängigkeit auszuschalten muß man eine in der Zeit feste Frequenzmarke haben, gegen die man die Verstimmung des anregenden Lichtes messen kann. Überraschenderweise kann man dazu aber das Wasserstoffsignal selbst benutzen. Die absolute Lage des Maximums der unverzögerten Linienform unterliegt zwar den oben erwähnten Unsicherheiten, aber dennoch stellt es eine in der Zeit konstante Frequenzmarke dar. Daher kann man den Laser auf das Maximum der unverzögerten Linienform stabilisieren und von dort aus mit genauen Frequenzsprüngen die verzögerte Linienform abtasten. Der Meßzyklus besteht aus zwei Teilen. Zuerst wird die Maximumfrequenz mit einer Art Modulationsstabilisierung korrigiert, dann wird die verzögerte Zählrate an einem gegen die Maximumfrequenz verstimmten Punkt bestimmt. Durch Wiederholung dieses Zyklus für verschiedene Verstimmungen kann man schließlich die ganze Linienform abtasten.

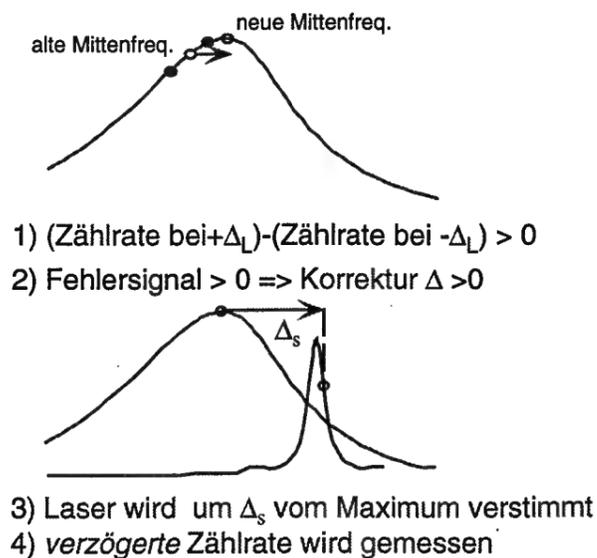


Abbildung 4.8: Schematischer Ablauf der driftkompensierten Messung für einen Meßpunkt.

sten.

Der Zyklus für einen Meßpunkt ist schematisch in Abbildung 4.8 dargestellt. Im Beispiel ist der Laser anfangs gegen das Maximum rotverschoben. Im ersten Schritt, der Korrektur der Maximumsfrequenz, benötigt man ein zur Verschiebung proportionales Fehlersignal. Dazu wird der Laser um Δ_L (etwa 4 kHz) gegen die vorherige Mittenfrequenz f_v zu kleinerer Frequenz verschoben und dort die Zählrate N_- bestimmt. Dann verstimmt man den Laser um Δ_L über die ursprüngliche Mittenfrequenz und bestimmt dort ebenfalls die Zählrate N_+ . Aus der Differenz der Zählraten ergibt sich die Frequenzkorrektur, $\Delta = C(N_+ - N_-)$. Die Verstärkung C und auch der Frequenzschritt Δ_L kann innerhalb des Meßprogramms auf dem Computer verändert werden um optimale Regeleigenschaften zu erreichen. Von der so korrigierten Maximumsfrequenz $f_n = f_v + \Delta$ wird der Laser im zweiten Schritt um einen genau definierten Betrag Δ_s verstimmt. Dort wird dann die Zählrate bestimmt. Durch Wiederholung solcher Zyklen mit verschiedenen Δ_s kann man die Linienform beliebig oft abtasten. Der einzige Nachteil der Methode ist, daß für die erreichbare Linienbreite nun nicht mehr die Stabilität des Farbstofflasers für relativ kurze Zeiten verantwortlich ist, sondern eine Kombination der Laserstabilität und der zusätzlichen Frequenzcharakteristik, die durch das Stabilisieren auf des Maximum der Linienform eingeführt wird. Die Bandbreite dieser Stabi-

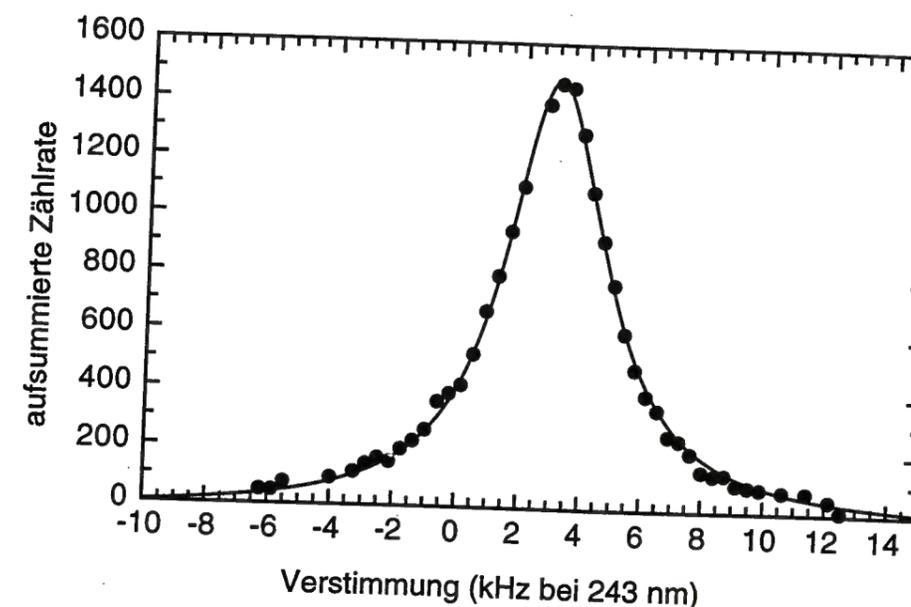


Abbildung 4.9: Linienform bei verzögertem Nachweis mit Driftkorrektur. Die Punkte wurden über je 7 Meßzyklen gemittelt. Die Verzögerung betrug $250 \mu\text{s}$. Der Durchmesser der Blende vor dem Detektor betrug 2.2 mm.

lisierung ergibt sich aus dem Abtasttheorem und ist abhängig von der Zeit die der komplette Zyklus beansprucht. Für eine Zykluszeit von 2 s ergibt sich beispielsweise eine Bandbreite von 0.25 Hz. Daher greift der Stabilisierungsmechanismus nur für sehr langsame Störungen (z. B. die Drift des Referenzresonators) in die Regelung des Farbstofflasers ein. Trotzdem ergibt sich bei dieser Methode eine minimale Linienbreite von 4 kHz. Abbildung 4.9 zeigt ein mit $250 \mu\text{s}$ Verzögerung und einem Blendendurchmesser von 2.2 mm gemessenes Spektrum.

Auch mit dieser Methode nimmt die Linienbreite für größere Verzögerungszeiten nicht weiter ab. Auch hier ist man demnach durch die Kurzzeitstabilität des Lasers begrenzt.

Die Meßgenauigkeit der 1S-2S Übergangsfrequenz

Die im letzten Abschnitt vorgestellten Methoden zur Verringerung der Linienbreite führen gleichzeitig auch zu einer deutlichen Verkleinerung der hauptsächlich systematischen Unsicherheiten bei der Angabe der 1S-2S Übergangsfrequenz eines ruhenden Atomes. Das Hauptproblem dabei ist der Einfluß des Dopplereffekts zweiter Ordnung, der die Linie nicht nur inhomogen verbreitert, sondern auch das Linienmaximum verschiebt. Bisher wurde die Verschiebung des Maximums aus der vereinfachten theoretischen Linie abgeschätzt. Die oben erwähnten Schwierigkeiten dabei führten dazu, daß die

Abschätzungen mit einer relativ großen Unsicherheit von 3 kHz bei 243 nm behaftet waren [12, 22]. Wenn man nun auf das unverzögerte Linienmaximum stabilisiert und die verzögerte Linienform aufnimmt, stellt die Frequenzachse die Verschiebung der verzögerten Linie relativ zum unverzögerten Linienmaximum dar. Da der Dopplereffekt zweiter Ordnung quadratisch mit der Geschwindigkeit der Atome zunimmt, ist aber das Maximum der verzögerten Linie nur sehr wenig gegen die Übergangsfrequenz für ein ruhendes Atom verschoben. Bei einer Verzögerung von $\tau = 450 \mu\text{s}$ ergibt sich die Maximalgeschwindigkeit eines detektierten 2S-Atomes zu

$$v_{\text{max}} = \frac{d}{\tau} \simeq 255 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Dabei ist d die Länge der Wechselwirkungszone ($d=11.5 \text{ cm}$). Die maximale Dopplerverschiebung bei 243 nm ist dann 445 Hz. Die typische Dopplerverschiebung dürfte etwa bei der Hälfte dieses Wertes liegen. Eine sehr konservative Abschätzung für die Verschiebung des verzögerten Linienmaximums ist also $\Delta\nu_v = 223(223) \text{ Hz}$. Damit kann man auch die Dopplerverschiebung des unverzögerten Maximums mit ähnlicher Genauigkeit angeben. Zur obigen Unsicherheit kommt noch der Fehler der Anpassung der Fitfunktion, und eine weitere kleine Unsicherheit, da die Lorentzfunktion, mit der die Linie angepasst wurde, nicht unbedingt der wahren Linienform entsprechen muß. Die wahre Linienform ist eine Faltung aus der Form der verzögerten Resonanzlinie und der spektralen Charakteristik des anregenden Lichtes und daher nur sehr schwer zu modellieren. Man sieht aber, daß die Lorentzfunktion die Meßpunkte gut widerspiegelt, daher ist der Fehler beim Bestimmen des Maximums klein. Beides zusammen wird ebenfalls konservativ zu 200 Hz abgeschätzt (statistischer Fehler des Fits: 124 Hz bei 90 % Konfidenz). Berücksichtigt man noch die kleinen systematischen Unsicherheiten des folgenden Abschnitts, so kann man die Verschiebung der Linienmitte der unverzögerten Linie gegen die Übergangsfrequenz eines ruhenden feldfreien Atomes zu 3.08(35) kHz bei 243 nm angeben. Die Unsicherheit ist also selbst mit den sehr konservativen Fehlergrenzen um etwa eine Größenordnung kleiner als bei den vorausgegangenen Messungen. Der Beitrag weiterer systematischer Effekte wird im folgenden Abschnitt abgeschätzt. Es zeigt sich, daß sie, mit Ausnahme des dynamischen Starkeffekts, vernachlässigbar klein gegen die geschwindigkeitsbedingte Unsicherheit sind. Die relative Unsicherheit der 1S-2S Übergangsfrequenz ist daher

$$\Delta\nu/\nu = 2.8 \cdot 10^{-13}.$$

Sie ist um einen Faktor 3.5 kleiner als die des methanstabilisierten Helium-Neon Standardlasers, gegen den die 1S-2S Übergangsfrequenz in Zukunft direkt bestimmt werden soll. Damit ist diese Messung nicht durch die Genauigkeit des Wasserstoffspektrometers, sondern durch die des Standards limitiert.

4.1.5 Diskussion weiterer systematischer Effekte

Dynamische Stark-Verschiebung

Unausweichlich bei der Zweiphotonenanregung ist eine Verschiebung der beteiligten Niveaus durch die nichtresonante Kopplung von Atom und Lichtfeld. Durch die hohe Intensität, die nötig ist, um einen Zweiphotonen-Übergang zu treiben erhält man beträchtliche Verschiebungen, obwohl der Effekt nichtresonant ist. Im Experiment beträgt die Leistung I im Überhöhungsresonator maximal 100 mW pro Richtung. Die Verschiebung ist linear in der Intensität [86],

$$\Delta\nu_{AC\text{-Stark}} = 1.667 \cdot 10^{-4} I \frac{\text{Hz m}^2}{\text{W}}.$$

Die resultierende Verschiebung im Experiment beträgt maximal 132 Hz bei 243 nm.

Verschiebung durch statische elektrische Felder

Ein statisches elektrisches Feld mischt den 2S Zustand mit dem nahe benachbarten 2P Zustand (Stark-Effekt), dabei tritt eine Energieverschiebung auf [26]:

$$\Delta\nu_{\text{Stark}} = 1800 E^2 \frac{\text{Hz m}^2}{\text{V}^2}.$$

Deshalb sind alle Flächen in der Nähe des Atomstrahls geerdet und mit einer Graphitschicht überzogen. Die Pariser Gruppe hat mit einer vergleichbaren Anordnung statische Felder unter 2 mV/cm gemessen [87]. Selbst wenn die Felder in unserer Apparatur 200 mV/cm betragen sollten ist die Verschiebung kleiner als 10 Hz bei 243 nm.

Verschiebung durch das Magnetfeld

Der Einfluss eines statischen magnetischen Feldes auf unser Experiment wurde bereits in Abschnitt 4.1.1 besprochen. Die in unserer Messung betrachtete Komponente mit $F = 1$ und $m_F = \pm 1$ ($F = 3/2$, $m_F = \pm 3/2$ in Deuterium) spaltet durch das anormale magnetische Moment in zwei gleichgroße Komponenten auf. Sie liegen symmetrisch um die feldfreie Resonanz und können nicht aufgelöst werden, da ihr Abstand für ein Feld von 10 G lediglich 180 Hz bei 243 nm beträgt. Dieser Effekt wirkt also wie eine Verbreiterung, aber nicht wie eine Verschiebung.

Ionisation von 2S ins Kontinuum

Vom 2S Zustand aus genügt ein weiteres Photon bei 243 nm um einen Übergang ins Kontinuum zu treiben und das Atom so zu ionisieren. Dies führt

zu einer effektiven Verringerung der Lebensdauer im 2S Zustand und damit zu einer Linienverbreiterung. Sie beträgt in unserem Fall [88]:

$$\Delta\nu_{Ioni} = 1.803 \cdot 10^{-4} I \frac{Hz m^2}{W}$$

Für 100 mW umlaufende Leistung ist die Verbreiterung etwa 144 Hz bei 243 nm.

4.2 Doppeltresonante Spektroskopie am 1S-2S und 2S-4S Übergang

Ein früher Teil der Doktorarbeit war die Mitwirkung beim Frequenzvergleich des 1S-2S Überganges mit dem 2S-4S Übergang in getrennten Apparaturen [12]. Als Maßstab zur Bestimmung der Differenz zwischen der 1S-2S- und der 2S-4S Zweiphotonenübergangsfrequenz diente das Schwebungssignal zwischen dem Farbstofflaser bei 486 nm und einem kleinen frequenzverdoppelten Anteil des Lichtes des Titan-Saphir Lasers, der bei 972 nm arbeitet. Sind beide Lichtfelder resonant mit ihrem jeweiligen Übergang, so ist die Schwebungsfrequenz gegeben durch

$$\Delta_f = 2f(2S - 4S) - \frac{1}{2}f(1S - 2S). \quad (4.4)$$

Der Vergleich dieser Frequenzdifferenz mit der Theorie ist einer der besten Tests der Quantenelektrodynamik und ermöglicht außerdem die Bestimmung der 1S-Lamb Verschiebung, die nicht direkt meßbar ist. Weiterhin kann aus der Kombination der Theorie mit dem Experiment die 2S-Lamb Verschiebung bestimmt werden, die man dann mit den entsprechenden Radiofrequenzexperimenten [25] vergleichen kann um eventuell vorhandene systematische Fehler auszuschließen. Nicht zuletzt erlaubt die Kombination des experimentellen Ergebnisses mit der Absolutfrequenzmessung eine Bestimmung der Rydberg-Konstante, deren Genauigkeit nicht durch die Radiofrequenzmessung der 2S-2P Differenz beschränkt ist (siehe Abschnitt 2.3). Alle diese Möglichkeiten werden um so interessanter, je genauer die Differenz experimentell bestimmt wird. Beim Experiment in getrennten Apparaturen war der Vergleich von verschiedenen Faktoren begrenzt. Der damals benutzte thermische Atomstrahl mit Elektronenstoßanregung hatte eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 3000 m/s-3500 m/s. Die große Winkelverteilung eines solchen Strahles hatte zur Folge, daß viele der Atome nur für einen Bruchteil ihres Weges zwischen Elektronenstoß und Detektor im anregenden Licht flogen. Diese beiden Faktoren ergeben eine relativ kleine Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld. Daher war eine hohe Lichtleistung zur effizienten Anregung nötig. Folgerichtig war der dominierende systematische Effekt die Verschiebung der Atom-Energieniveaus im Licht (AC-Stark Effekt). Die hohe Geschwindigkeit führt außerdem zu einem Dopplereffekt zweiter Ordnung von etwa 10-30 kHz (der Effekt verringert

sich etwas gegen die Abschätzung (4.3), da langsame Atome mehr zum Signal beitragen).

Die statistische Unsicherheit wurde vom Streulichtuntergrund aus der Elektronenkanone dominiert, der das Signal-Rausch Verhältnis der Fluoreszenzsignale begrenzte (Eine genauere Beschreibung der Messung enthält der Abschnitt 5.2). Hinzu kam, daß die Elektronenstoßanregung alle drei m_F -Unterkomponenten des $F=1$ Hyperfeinzustandes bevölkert. Dies führt zu einer Aufspaltung der 2S-4S Übergangslinie im Restmagnetfeld der Apparatur und damit zu einer weiteren Unsicherheit bei der Interpretation der Linienform. Alle diese Punkte kann man stark verbessern, wenn man die optisch angeregten, kalten 2S Atome in der 1S-2S Apparatur benutzt, um den 2S-4S Übergang zu beobachten. Die mittlere Geschwindigkeit der optisch angeregten 2S Atome wurde mit einer numerischen Simulation der Anregung bestimmt und liegt bei etwa 800 m/s. Das bedeutet eine im Mittel um einen Faktor 4 kleinere Geschwindigkeit. Gleichzeitig verspricht die optische Anregung eine hervorragende Kollimation der 2S Atome. In einem sowohl bei 972 nm als auch bei 243 nm resonanten linearen Resonator ist der Modendurchmesser bei 972 nm doppelt so groß wie der bei 243 nm [72]. Um angeregt zu werden müssen die Atome fast kollinear zum ultravioletten Licht fliegen. Ihre Trajektorien haben daher einen ausgezeichneten Überlapp mit der Infrarot-Mode. Insgesamt erhöht sich die mittlere Wechselwirkungszeit und es ist daher möglich dieselbe Anregungsrate mit weniger infraroter Lichtleistung zu erhalten. Auch das Streulicht durch den Glühdraht der Elektronenstoßanregung fällt dann weg. Die optische Anregung der 2S Atome sorgt dafür, daß alle Atome im metastabilen Zustand sich in den magnetfeldinsensitiven äußeren m_F -Unterkomponenten befinden (bei Wasserstoff $m_F = \pm 1$, bei Deuterium $m_F = \pm 3/2$), solange ein hinreichend starkes Hilfsmagnetfeld die m_F Komponenten trennt (siehe Abschnitt 4.1.1). Eine Verbreiterung des 2S-4S Übergangs durch Restmagnetfelder ist daher unterdrückt.

Anfang 1994 wurde daher, gemeinsam mit Andreas Huber, mit dem Umbau der Apparatur auf die doppeltresonante Anregung begonnen. Im September 1994 gelang es uns erstmals eine 1S-2S/2S-4S Doppelresonanz zu beobachten. Dabei wurde der 2S-4S Übergang resonant gehalten und die Frequenz des ultravioletten Lichtes durchgeföhren. Im Dezember konnten wir die erste 2S-4S Linienform aufzeichnen. Dabei wurde der 1S-2S Übergang dauernd resonant gehalten, während das infrarote Licht durchgestimmt wurde. Obwohl noch zu wenig Daten vorhanden sind, um die statistische Unsicherheit der alten Messung zu unterbieten, kann man aus den bisher gemessenen Spektren Vorhersagen über die vermutlich erreichbare Präzision treffen. Nach unserem Wissen ist dies die erste experimentelle Verwirklichung einer doppeltresonanten Anregung mit zwei optischen Zweiphotonen-Übergängen. Es existiert bisher auch keine theoretische Beschreibung der zu erwartenden Linienformen. Anders als bei doppeltresonanten Dipolübergängen hat man es hier einerseits mit der nichtresonanten AC-Starkverschiebung, andererseits aber auch mit der Verschiebung

durch die resonante Kopplung des 2S Niveaus an das 4S Niveau zu tun. Wie in den vorhergehenden Versuchen ist ein gutes theoretisches Verständnis der Linie nötig um die gemessenen Spektren zu interpretieren. Daher haben wir begonnen, die Theorie dieses Vorganges zu untersuchen. Ziel ist auch hier eine numerische Simulation der Linienform.

4.2.1 Erzeugung und Frequenzbestimmung des Schwebungssignals

Ein wesentlicher experimenteller Punkt ist die genaue Bestimmung der Frequenz des resonanten Schwebungssignals (4.4). Dazu werden etwa 20 mW des Lichtes aus dem Farbstofflaser mit einer Glasfaser auf den Tisch des Titan-Saphir Lasers geleitet. Von diesem wird ebenfalls ein kleiner Teil (etwa 100 mW) seiner Ausgangsleistung abgezweigt und in einem Kaliumniobatkristall (KNbO_3) im einfachen Durchgang verdoppelt. Es entstehen etwa $8 \mu\text{W}$ bei 486 nm. Die beiden Lichtstrahlen bei 486 nm werden in einem Strahlteilerwürfel überlagert und auf eine schnelle Photodiode (Antel AR-S2) fokussiert. Das auf der Diode entstehende Intensitätsschwebungssignal bei etwa 5 GHz wird verstärkt (Verstärker Miteq AFS 4, 22 dB und Miteq AFD-3, 25 dB, Bandbreite jeweils 4-8 GHz) und mit einem Spektrumanalysator (HP 70000 System von Hewlett Packard) beobachtet. Das Schwebungssignal hat eine Breite von etwa 20 kHz, entsprechend der gefalteten Linienbreite der Lichtquellen, und liegt in der Spitze 35 dB über dem Rauschuntergrund. Die Mittenfrequenz des Schwebungssignals wird über eine IEEE-Schnittstelle vom Meßrechner ausgelesen. Diese Mittenfrequenz wird aber, da die scharfen Frequenzfilter des Spektrumanalysators eine nicht zu vernachlässigende systematische Fehlerquelle darstellen, auch noch auf eine andere Art gemessen. Dazu wird die Hälfte des verstärkten Schwebungssignals über einen weiteren Verstärker (Miteq AFS-4, 22 dB) in einen Hochfrequenzmischer (Anzac MDC-165) geleitet. Ein auf den Rubidiumstandard stabilisierter RF-Synthesizer (HP 83623 A, Ausgangsleistung 7 dBm) dient als Lokaloszillator. Seine Frequenz wird vom Meßrechner so nachgeführt, daß das niederfrequente Mischprodukt immer nahe bei 10 MHz liegt. Das Rauschen um den niederfrequenten Träger erlaubt es nicht, dieses Mischprodukt direkt mit einem Frequenzzähler zu zählen. Daher wird zunächst ein Tracking-Oszillator [89, 20], der um 10 MHz arbeitet, auf das verstärkte (Miteq AU 1126, 26 dB, 1-200 MHz) Mischsignal phasenstabilisiert. Er ersetzt in diesem Fall ein schmalbandiges passives Filter. Im Gegensatz zu diesem wird aber seine Ausgangsfrequenz der Eingangsfrequenz aktiv nachgeführt, sodaß er immer maximale 'Transmission' hat. Außerhalb der Regelbandbreite des Tracking-Oszillators wird das Rauschen effizient unterdrückt. Mit dem nachfolgenden Frequenzzähler (Advantest TR 5214) wird schließlich die an das Schwebungssignal gebundene Ausgangsfrequenz des Tracking-Oszillators gezählt. Durch Beobachtung des Ausgangssignals des Tracking-

Oszillators auf einem zweiten Spektrumanalysator (HP 8591 A) wird sichergestellt, daß dieser auch wirklich auf das Mischprodukt stabilisiert ist (man beobachtet die durch die Regelung hervorgerufenen Seitenbänder). Der Frequenzzähler ist ebenfalls an den Rubidiumstandard gebunden und wird vom Meßrechner ausgelesen.

4.2.2 Das Meßverfahren

Alle bisher durchgeführten Messungen wurden an der $F = 1$, $m_F = \pm 1$ Komponente der Übergänge gemacht. Die Entartung der $m_F = 0$ Hyperfeinkomponente wurde mit dem Hfsmagnetfeld aufgehoben (siehe 4.1). Zu Beginn einer Messung bringt man zunächst den Farbstofflaser mit Hilfe des Tellurspektrometers in die Nähe der 1S-2S Resonanz. Dann wird der Überhöhungsresonator durch Verfahren des 'Inchworm'-Piezotranslators gleichzeitig resonant für das infrarote Licht des Titan-Saphir-Lasers und für das ultraviolette Licht des verdoppelten Farbstofflasers gemacht (Der Resonator wird genau in Abschnitt 3.7.2 beschrieben). Der Überhöhungsresonator wird daraufhin auf das Licht des infraroten Lasers stabilisiert. In seinen TEM_{00} -Moden laufen nun simultan etwa 30 mW ultraviolettes- und maximal 12 W infrarotes Licht um. Nun sucht man die 1S-2S Resonanz, wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben. Hat man sie gefunden, so wird das Schwebungssignal zwischen dem Farbstofflaser und dem verdoppelten Titan-Saphir Laser beobachtet und auf eine Frequenz von etwa 4836 MHz gebracht. Der Titan-Saphir Laser steht dann etwa auf der Mitte der 2S-4S Resonanz für die magnetfeldunempfindlichen, fast entarteten Hyperfeinzustände $F = 1$, $m_F = \pm 1$. Auch die Länge des Überhöhungsresonators wird so nachgefahren, daß er wieder genau doppeltresonant ist. Stimmt man nun den Farbstofflaser über die 1S-2S Resonanz durch, so wird ein Teil der angeregten, metastabilen 2S-Atome durch das Licht des ebenfalls resonanten Titan-Saphir Lasers in den 4S Zustand gehoben. Um die Linienform des 2S-4S Übergangs aufzuzeichnen, wird zunächst der Farbstofflaser mit dem in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Verfahren auf das Maximum der 1S-2S Linie stabilisiert. Dann wird der Titan-Saphir Laser über die 2S-4S Resonanz verstimmt und jeweils die Fluoreszenzrate gegen die Schwebungsfrequenz aufgezeichnet. Um den Überhöhungsresonator für beide Lichtquellen optimal resonant zu halten, wird der Piezotranslator für jeden Frequenzschritt des Titan-Saphir Lasers um einen bestimmten Weg verfahren. Das Verhältnis von Verfahrenweg und Verstimmung wurde dazu in Vorversuchen ermittelt. Um die Leistungsverbreiterung und -verschiebung des 2S-4S Übergangs aus der Messung der Schwebungsfrequenz zu eliminieren, soll das beschriebene Verfahren mit verschiedenen infraroten Lichtleistungen wiederholt und die gemessenen Schwebungsfrequenzen dann zur Leistung Null extrapoliert werden.

4.2.3 Experimentelle Spektren

In den ersten Versuchen, die Doppelresonanz von 1S-2S und 2S-4S Übergang zu beobachten und Aufschluss über die zu erwartende Signalstärke zu erhalten, wurde nicht das für die endgültige Messung vorgesehene Verfahren angewandt, bei dem der Farbstofflaser fest auf die 1S-2S Resonanz gebunden wird, während man den Titan-Saphir Laser über die 2S-4S Resonanz verstimmt. Vielmehr wurde der Titan-Saphir Laser fest auf die aus dem Vorgängerexperiment bekannte Schwebungsfrequenz bei Doppelresonanz gestellt und dann der Farbstofflaser über die 1S-2S Resonanz verstimmt. Man erwartet dann, daß ein gleichbleibender Bruchteil der in den 2S Zustand angeregten Atome weiter in den 4S Zustand gehoben wird, deren 4S-2P Fluoreszenz anschließend beobachtet werden kann. Die Signalstärke des Fluoreszenzdetektors ist dann proportional zur 2S Anregungsrate, sodaß der Frequenzverlauf des Fluoreszenzsignals im Wesentlichen dem des Signals des Metastabilendetektors am Ende der Anregungsstrecke entspricht (Es besteht ein kleiner Unterschied, da das Signal des Metastabilendetektors proportional zur 2S Besetzung *am Ende* der Anregungsstrecke ist, während das Fluoreszenzsignal proportional zur Besetzung des 2S-Zustands entlang der *ganzen Strecke* ist). Abbildung 4.10 zeigt das simultan mit dem Metastabilensignal gemessene Fluoreszenzsignal. Die Schwebungsfrequenz im Linienmaximum der 1S-2S Resonanz betrug 4836.6 MHz, sodaß die Leistungsverschiebung aus der zu Null Leistung extrapolierten Schwebungsfrequenz der Vorgängermessung (4836.14 MHz) zu etwa 460 kHz abgeschätzt werden kann, bei einer umlaufenden IR-Leistung von etwa 11 W. Auf einem Untergrund von etwa 3200 Ereignissen in 100 ms erhält man ein Fluoreszenzsignal von etwa 1000 Ereignissen pro 100 ms. Der ähnliche Verlauf mit der Frequenz ist gut zu sehen. Der Untergrund von 3200 Ereignissen pro Sekunde setzt sich zusammen aus etwa 400 Ereignissen durch restliches Leuchten aus der Gasentladung und etwa 2800 Ereignissen durch Streulicht. Das Streulicht ist nur sehr schwer zu unterdrücken, da es durch Frequenzkonversion des UV-Lichtes auf den Spiegeloberflächen entsteht (Auf der Spiegeloberfläche ist ein weiß leuchtender Punkt zu erkennen, die Betrachtung mit einem Taschenspektrometer zeigt, daß auch ein Anteil blaues Licht bei 486 nm enthalten ist). Durch den Einsatz von mehreren Blenden konnte der Streulichtuntergrund von etwa 80000 Ereignissen auf den im Spektrum sichtbaren Wert verringert werden. Unter der Annahme, daß der Untergrund eine Poisson-Statistik aufweist, ergibt sich ein Signal-zu-Rausch Verhältnis von 50 in einer Sekunde. Der beste Wert im Vorgängerexperiment war etwa 10. Schließlich wurde noch ein Spektrum nach dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Verfahren aufgenommen, also so, wie die Messung dann letztendlich stattfinden soll (siehe Abbildung 4.11). Dazu wurde der Titan-Saphir Laser viermal über die 2S-4S Resonanz verstimmt und die gemessene Fluoreszenzrate gemittelt. Von der erhaltenen Rate wurde der durchschnittliche Streuuntergrund abgezogen und die so ermittelte Differenz schließlich durch die gleichzeitig gemessene

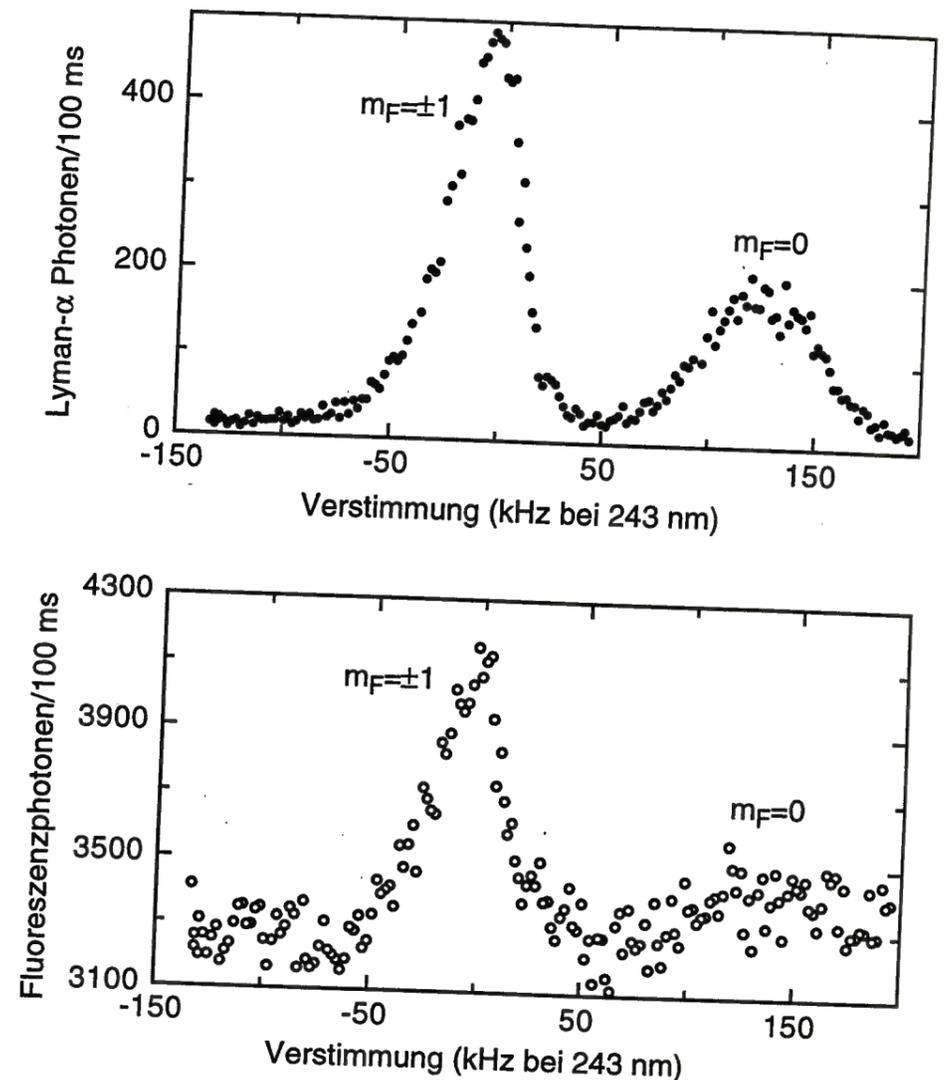


Abbildung 4.10: Signal des Metastabilendetektors und des Fluoreszenzdetektors. Der Titan-Saphir Laser ist fest auf der Frequenz des Maximums der 2S-4S Resonanz, während der Farbstofflaser über die 1S-2S Resonanz verstimmt wird. Durch das Magnetfeld ist die $m_F=0$ -Komponente des 2S-4S Übergangs verbreitert und verschoben.

Metastabilenrate geteilt. Da das Fluoreszenzsignal in erster Ordnung proportional zum Metastabilenfluss ist, kann man so Schwankungen in der 1S-2S Anregungsrate ausgleichen, die zum Beispiel durch nicht perfektes Nachfahren der Resonatorlänge entstehen können. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis beträgt 24 in einer Sekunde. Man beobachtet bei 11(1) W umlaufender Leistung im Resonator eine Verschiebung von 484(12) kHz, bei einer Linienbreite von 1.50(16) MHz. Der Vergleich mit der natürlichen Linienbreite von 690 kHz

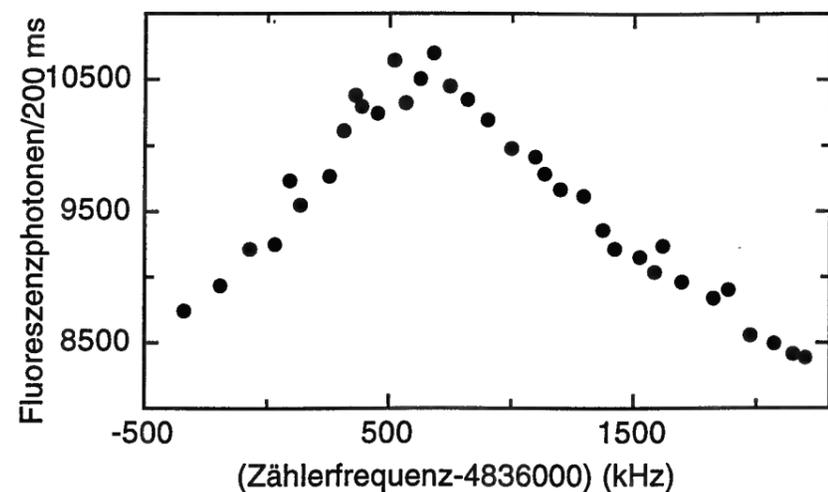


Abbildung 4.11: Gemessene Linienform der 2S-4S Resonanz. Die Leistung bei 972 nm betrug etwa 11 W. Die aufgetragenen Punkte stellen die Mittelung über 4 hintereinander erhaltene Signale dar.

zeigt, daß die Linie schon deutlich leistungsverbreitert ist. Die statistische Unsicherheit mit der aus dieser kurzen Messung (Dauer etwa 4 Minuten) auf die Frequenz des Linienmaximums geschlossen werden kann beträgt etwa 21 kHz. Im Moment arbeiten wir daran, einige technische Details der Apparatur zu verbessern und den Streuuntergrund weiter zu verringern. Eine Verbesserung der Statistik bedeutet eine drastische Einsparung an Meßzeit, sodaß sich Sorgfalt in diesem Punkt sicher lohnt. Um die statistische Unsicherheit auf den angestrebten Wert von etwa 1 kHz zu bringen, müsste man im Moment eine reine Meßzeit von etwa $441 \cdot 4$ Minuten rechnen, also etwa 30 Stunden, da die statistische Unsicherheit nur etwa mit der Wurzel der Meßzeit sinkt.

4.2.4 Diskussion der erreichbaren Meßgenauigkeit

Um die erreichbare Meßgenauigkeit für die Schwebungsfrequenz zu diskutieren, wird angenommen, daß die statistische Unsicherheit, durch hinreichend langes Mitteln, kleiner als 1 kHz ist. Die Frage ist nun, wie groß die Unsicherheit durch systematische Effekte ist. Durch die Beschränkung auf die magnetfeldinsensitiven $m_F = \pm 1(3/2)$ Komponenten bleibt die Verschiebung der Schwebungsfrequenz durch das anormale Moment des Elektrons unter 100 Hz (siehe 4.1.1). Damit reduzieren sich die möglichen Fehlerquellen, die Beiträge in der Größenordnung von 1 kHz liefern, auf drei, nämlich die Leistungsverschiebung, den Dopplereffekt zweiter Ordnung und die Modellabhängigkeit bei der Beschreibung der Linienform. Die Unsicherheit in der Leistungsverschiebung betrug im Vorgängerexperiment immerhin 10 kHz. Um dies zu unterschreiten muß

man einerseits bei geringeren Leistungen messen, andererseits aber auch diese Leistungen möglichst genau kennen. Bei dem gegenwärtigen Signal-zu-Rausch-Verhältnis sollte es möglich sein, bei rund einem Viertel der im Vorgängerexperiment benutzten minimalen Leistung zu messen. Weitere Verbesserungen scheinen hier möglich. Zusätzlich erlaubt die Tatsache, daß man auch die 1S-2S Resonanz beobachtet, eine sehr genaue Bestimmung der tatsächlich umlaufenden Leistung. Dazu macht man sich zunutze, daß die Leistungsverschiebung ein nichtresonanter Vorgang ist. Verstimmt man den Titan-Saphir Laser z.B. um 20 Linienbreiten, also etwa 30 MHz, so sollte sich die Leistungsverschiebung bei 11 W umlaufender Leistung lediglich um einige Mikrohertz verändern. Variiert man nun die IR-Leistung (z.B. 10 sec 10 W, 10 sec 5 W) und hält dabei den Farbstofflaser auf das Maximum der Resonanz stabil, so sollte sich die Frequenz dieses Maximums im Takt des Umschaltens verändern. Bei 11 W, entsprechend einer Leistungsverschiebung der Schwebungsfrequenz (4.4) von 500 kHz ergibt sich eine erwartete Änderung der AOM-Frequenz beim 1S-2S Maximumslock von etwa 15 kHz. Die Auflösung der Verschiebung sollte etwa 50 Hz betragen. Das bedeutet man kann die Leistungsverschiebung des 2S-Niveaus auf etwa 3 Promille genau messen. Durch Vergleich mit dem entsprechenden Wert aus der Modellrechnung der Doppelresonanz sollte es daher möglich sein, diesen systematischen Effekt auf etwa 1-2 kHz genau zu bestimmen. Die verbleibende Unsicherheit ist die Dopplerverschiebung 2. Ordnung. Für den 1S-2S Übergang ist es möglich, diese Größe für das Linienmaximum auf besser als 150 Hz bei 486 nm zu bestimmen (siehe Abschnitt 4.1.4). Die Verschiebung des 2S-4S Übergangs beträgt bei der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit der 2S Atome von etwa 620 m/s etwa 1.3 kHz bei 486 nm. Mit einem guten theoretischen Modell sollte es kein Problem sein, diese Verschiebung mit einer Genauigkeit von 10 % wiederzugeben. Wenn es also gelingt, ein gutes Modell der Linienform zu erstellen, so sollte man die Schwebungsfrequenz (4.4) auf etwa 1 kHz genau ermitteln können.

Kapitel 5

Präzise Messungen und Vergleiche von Übergangsfrequenzen

Dieser Abschnitt ist eine Zusammenfassung der bisher unter Mitwirkung des 1S-2S Spektrometers durchgeführten Messungen und Frequenzvergleiche und der daraus folgenden Werte verschiedener Naturkonstanten.

Es handelt sich dabei um die Messung der *Isotopieverschiebung* des 1S-2S Übergangs in Wasserstoff und Deuterium durch direkten Frequenzvergleich, eine Bestimmung der *1S Lamb-Verschiebung* in Wasserstoff und Deuterium durch Vergleich der 1S-2S mit der 2S-4S Übergangsfrequenz und schließlich die Vermessung der *Absolutfrequenz des 1S-2S Übergangs* relativ zu einem methan-stabilisierten Helium-Neon Standard. Allerdings muß betont werden, daß das 1S-2S Spektrometer für die letzten beiden Versuche nur einen Teil der Versuchsanordnung darstellte. Der Vergleich der 1S-2S mit der 2S-4S Übergangsfrequenz wurde in Zusammenarbeit mit Ferdinand Schmidt-Kaler, Martin Weitz und Andreas Huber durchgeführt. Der 2S-4S Übergang wurde dabei in einem separaten Spektrometer beobachtet, das Martin Weitz in seiner Doktorarbeit aufgebaut hatte. Ebenso war für die Messung der 1S-2S Absolutfrequenz der Einsatz einer sehr komplexen Frequenzkette nötig, die von Thomas Andrae, Wolfgang König und Robert Wynands aufgebaut und betrieben wurde. Erst diese Frequenzkette ermöglicht den Vergleich der Farbstofflaserfrequenz mit der des Standards. Die Isotopieverschiebungsmessung wurde ebenfalls gemeinsam mit Ferdinand Schmidt-Kaler durchgeführt. Alle diese Messungen sind also das Ergebnis von Kooperationen.

5.1 Die Isotopieverschiebung des 1S-2S Übergangs

Der Kern des schwereren Wasserstoffisotopes Deuterium besteht aus einem Proton und einem Neutron und hat daher eine etwa doppelt so große Masse wie der aus einem Proton bestehende Wasserstoffkern. Ebenfalls verschieden sind sein Ladungsradius und sein Kernspin. Hauptsächlich der für Isotope große relative Massenunterschied führt zu einer besonders hohen Isotopieverschiebung des 1S-2S Übergangs von etwa 672 GHz. Die inzwischen erreichbare Meßgenauigkeit macht es aber möglich, auch die wesentlich kleineren Effekte von Ladungsverteilung und Kernspin aufzulösen. Die theoretische Behandlung der Isotopieverschiebung wurde in Abschnitt 2.2.2 dargestellt. Die größte Unsicherheit beim Vergleich von Theorie und Experiment ist der Ladungsradius des Deuterons. Daher kann dieser aus der Kombination von Theorie und Messung neu bestimmt werden.

5.1.1 Prinzip und Ablauf der Isotopieverschiebungsmessung

Die Anordnung zur Messung der Isotopieverschiebung ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Laser 1 ist der Farbstofflaser des Wasserstoffspektrometers, der entweder den 1S-2S Übergang in Wasserstoff oder in Deuterium anregt. Laser 2 ist ein ebenfalls radiofrequenzstabilisierter Farbstofflaser (Er wurde auch für die Schwebungsexperimente mit dem Spektroskopielaser benutzt). Ein schneller elektrooptischer Modulator prägt dem Laser 2 zwei Seitenbänder bei 84 GHz auf. Die Modulationsfrequenz ist dabei auf eine hochgenaue Frequenzreferenz phasenstabilisiert. Sie ist die 837. Harmonische eines Oszillators mit der Frequenz f_{ref} nahe bei 100 MHz. Der Modulator wurde im Rahmen meiner Diplomarbeit [90] entwickelt und ist in Referenz [13] ausführlich beschrieben. Die Wellenlänge des Lasers 1 zur Anregung von Wasserstoff beträgt 486.269 nm, die für Deuterium 486.137 nm. Laser 2 wird ungefähr in die Mitte zwischen diese Wellenlängen gestellt, also auf etwa 486.203 nm. Die aufgeprägten Seitenbänder sind dann gerade bei 486.269 nm und 486.137 nm, daher kann, während Laser 1 den 1S-2S Übergang eines der Isotope anregt, seine Schwebungsfrequenz mit dem jeweiligen Seitenband von Laser 2 beobachtet werden. Die experimentelle Isotopieverschiebung ist dann gegeben durch

$$\Delta I_{exp} = 2 \cdot 2(f_{SH} + 2 \cdot 837 \cdot f_{ref} + f_{SD}). \quad (5.1)$$

Dabei ist f_{SH} die Schwebungsfrequenz von Laser 1 und Laser 2, während Laser 1 wie in 4.1.4 beschrieben auf das Maximum der 1S-2S Linienform von Wasserstoff stabilisiert wird. Analog ist Laser 1 bei f_{SD} auf das Maximum der Deuteriumlinienform stabilisiert. Die experimentelle Hauptschwierigkeit

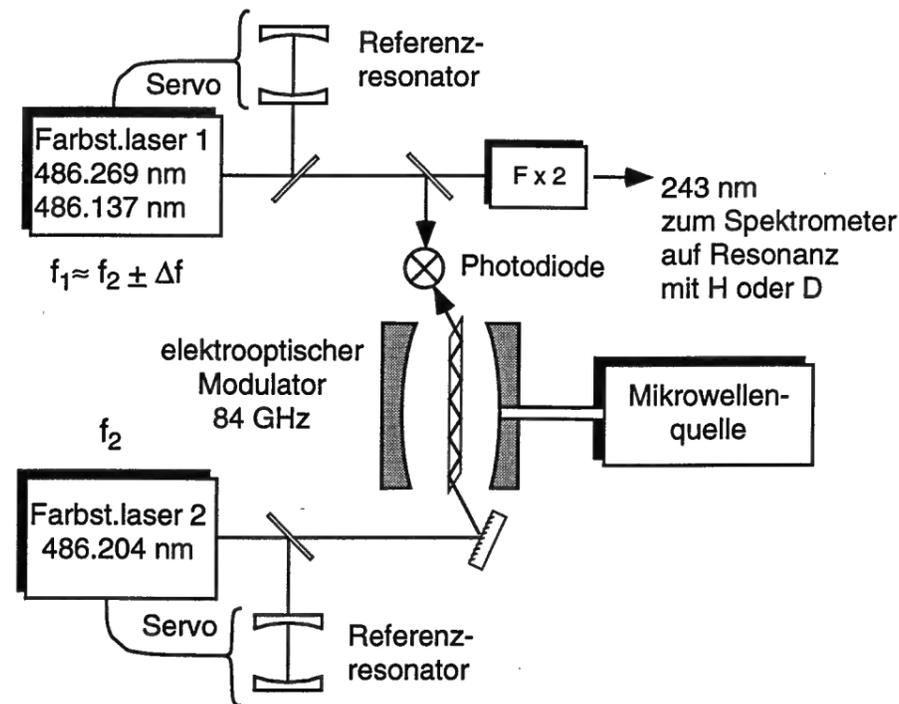
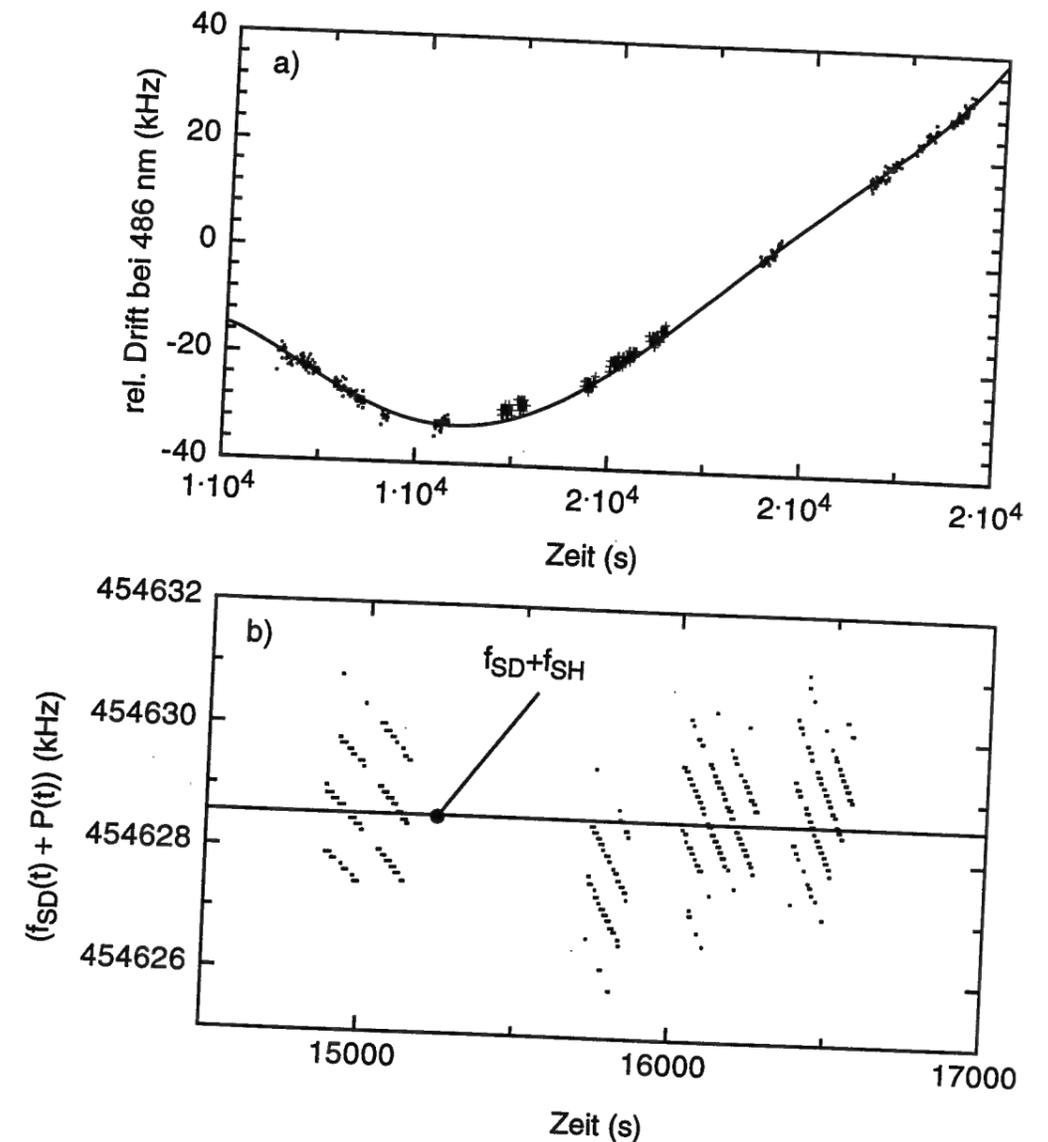


Abbildung 5.1: Aufbau zur Messung der Isotopieverschiebung.

ist nun, daß der modulierte Laser 2 mit seinem Referenzresonator driftet. Die Schwebungsfrequenzen verändern sich also im Laufe der Zeit. Die Änderung spiegelt die Drift des Referenzresonators von Laser 2 wider. Um diese Drift zu eliminieren, wurde immer abwechselnd die Schwebungsfrequenz bei Wasserstoff und Deuterium für etwa 30 bis 50 min mit einem Spektrumanalysator (HP System 70000) aufgezeichnet. Durch die Meßpunkte für eine der Schwebungsfrequenzen, beispielsweise $f_{SH}(t)$, wurde dann ein Polynom 4. Ordnung in der Zeit ($P(t)$) gelegt, um das Zeitverhalten der Drift zu modellieren. Mit dem Polynom werden nun die Werte von $f_{SH}(t)$ interpoliert, während man $f_{SD}(t)$ aufgenommen hat. Die Summe $f_{SD}(t) + P(t)$ muß im Rahmen der Meßgenauigkeit in der Zeit konstant sein und ihr Mittelwert ist der experimentell ermittelte Wert für die zeitunabhängige Größe $f_{SH} + f_{SD}$. Die Messung der Schwebungsfrequenzen auf einem Spektrumanalysator ist nur eindeutig bis auf das Vorzeichen. Dieses kann aber herausgefunden werden, indem man einen der Laser etwas verstimmt und dabei die Veränderung der Schwebungsfrequenz beobachtet. Abbildung 5.2 zeigt im oberen Teil eine solche Zeitreihe für f_{SH} und das angepasste Polynom $P(t)$. Unten ist $f_{SD} + P(t)$ gegen die Zeit aufgetragen. Die Werte sind in der Tat im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant und streuen gleichmäßig um den Mittelwert der durch die durchgezogene Linie dargestellt ist. Die Auswertung einiger solcher Meßreihen mit Hilfe von (5.1) ergab den experimentellen Wert der Isotopieverschiebung. Die Schritte der Bestimmung

Abbildung 5.2: Messung der Schwebungsfrequenzen: (a) Zeitreihe von f_{SH} mit angepasstem Polynom. (b) Summe von Polynom $P(t)$ und f_{SD} (Punkte) und Mittelwert (durchgezogene Linie).

mit ihren jeweiligen Unsicherheiten sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben:

	Frequenz (kHz)	Fehler (kHz)
Seitenbandabstand	$2 \cdot 167347764.14$	0.02
$f_{SH} + f_{SD}$	$2 \cdot 454628.6$	2.5
Dopplereffekt 2. Ordnung H, 78 K	-11.8	3
Dopplereffekt 2. Ordnung D, 78 K	7.3	3
Differenz der Übergangsfrequenzen bei 243 nm	335604781.2	10.9
Hyperfeinstrukturkorrektur bei 121 nm	-215225.595	0.014
Isotopieverschiebung des 1S-2S Überganges	670994337	22

Der endgültige Wert der Isotopieverschiebung ist dann

$$\Delta I_{exp} = 670\,994\,337(22) \text{ kHz.} \quad (5.2)$$

Die Unsicherheit von 22 kHz ist um einen Faktor 25 kleiner als die der besten vorhergehenden Messung einer Gruppe in Oxford [7].

5.1.2 Bestimmung und Diskussion des Deuteronladungsradius

Beim Vergleich des gemessenen Wertes der Isotopieverschiebung mit dem theoretischen Wert entsteht die größte Unsicherheit nicht durch die relativistische Theorie des Elektrons im Zentralpotential oder die QED, sondern durch die Beschreibung der hadronischen Eigenschaften des Deuterons. Der Vergleich von Theorie und Experiment gibt also in erster Linie Aufschluß über den Unterschied der Atomkerne. Obwohl der relative Anteil der Beiträge der hadronischen Struktur zur Isotopieverschiebung nur von der Größenordnung 10^{-6} ist, kann man durch die Kombination des gemessenen Wertes mit der Theorie, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, einen relativ genauen Wert für die Differenz der quadratischen Ladungsradien von Proton und Deuteron gewinnen. Setzt man die Differenz zwischen experimentellem Ergebnis und dem Theoriewert ohne die Kerngrößenkorrektur in (2.24) ein, so ergibt sich

$$(r_d^2 - r_p^2)_{Iso} = 3.822(16) \text{ fm}^2.$$

Durch Einsetzen des in Mainz gemessenen Protonenladungsradiuses [47], ($r_p = 0.862(12) \text{ fm}$) erhält man den Deuteronladungsradius

$$r_d = 2.131(6) \text{ fm.}$$

Bisherige Messungen der Ladungsradiendifferenz wurden mit Elektron-Nukleon Streuung durchgeführt und ergaben ([18] und die dort zitierten Arbeiten)

$$(r_d^2 - r_p^2)_{e^-/N} = 3.728(12) \text{ fm}^2.$$

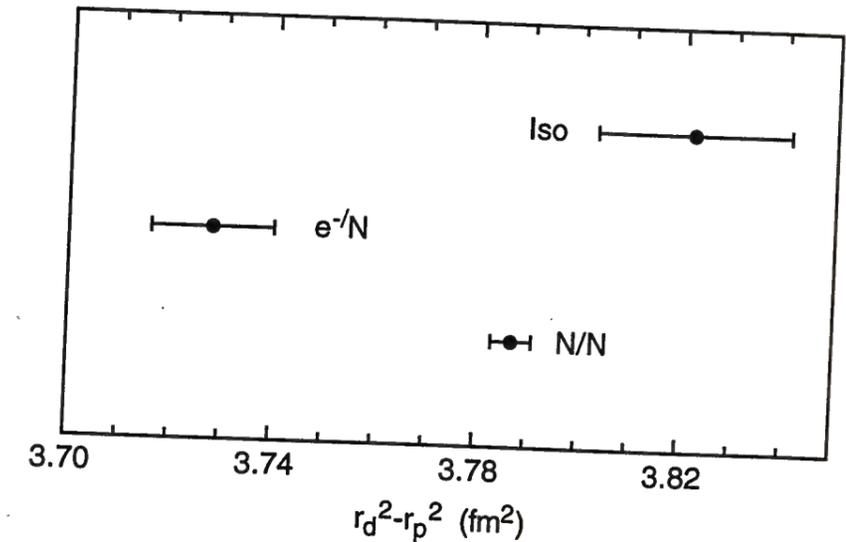


Abbildung 5.3: Differenz der quadratischen Ladungsradien des Deuterons aus verschiedenen Messungen und Modellen. Isotopieverschiebungsmessung (Iso), Elektron-Nukleon Streuung (e^-/N), Modell auf der Basis von Nukleon-Nukleon Streuung (N/N).

Die Ergebnisse sind nicht in guter Übereinstimmung. Eine bessere Übereinstimmung ergibt sich aber für den Wert, der aus einem semiempirischen Kernmodell folgt. Dabei wurden die experimentellen Ergebnisse aus der Nukleon-Nukleon Streuung in ein theoretisches Modell der Kernstruktur eingesetzt und dann verschiedene Kerngrößen bestimmt [91]. Für die Differenz der quadratischen Ladungsradien ergibt sich

$$(r_d^2 - r_p^2)_{N/N} = 3.787(4) \text{ fm}^2.$$

Die Werte und ihre Unsicherheiten sind in Abbildung 5.3 aufgetragen. Der Vergleich unterstreicht die schon öfter festgestellte Problematik der Interpretation von Elektron-Nukleon Streuung bei kleinen Relativimpulsen [18]. Es scheinen weitere Untersuchungen nötig, um zuverlässige Werte für Ladungsradien aus solchen Messungen zu gewinnen. Ebenfalls interessant in dieser Richtung wären Experimente an myonischem Wasserstoff und Deuterium. Die große Masse des Myons führt zu einer hohen Aufenthaltswahrscheinlichkeit in Kernnähe und damit zu einer gesteigerten Empfindlichkeit für hadronische Volumeneffekte. Ein entsprechendes Experiment ist am PSI in Villigen, Schweiz in Vorbereitung [92]. Es muß auch betont werden, daß Experimente wie die Isotopieverschiebungsmessung die Kern-Elektron Wechselwirkung im gebundenen Zustand untersuchen. Zustände mit so kleinem Relativimpuls sind bei Streuuntersuchungen mit Beschleunigern prinzipiell unmöglich, da die Streupartner asymptotisch frei sein müssen. Die höchstauflösende Spektroskopie eröffnet hier also ein völlig neues Gebiet, und benötigt dabei einen, im Vergleich zu

Beschleunigern, sehr geringen experimentellen Aufwand. Trotzdem ist die Genauigkeit schon jetzt vergleichbar.

5.2 Vergleich der 1S-2S mit der 2S-4S Übergangsfrequenz, Bestimmung der Lamb-Verschiebung

Im Gegensatz zur 'klassischen' Lamb-Verschiebung der 2S und 2P Zustände, ist die mit 8.2 GHz etwa 8 mal größere Lambverschiebung des 1S Grundzustandes in Ermangelung eines nahegelegenen P-Zustandes nicht den Methoden der Radiofrequenzspektroskopie zugänglich. Die eleganteste Möglichkeit, sie dennoch zu messen, ist ein Frequenzvergleich des 1S-2S Übergangs mit dem 2S-4S Übergang. Vergleicht man den vierfachen 2S-4S Energieabstand mit dem von 1S und 2S, so fallen alle Energiebeiträge heraus, die mit $1/n^2$ skalieren. Übrig bleibt, neben wohlbekannten relativistischen und Zweikörper-Korrekturen, die Differenz der Lamb-Verschiebungen, die in führender Ordnung wie $1/n^3$ skaliert. Deshalb kann aus der beobachteten Differenz von etwa 4.8 GHz die 1S-Lamb Verschiebung ermittelt werden. Die dabei erreichte Präzision macht die 1S Lamb-Verschiebung zur am genauesten vermessenen Lamb-Verschiebung im Wasserstoff [12]. Der Frequenzvergleich ist aber auch darüber hinaus interessant, da er eine Schlüsselrolle in zukünftigen Bestimmungen der Rydberg-Konstante spielen wird. Dazu ist es allerdings nötig, die Unsicherheiten im Frequenzvergleich weiter zu verringern. Dies scheint mit der neuen doppeltresonanten Anordnung, wie sie in Abschnitt 4.2 beschrieben wird, durchaus möglich zu sein.

5.2.1 Prinzip und Ablauf des Frequenzvergleiches

Eine ausführliche Darstellung des Aufbaues zum Frequenzvergleich des 1S-2S Überganges mit dem 2S-4S Übergang in getrennten Apparaturen ist in der Doktorarbeit von Martin Weitz [75] und der Diplomarbeit von Andreas Huber [80] enthalten. Die schematische Darstellung der Anordnung zeigt Abbildung 5.4. Zur genauen Bestimmung der Frequenzdifferenz wurde das 1S-2S Spektrometer, wie auch bei der Isotopieverschiebungsmessung, auf das Maximum der 1S-2S Resonanz stabilisiert. Ein kleiner Teil des Lichtes vom Farbstofflaser bei 486 nm wurde mit einer optischen Faser zur 2S-4S Apparatur transportiert. Diese bestand aus dem in Abschnitt 3.6 beschriebenen Titan-Saphir Laser mit 972 nm Ausgangswellenlänge und einer zweiten Atomstrahlapparatur. Wasserstoffmoleküle wurden in einer Gasentladung analog zur 1S-2S Apparatur dissoziiert und durch Elektronenstoßanregung teilweise in den metastabilen 2S-Zustand gebracht. Das Licht des Titan-Saphir Lasers wurde in einem longi-

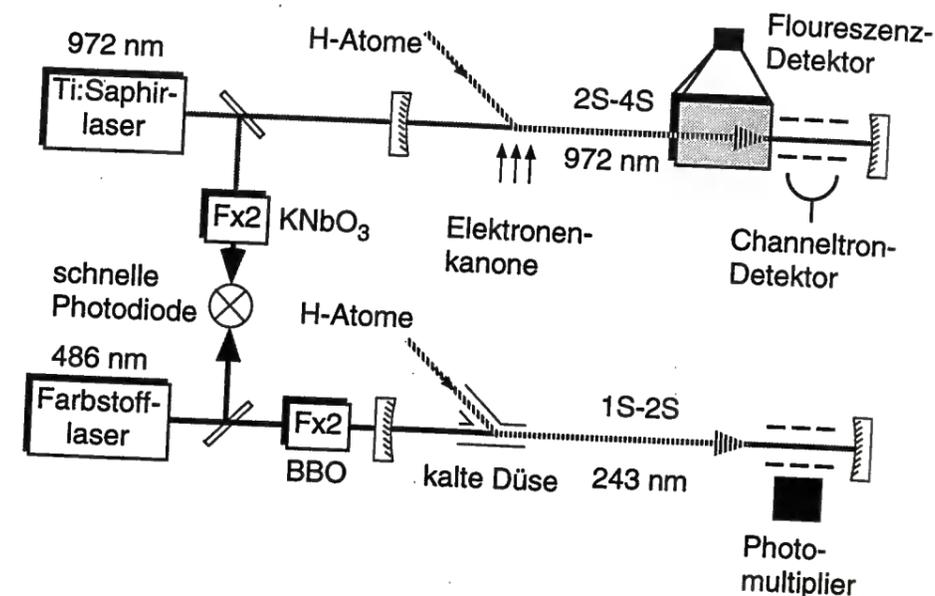


Abbildung 5.4: Aufbau zur Messung des 1S-2S/2S-4S Frequenzvergleiches.

tudinalen Resonator, dessen Achse parallel zum Atomstrahl verläuft, in einer Stehwelle mit bis zu 40 W umlaufender Leistung überhört. Atome, die entlang des Lichtstrahls fliegen, können in den 4S Zustand angeregt werden. Von dort aus zerfallen 58 % der Atome in den 2P Zustand und geben dabei ein blaues Fluoreszenzphoton bei 486 nm ab. Die Fluoreszenzphotonen wurden in einer Sammeloptik, nach demselben Prinzip wie in Abschnitt 3.8.4 beschrieben, auf das Eintrittsfenster eines Photomultipliers abgebildet. Am Ende der Anregungsstrecke befand sich ein aus zwei Channeltrons bestehender Detektor für die metastabilen Atome. Um die 2S-4S Resonanzlinie aufzuzeichnen, wurde der Titan-Saphir Laser in der Frequenz verstimmt und dabei das Signal des Photomultipliers und des Channeltrondetektors beobachtet. Werden Atome in den 4S Zustand angeregt, so steigt die Fluoreszenzzählrate an, während die Zahl der metastabilen Atome die den Channeltrondetektor erreichen, und dort nachgewiesen werden, abnimmt. Dies liegt daran, daß einmal in den 4S Zustand angeregte Atome zu 95 % in den Grundzustand zerfallen und daher das metastabile Niveau durch die Anregung entvölkert wird. Ein kleiner Teil des Lichtes bei 972 nm wurde in einem Kaliumniobat-Kristall (KNbO₃) frequenzverdoppelt und dann kollinear mit dem 486 nm Licht aus der Glasfaser auf eine schnelle Photodiode fokussiert. Die Schwebungsfrequenz Δ beim Maximum der 2S-4S Linienform war dann:

$$\begin{aligned} \Delta_{exp} &= 2 \cdot f_{2S-4S} - \frac{1}{2} \cdot f_{1S-2S} \\ &= (E(4S) - E(2S)) + \Delta_{AC}(P) + \Delta_{Dopp} - \frac{1}{4} (E(2S) - E(1S)). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Dabei ist f_{1S-2S} die Zweiphotonen-Übergangsfrequenz von 1S nach 2S, analog f_{2S-4S} die von 2S nach 4S und $E(nS)$ ist die Energie des nS -Zustands. Der Korrekturterm $\Delta_{AC}(P)$ steht für die leistungsabhängige Verschiebung des Linienmaximums des 2S-4S Überganges durch den Einfluß des Lichtfeldes bei 972 nm (AC-Stark Effekt), Δ_{Dopp} ist die Differenz der Verschiebungen der Linienmaxima durch den Dopplereffekt zweiter Ordnung. Der 2S-4S Übergang hat eine natürliche Linienbreite von 690 kHz, daher muß man, um eine Genauigkeit unter dieser Linienbreite zu erreichen, die ganze Linienform aufzeichnen und die Linienmitte durch Vergleich mit einem theoretischen Linienmodell finden. Dazu wurde der Titan-Saphir Laser etwa 4 MHz um die Linienmitte herum verstimmt. Aufgezeichnet wurde die Schwebungsfrequenz auf der Photodiode gegen die Zählraten von Channeltron und Fluoreszenzdetektor. Die Abbildung 5.5 zeigt die beiden Signale bei einer Leistung von 31 W bei 972 nm. Gemessen wurden etwa 40 Spektren bei unterschiedlicher Leistung. An sie wurde ein theoretisches Linienmodell angepaßt, das Andreas Huber nach einem ähnlichen Modell der Pariser Gruppe [93] entwickelt hat. Hat man die Linienmitte bei verschiedenen Leistungen gefunden, so erfolgt die Ermittlung der unverschobenen Mittenfrequenz durch Extrapolation zur Leistung Null; dort muß $\Delta_{AC}(P)$ verschwinden. Um den Dopplereffekt zweiter Ordnung abzuschätzen, wurde der 2S-4P Dipol-Übergang am selben Atomstrahl beobachtet und die mittlere Geschwindigkeit aus seiner Dopplerverschiebung erster Ordnung ermittelt. Zusammen mit der schon bekannten Verschiebung des 1S-2S Übergangs kann so auch Δ_{Dopp} bestimmt werden. Zur Ermittlung der 1S Lambverschiebung in Wasserstoff und Deuterium wird dann zunächst der Einfluß des residuellen Magnetfeldes in der 2S-4S Apparatur korrigiert. Dann wird die sehr genau bekannte Hyperfeinverschiebung korrigiert, da man die Lambverschiebung des Hyperfein-Zentroids angeben will. Zuletzt werden die ebenfalls sehr genau bekannten relativistischen- und Zweikörper-Korrekturen abgezogen. Übrig bleibt eine Kombination der Lamb-Verschiebungen L_{nS} :

$$\Delta L = \frac{1}{4}L_{1S} - \frac{5}{4}L_{2S} + L_{4S}.$$

Der so ermittelte Wert von ΔL betrug **868.630(12)** MHz für Wasserstoff und **869.839(21)** MHz für Deuterium. Die größere Unsicherheit bei Deuterium rührt von der stärkeren Magnetfeldabhängigkeit der Deuterium Hyperfeinniveaus her, die durch das Restmagnetfeld in der Apparatur ins Spiel kommt. Für Wasserstoff existiert eine genaue Messung des 2S-2P Energieabstandes [25], für Deuterium dagegen nicht. Deshalb wird zur Berechnung der 1S-Lambverschiebung in Wasserstoff dieser gemessene Wert in Kombination mit den gerechneten Werten für L_{2P} und L_{4S} benutzt, während für Deuterium L_{2S} und L_{4S} gerechnete Werte sind. Das Ergebnis lautet für Wasserstoff

$$L_{1S}^H = 8172.86(6) \text{ MHz},$$

und für Deuterium

$$L_{1S}^D = 8184.00(8) \text{ MHz}.$$

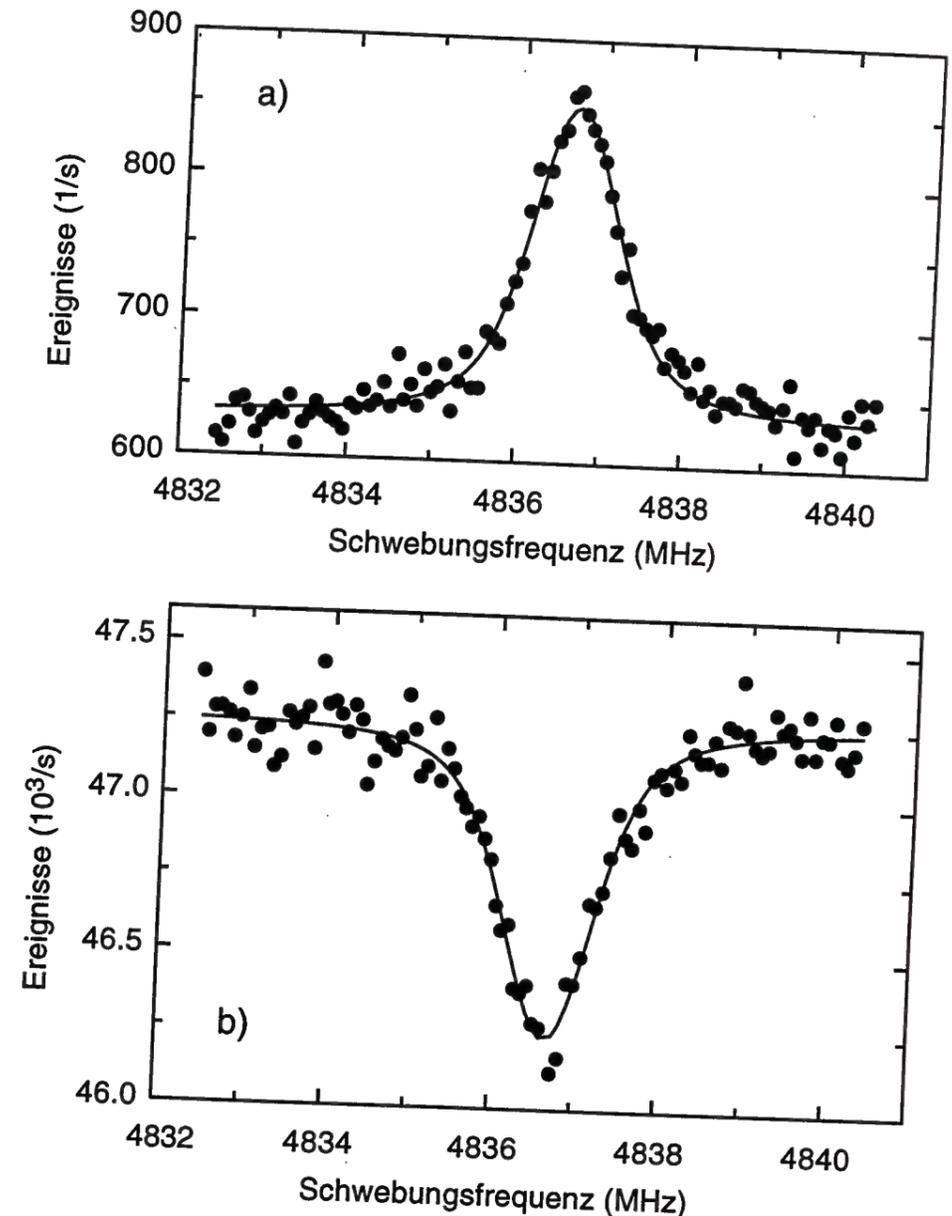


Abbildung 5.5: Linienform der 2S-4S Resonanz in Wasserstoff: (a) Signal des Fluoreszenzdetektors gegen die Schwebungsfrequenz, (b) Signal des Channeltrondetektors gegen die Schwebungsfrequenz. Die durchgezogene Linie ist die angepaßte theoretische Linienform.

Dies sind die derzeit genauesten Messungen dieser Verschiebungen. Die relative Genauigkeit ist erstmals besser als die der klassischen 2S-2P Differenzmessung [25], sodaß unsere Messung die beste für eine Lamb-Verschiebung darstellt. Damit hat die optische Zweiphotonenspektroskopie auch hier die Genauigkeit der Radiofrequenzspektroskopie erreicht.

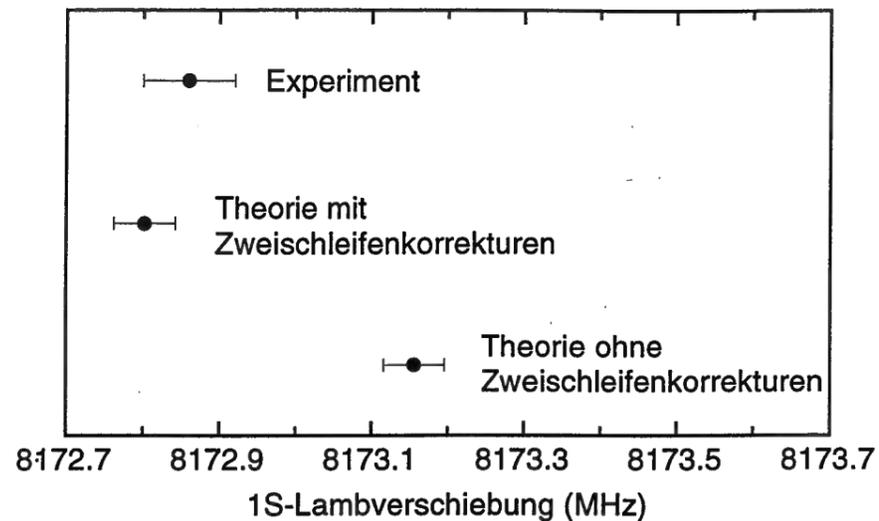


Abbildung 5.6: Vergleich der theoretischen Werte der 1S-Lambverschiebung mit dem experimentellen Wert.

5.2.2 Vergleich von Experiment und Theorie

Zum Vergleich mit der Theorie wird hier ausschließlich der genauere Wert der Lambverschiebung für Wasserstoff herangezogen. Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 geschildert, war der Beitrag der von Krzysztof Pachucki erstmals berechneten Zweischleifen-Korrekturen [37] zur 1S Lambverschiebung unerwartet hoch. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 5.6 der theoretische Wert einmal mit und einmal ohne die Zweischleifen-Korrekturen eingetragen. Dabei wurde der Mainzer Wert für den Protonenladungsradius $r_p = 0.862(12)\text{fm}$ [47] benutzt. Wie man sieht ergibt sich mit den Zweischleifen-Korrekturen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert. Der theoretische Wert mit Zweischleifen-Korrekturen ist

$$L_{1S}^H = 8172.802(38) \text{ MHz}$$

Das Experiment bestätigt also die neu berechneten Zweischleifen-Korrekturen. Auch der Vergleich der Theorie mit dem experimentellen Wert der 2S-2P Differenz [25] ergibt gute Übereinstimmung. Weniger gut ist dagegen die Übereinstimmung einer Messung der 2S-2P Energiedifferenz von He^+ [94]. Hier sind Experiment und Theorie ohne die Zweischleifen-Korrekturen im Einklang, mit Zweischleifen-Korrekturen ergibt sich eine Differenz von 6 Standardabweichungen. Die Messung dieser Lambverschiebung erfolgte über die Asymmetrie der Winkelverteilung der Quenchstrahlung von metastabilem He^+ im elektrischen Feld. Sowohl das Experiment, als auch die theoretische Interpretation ist sehr kompliziert. Es sind nun neue Experimente in Vorbereitung, die diese Verschiebung direkt im Atomstrahl messen wollen [95]. Eine Steigerung der

5.3. VERMESSUNG DER 1S-2S ABSOLUTFREQUENZ, BESTIMMUNG DER RYDBERG-KONSTANTEN

experimentellen Genauigkeit bei der 1S Lambverschiebung mit der doppelresonanten Meßmethode wäre hier zum genaueren Test sehr wünschenswert. Zusammenfassend kann man sagen, daß unsere Messung einer der besten QED-Tests überhaupt darstellt. Die Zweischleifen-Korrekturen sind inzwischen durch unabhängige theoretische Untersuchungen bestätigt worden [38]. Die QED hat auch diesen experimentellen Test hervorragend bestanden.

5.3 Vermessung der 1S-2S Absolutfrequenz, Bestimmung der Rydberg-Konstanten

Das bisher größte und aufwendigste Experiment war zweifellos die Vermessung der Absolutfrequenz des 1S-2S Übergangs. Bis zur Realisierung wurde das Experiment etwa drei Jahre in zwei Labors vorbereitet. Im Gegensatz zu den bis dahin üblichen Wellenlängenvergleichen wurde hier direkt die Frequenz des Farbstofflasers vermessen, der, frequenzverdoppelt, den 1S-2S Übergang treibt. Folgerichtig gelang es erstmals, die von dem international anerkannten Wellenlängenstandard, dem Jod-stabilisierten Helium-Neon Laser [96], vorgegebene Genauigkeitsgrenze zu durchbrechen. Als Vergleichsfrequenz dient in unserem Experiment die Cäsiumuhr der PTB Braunschweig. Um die Frequenzen zu vergleichen wurde zunächst ein transportabler Zwischenstandard, ein in der Gruppe des leider verstorbenen V. Chebotayev entwickelter transportabler Methan-stabilisierter Helium-Neon Laser [97], gegen die Cäsiumuhr geeicht. Dies geschah mit einer Frequenzkette, die von der Gruppe um G. Kramer an der PTB in Braunschweig betrieben wird. Der Laser wurde einmal vor der 1S-2S Absolutfrequenzmessung und dann erneut nach dieser Messung geeicht. Die Frequenz des He-Ne Lasers wurde zu $88\,376\,181\,559\,991(30)$ Hz bestimmt. Dieser Laser ist der Ausgangspunkt einer Frequenzkette, die von T. Andreae, W. König und R. Wynands im Rahmen ihrer Doktorarbeiten aufgebaut wurde [19, 20, 21]. Sowohl die Kette, als auch weitere Details der Messung sind in deren Dissertationen ausführlich beschrieben. Die Frequenzkette macht sich zunutze, daß die Frequenz des 1S-2S Übergangs ziemlich genau 28 mal höher ist als die des Methan-stabilisierten He-Ne Lasers. Der Farbstofflaser hat demnach, wenn er auf die 1S-2S Resonanz stabilisiert ist, etwa die siebenfache Frequenz des He-Ne Lasers. Um den Vergleich durchzuführen, wird durch dreimaliges Frequenzverdoppeln zunächst die achte Harmonische des He-Ne Lasers hergestellt. Da solche Prozesse sehr ineffizient sind, braucht man vor jeder Frequenzverdoppelung einen möglichst leistungsstarken Transfer-Laser. Um dabei keine Präzision zu verlieren, wird der Transfer-Laser jeweils auf sein schwaches Vorgängersignal phasenstabilisiert. Auf den schwachen He-Ne Standardlaser ($P = 0.4$ mW) wird zunächst ein weiterer Helium-Neon Laser mit 20 mW Ausgangsleistung phasenstabilisiert. Auf dessen zweite Harmonische wird dann ein NaCl:OH-Farbzentrenlaser bei $1.7 \mu\text{m}$ Wellenlänge mit

500 mW Ausgangsleistung phasensynchronisiert. An dessen zweite Harmonische wird ein auf einen externen Resonator vorstabilisierter Diodenlaser bei 848 nm phasestarr angebunden. Die zweite Harmonische dieses Diodenlasers ist dann bei exakt der achtfachen Frequenz des He-Ne Standardlasers. Um den Vergleich durchzuführen, wird zusätzlich die Summenfrequenz des Farbstofflasers mit dem He-Ne Standardlaser gebildet, die dann ebenfalls etwa bei der achtfachen Frequenz des Helium-Neon Lasers liegt. Die Übereinstimmung ist aber nicht perfekt, sondern vielmehr unterscheidet sich die achte Harmonische des Standardlasers um etwa 2.1 THz von der Summe der Frequenzen des Standardlasers und des auf den 1S-2S Übergang stabilisierten Farbstofflasers. Um diesen Abstand zu überbrücken, benutzten wir den Modenkamm des passiven Fabry-Perot-Resonators, der zur Stabilisierung des Farbstofflasers dient. Mit Hilfe des zweiten hochstabilen Farbstofflasers und des schnellen elektrooptischen Modulators bei 84 GHz [13] gelang es uns, den Modenabstand des Resonators bei mehreren Frequenzen zwischen der siebten Harmonischen des HeNe/CH₄ bei 619 THz und einem Viertel der 1S-2S-Übergangsfrequenz bei 617 THz mit einer Genauigkeit von besser als 1 Hz zu vermessen.

Für diese Messung wurden *beide* Farbstofflaser auf *einen* Resonator stabilisiert. Um Übersprechen zwischen den beiden Regelungen durch Mischen des Fehlersignals zu vermeiden, wurden die Referenzstrahlen mit verschiedener Polarisation aus entgegengesetzten Richtungen in den Resonator eingekoppelt. Da beide Laser auf denselben Resonator stabilisiert sind, fallen dessen Frequenzfluktuationen bei der Messung eines Schwebungssignals zwischen beiden Lasern heraus. Das Schwebungssignal hat eine Breite von etwa 200 Hz, gegeben durch das Rauschen der Frequenzregelung der Laser. Das Licht von Laser 1 wurde durch den 84 GHz-Modulator geschickt, und eine Schwebung zwischen dem Träger von Laser 2 und einem der Seitenbänder erster Ordnung von Laser 1 beobachtet, nachdem beide Laser auf den Referenzresonator stabilisiert waren. Weil die Summe aus Schwebungs- und Modulationsfrequenz einem ganzzahligen Vielfachen des Modenabstands entsprechen muß und durch die Messung 253 solche Abstände überspannt wurden, kann man den mittleren Modenabstand in diesen 84 GHz mit einer Genauigkeit von 0.4 Hz bestimmen. Die Abbildung 5.7 zeigt die gemessenen Werte und ihre Unsicherheiten. Bei 617.24 THz war der Modenabstand zum Beispiel $(332\,383\,361.3 \pm 0.4)$ Hz. Die angegebene Unsicherheit ist auf eventuelle Verschiebungen des Regelpunktes der Stabilisierung vom Nulldurchgang des dispersiven Fehlersignals zurückzuführen. Die mögliche Größe einer solchen Verschiebung wurde über die Linienbreite des Resonators und das im stabilisierten Zustand vorhandene restliche Fehlersignal abgeschätzt.

Die Messung der Absolutfrequenz stützt sich nun auf zwei Moden des Resonators. Die eine ist die, auf die der Laser stabilisiert wird, wenn man den 1S-2S Übergang anregt. Die andere ist so gewählt, daß sie mit der Frequenzkette direkt mit dem He-Ne Standardlaser verglichen werden kann. Aus den früheren Messungen der 1S-2S Frequenz [63] weiß man, daß zwischen diesen beiden

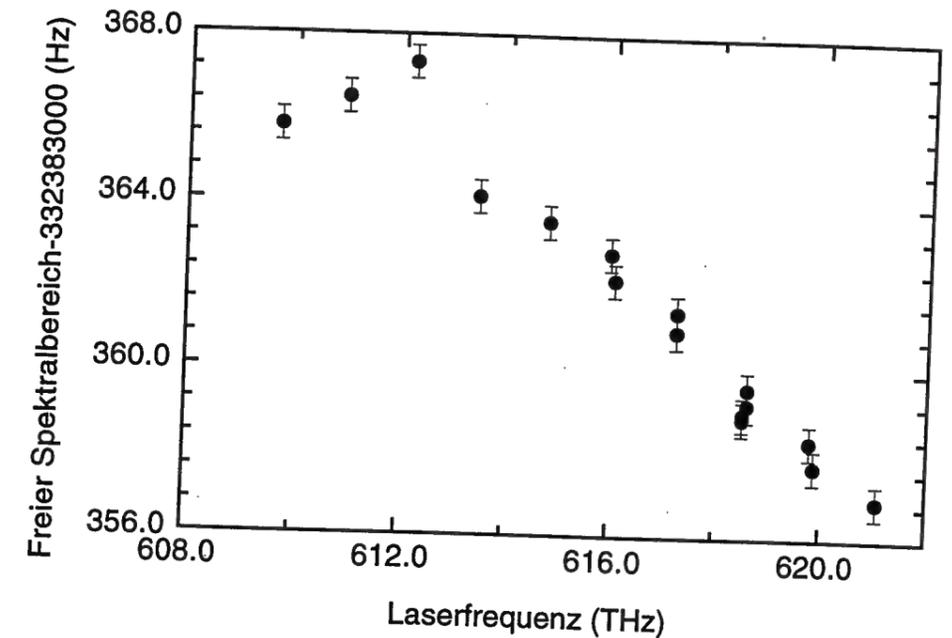


Abbildung 5.7: Gemessener freier Spektralbereich des Resonators zwischen 610 und 621 THz.

Moden genau 6370 andere Moden liegen. Daher kann man den Frequenzabstand dieser beiden Moden, durch die Messung des freien Spektralbereiches, auf $4 \cdot 6372 \cdot 0.4$ Hz, also 10.2 kHz bei der 1S-2S Übergangsfrequenz, angeben. Das letzte Hindernis der Messung ist dann, wie bei der Isotopieverschiebung, die Drift des Referenzresonators. Wie bei diesem Experiment kann man die Drift einmal gegen die 1S-2S Übergangsfrequenz messen, indem man die Frequenz des AOMs, der den Farbstofflaser gegen die Frequenz des Resonators verschiebt mitschreibt, während dieser auf das Maximum der 1S-2S Linienform stabilisiert ist. Die Drift der Mode bei der Ausgangsfrequenz der Kette kann direkt von dieser als Schwebungssignal auf einer Photodiode beobachtet und mitgeschrieben werden. Analog zur Isotopieverschiebungsmessung kann man nun ein Polynom durch eine der Driftkurven legen und damit die Frequenzdifferenz, die die beiden Moden über den 6732-fachen freien Spektralbereich hinaus haben, auf 42.5 kHz genau bestimmen. Die Unsicherheit der Frequenz der Linienmitte durch den Dopplereffekt zweiter Ordnung, Streufelder und andere systematische Effekte beträgt 8.1 kHz. Die Unsicherheit der Frequenzkette leitet sich wegen ihres phasenkohärenten Aufbaus direkt aus der Unsicherheit des Standardlasers ab. Bei der 1S-2S Übergangsfrequenz beträgt sie 7.1 kHz. Die quadratisch addierten Unsicherheiten betragen zusammen 45 kHz. Aus insgesamt 15 Messungen erhielten wir für das Hyperfeinzentroid der Übergangsfrequenz

$$f_{1S-2S} = 2\,466\,061\,413.182(45) \text{ MHz.}$$

Aus dieser Messung kann man, unter Verwendung des Ergebnisses des oben beschriebenen Experimentes zur 1S-Lamb-Verschiebung und der 2S-2P Verschiebung [25] einen Wert für die Rydbergkonstante angeben

$$R_{\infty} = 109\,737.315\,684\,4(31) \text{ cm}^{-1}.$$

Dieser Wert ist in hervorragender Übereinstimmung mit einer kurze Zeit später in Paris durchgeführten unabhängigen Messung mit dem Ergebnis $R_{\infty} = 109\,737.315\,683\,4(24) \text{ cm}^{-1}$. Die relative Unsicherheit der beiden Experimente beträgt $2.8 \cdot 10^{-11}$ bzw. $2.2 \cdot 10^{-11}$. Damit ist die Rydberg-Konstante die derzeit am genauesten bekannte Naturkonstante.

Kapitel 6

Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente stellen lediglich eine Momentaufnahme einer fortschreitenden Entwicklung dar. So sollte es in Kürze möglich sein, die 1S-2S Absolutfrequenz direkt mit dem Methanstandard zu vergleichen. Die Frequenzlücke wird dabei mit vier Diodenlaser-Teilerstufen [98] und einer schnellen Photodiode überbrückt. Man kann dann die Unsicherheit der Absolutfrequenz um etwa eine Größenordnung, auf die Reproduzierbarkeit des Methanstandards verringern. Eine Messung von Wasserstoff und Deuterium liefert auch einen um etwa eine Größenordnung genaueren neuen Wert für die Isotopieverschiebung. Dies ermöglicht interessante Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Deuterons.

Eine deutliche Verringerung der Unsicherheit der Frequenzdifferenz zwischen 1S-2S und 2S-4S Übergang sollte auch die Vollendung des doppeltresonanten Vergleichs der Übergänge in *einem* Atomstrahl bringen. Dazu müssen zunächst hinreichend viele Meßdaten vorliegen, um die statistische Unsicherheit von derzeit 21 kHz auf etwa 1-2 kHz zu verringern. Die Kombination mit der Theorie verspricht neue, sehr exakte Werte für die 1S und die 2S Lamb-Verschiebung. Durch den Vergleich mit dem Ergebnis der Radiofrequenzmessung des 2S-2P Abstandes kann man die Konsistenz beider Methoden überprüfen. Zusammen mit der neuen Absolutfrequenzmessung kann man darüberhinaus einen Wert für die Rydbergkonstante angeben, der nicht von der Unsicherheit des Protonenladungsradius begrenzt ist. Es ist dann auch nicht mehr nötig, die Radiofrequenzmessung des 2S-2P Abstandes in die Berechnung der Rydberg-Konstante miteinzubeziehen. Man ist dann nur von dem Elektron-Proton Massenverhältnis begrenzt. Auch hier sollte eine Verbesserung um eine Größenordnung möglich sein.

Ein vielversprechender Weg zu noch höherer Auflösung des 1S-2S Übergangs mit kleineren systematischen Fehlern ist die Anregung in zwei getrennten Feldern nach Ramsey [99, 100]. In diesem Zusammenhang wurde bereits von H. Geiger ein neuer, gefalteter UV-Resonator für das Licht bei 243 nm konstruiert und erprobt. Die beiden gefalteten Arme stehen in einem Winkel von

20° zueinander. Der kleine Winkel führt dazu, daß in jedem der beiden Arme die Wechselwirkungszeit sechsmal größer als beim Durchflug senkrecht zur Lichtachse ist. Die Flugstrecke zwischen den Feldern kann durch Verschieben der Düse relativ zum Resonator stufenlos auf bis zu 10 cm verstellt werden. Die Erprobung im Experiment steht unmittelbar bevor. Der Vorteil der Ramsey-Methode liegt vor allem in einer Verringerung der Durchflugsverbreiterung durch große Abstände zwischen den Lichtfeldern. Auch die Verschiebung durch das Lichtfeld wird um das Verhältnis von Wechselwirkungszeit zu Durchflugszeit verringert.

Soeben hat M. Weitz mit der Planung für ein Interferometer mit 10 K kalten Wasserstoffatomen begonnen. Dabei soll der Übergang in das 2S Niveau ebenfalls durch eine Ramsey-Anregung in getrennten Feldern erfolgen. An den 1S-2S Ramsey-Interferenzstreifen kann dann der Phasenschub gemessen werden, den die 2S-Atome durch zusätzliche Einstrahlung von mehreren π -Pulsen bei 486 nm erfahren. Aus dieser Messung kann man \hbar/M_H und damit M_H , die Masse des Wasserstoffatoms, bestimmen. Dies könnte langfristig eine hervorragende Realisierung eines atomaren Massenstandards sein. Darüberhinaus kann man, über die Rydbergkonstante, einen neuen Wert für die Feinstrukturkonstante α gewinnen.

Wirklich dramatische Verbesserungen in der Auflösung des 1S-2S Übergangs scheinen aber nur dann möglich, wenn es gelingt, den atomaren Wasserstoff weiter zu kühlen. Um Dipolübergänge vom Grundzustand aus zu treiben, ist eine Quelle bei 121 nm nötig. Die effiziente Erzeugung dieser Wellenlänge ist im Moment nur gepulst möglich. Um ein Wasserstoffatom von Heliumtemperatur aus zu stoppen, sind 66 Photonenrückstöße bei einer Zykluszeit von etwa 2-3 ns (je nach Intensität) nötig. Alle derzeit arbeitenden Quellen haben aber weder eine ausreichende Pulslänge um die Atome in einem Puls zu stoppen, noch ist die Repetitionsrate hoch genug, um dies während einer typischen Flugzeit in mehreren Pulsen zu bewältigen. Die rapide Entwicklung auf dem Gebiet der modengelockten Puls laser läßt aber hoffen, daß die technischen Möglichkeiten für eine solche Quelle innerhalb der nächsten Jahre geschaffen ist. Besonders faszinierend wäre die Möglichkeit einer optischen Melasse mit Wasserstoffatomen, die man ähnlich wie in den Experimenten von Kasevitch und Chu [101] als Quelle für eine Fontäne ultrakalter Atome benutzen kann. Wie eine Rechnung von R. Beausoleil [102] zeigt, wäre es in einer solchen Fontäne möglich, die natürliche Linienbreite des 1S-2S Übergangs aufzulösen.

Literaturverzeichnis

- [1] N. Bohr, *Nature*, **92**, 213 (1913).
- [2] W. E. Lamb, und R. C. Retherford, *Phys. Rev.*, **72**, 241 (1947).
- [3] T. W. Hänsch, I. S. Shanin, und A. L. Shawlow, *Nature* **235**, 63 (1972).
- [4] T. W. Hänsch, M. H. Neyfeh, S. A. Lee, S. M. Curry, und I. S. Shahin, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1336 (1974).
- [5] C. Foot, B. Couillaud, R. G. Beausoleil, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1913 (1985).
- [6] R. G. Beausoleil, D. H. McIntyre, C. J. Foot, E. A. Hildum, B. Couillaud, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **35**, 4878 (1987).
- [7] M. G. Boshier, P. G. E. Baird, C. J. Foot, E. A. Hinds, M. D. Plimmer, D. N. Stacey, J. B. Swan, D. A. Tate, D. M. Warrington, und G. K. Woodgate, *Phys. Rev. A* **40**, 6169 (1989).
- [8] R. Kallenbach, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1990).
- [9] C. Zimmermann, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1990).
- [10] F. Schmidt-Kaler, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1992).
- [11] M. Weitz, F. Schmidt-Kaler, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1120 (1992).
- [12] M. Weitz, F. Schmidt-Kaler, A. Huber, D. Leibfried, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 328 (1994).
- [13] D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, M. Weitz, und T. W. Hänsch, *Appl. Phys. B* **56**, 65 (1993).
- [14] F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, M. Weitz, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2261 (1993).

- [15] K. Pachucki, D. Leibfried, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **49**, 2255 (1994).
- [16] K. Pachucki, M. Weitz, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **48**, R1 (1993).
- [17] K. Pachucki, und H. Grotch, *Pure recoil corrections to hydrogen energy levels*, im Druck bei *Phys. Rev. A*.
- [18] S. Klarsfeld *et al.*, *Nucl. Phys. A* **456**, 373 (1986).
- [19] T. Andreae, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1992).
- [20] W. König, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1993).
- [21] R. Wynands, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1992).
- [22] T. Andreae, W. König, R. Wynands, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, C. Zimmermann, D. Meschede, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1923 (1992).
- [23] F. Nez, M. D. Plimmer, S. Bourzeix, L. Julien, F. Biraben, R. Felder, O. Acef, J. J. Zondy, P. Laurent, A. Clairon, M. Abed, Y. Millerioux, and P. Juncar, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2326 (1992).
- [24] K. Pachucki, MPQ Garching, Deutschland, und S. Karshenboim, D. I. Mendeleev Institut für Metrologie St. Petersburg, Russland, *persönliche Mitteilung*.
- [25] S. R. Lundeen, und F. M. Pipkin, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 232 (1981).
- [26] H. A. Bethe, und E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- And Two-Electron Atoms*, Plenum, New York (1977).
- [27] J. R. Sapirstein, und D. R. Yennie, in *Quantum Electrodynamics*, Editor T. Kinoshita, World Scientific, Singapur (1990).
- [28] W. A. Barker, und F. N. Glover, *Phys. Rev.* **99**, 317 (1955).
- [29] E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **87**, 328 (1952).
- [30] M. Doncheski, H. Grotch, und G. W. Erickson, *Phys. Rev. A* **43**, 2125 (1991).
- [31] P. J. Mohr, *Phys. Rev. A* **46**, 4421 (1992).
- [32] K. Pachucki, Dissertation, Institut für Physik, PAN, Warschau; *Phys. Rev. A* **46**, 648 (1992); *Ann. Phys. (N.Y.)* **226**, 1 (1993).

- [33] P. J. Mohr, *Ann. Phys. (N.Y.)* **88**, 26 (1974).
- [34] G. W. F. Drake, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **31**, 1 (1993).
- [35] P. J. Mohr, und Y. K. Kim, *Phys. Rev. A* **45**, 2727 (1992).
- [36] R. Barbieri, J. A. Mignaco, und E. Remiddi, *Nuovo Cim. Lett.* **3**, 588 (1970);
B. E. Lautrup, A. Peterman, und E. de Rafael, *Phys. Lett. B* **31**, 577 (1970).
- [37] K. Pachucki, *Phys. Rev. A* **48**, 2609 (1993); *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3154 (1994).
- [38] M. Eides, D. I. Mendeleev Institut für Metrologie St. Petersburg, Russland, *persönliche Mitteilung*.
- [39] S. G. Karshenboim, *JETP* **76**, 541 (1993).
- [40] S. G. Karshenboim, D. I. Mendeleev Institut für Metrologie St. Petersburg, Russland, *persönliche Mitteilung*.
- [41] G. Bhatt, und H. Grotch, *Ann. Phys. (NY)* **178**, 1 (1987).
- [42] K. Pachucki, eingereicht bei *Phys. Rev. A*.
- [43] V. A. Petrun'kin, und S. F. Semenko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **3**, 355 (1963).
- [44] E. Segre, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York (1965).
- [45] J. Martorell, D. W. L. Sprung, und D. C. Zheng, eingereicht bei *Phys. Rev. C*.
- [46] K. Pachucki, und S. Karshenboim, im Druck bei *Jour. Phys. B*.
- [47] G. G. Simon, C. Schmidt, F. Borkowski, und V. H. Walther, *Nucl. Phys. A* **333**, 381 (1980).
- [48] R. S. van Dyck, Jr., Universität Washington, Seattle, USA, *persönliche Mitteilung*.
- [49] T. F. Johnston, Jr., R. H. Brady, und W. Proffit *Appl. Opt.* **21**, 2307 (1982).
- [50] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, und H. Ward, *Appl. Phys. B* **33**, (1984).
- [51] *CW Dye Laser Fact Sheet*, Fa. Coherent, (1983).
- [52] H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes, und C. V. Shank, *IEEE Jour. QE* **8**, 373 (1972).

- [53] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley USA (1986).
- [54] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, und C. Ortiz *Appl. Phys. B* **32**, 145 (1983).
- [55] M, Zhu, und J. L. Hall, *Jour. Opt. Soc. Am. B* **10**, 802 (1993).
- [56] J. Bergquist, W. M. Itano, und D. J. Wineland, in *Proc. of the Int. Summer School Enrico Fermi, Course 118* North Holland, Amsterdam (1992).
- [57] R. Kallenbach, C. Zimmermann, D. H. McIntyre, R. G. DeVoe, und T. W. Hänsch, *Opt. Commun.* **70**, 56 (1989).
- [58] A. Schenzle, R. G. DeVoe, und R. G. Brewer, *Phys. Rev. A* **25**, 2606 (1982).
- [59] T. W. Hänsch, und B. Couillaud, *Opt. Comm.* **35**, 441 (1980).
- [60] *Angaben des Herstellers*, Fa. Schott Glaswerke, Mainz.
- [61] J. L. Hall, NIST, Boulder USA, *persönliche Mitteilung*.
- [62] *Atlas du spectre d'absorption de la molécule de tellur*, Laboratoire Aime-Cotton CNRS II, Orsey, Frankreich.
- [63] D. H. McIntyre, R. G. Beausoleil, C. J. Foot, E. A. Hildum, B. Couillaud, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **39**, 4591 (1989).
- [64] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, W. A. Benjamin, New York (1965).
- [65] A. Yariv, und P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons Inc., New York (1973).
- [66] A. Yariv, *Quantum Electronics*, John Wiley & Sons Inc., New York (1973).
- [67] G. D. Boyd, und D. A. Kleinman, *J. Appl. Phys.* **39**, 3597 (1968).
- [68] T. Freearge, Dissertation, New College Oxford, Großbritannien (1989).
- [69] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, und W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge USA (1988).
- [70] J. Bergquist, NIST, Boulder USA, *persönliche Mitteilung*.
- [71] verwendet wurde *Mathematica* für Windows 2.1, Wolfram Research Inc., Champaign Illinois USA (1992).
- [72] H. Kogelnik, und T. Li, *Appl. Opt.* **5**, 1550 (1966).

- [73] D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham, A. Zulkun, *Jour. Appl. Phys.* **62**, 1968 (1987).
- [74] R. S. Longhurst, *Geometrical and Physical Optics*, Longman, London (1973).
- [75] M. Weitz, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1992).
- [76] W. Vassen, C. Zimmermann, R. Kallenbach, und T. W. Hänsch, *Opt. Commun.* **75**, 435 (1990).
- [77] M. Weitz, F. Schmidt-Kaler, und T. W. Hänsch, in *Solid State Lasers* Herausgeber: M. Inguscio, und R. Wallenstein, Plenum, New York (1994).
- [78] J. T. M. Walraven, und I. F. Silvera, *Rev. Sci. Inst.* **53**, 1167 (1982).
- [79] P. A. Schmelzbacher, *Helv. Phys. Act.* **59**, (86).
- [80] A. Huber, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1993).
- [81] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, Redwood City (1985).
- [82] G. Scoles, D. Bassi, U. Buck, und D. Laine, *Atomic and Molecular Beam Methods*, Vol 1, Oxford University Press, New York (1988).
- [83] F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, S. Seel, W. König, M. Weitz, C. Zimmermann, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **51**, 2789 (1995).
- [84] L. Bergmann, und C. Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3, Teil 1, Optik und Atomphysik*, De Gruyter, Berlin (1962).
- [85] D. C. Champeney, *Fourier Transforms and their Physical Applications*, Academic Press, London (1973).
- [86] R. G. Beausoleil, Dissertation, Stanford-University USA (1986).
- [87] F. Biraben, J. C. Garreau, L. Julien, und M. Allegrini, *Rev. Sci. Inst.* **61**, 1468 (1990).
- [88] J. A. Blackman, und G. W. Series, *J. Phys. B* **6**, 1090 (1973).
- [89] Der Schaltplan des verwendeten digitalen Phasendetektors wurde freundlicherweise von G. Kramer und B. Lipphardt (PTB Braunschweig) zur Verfügung gestellt, das Platinenlayout stammt von W. König und H. Brückner (MPQ Garching).
- [90] D. Leibfried, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität, München, (1991).

- [91] J. L. Friar, *Few-Body Physics-Then and Now*, Übersichtsvortrag bei der XIVth International Conference on Few-Body Problems in Physics, Williamsburg VA, 31. Mai 1994, Editor F. Gross, AIP Conference Proceedings, (wird veröffentlicht).
- [92] P. Taqqu, PSI Villigen, *persönliche Mitteilung*.
- [93] J. C. Garreau, M. Allegrini, L. Julien, und F. Biraben, *J. Phys. France* **51**, 2263 (1990), 2275 (1990), 2293 (1990).
- [94] A. van Wijngaarden, J. Kwela, und G. W. F. Drake, *Phys. Rev. A* **43**, 3325 (1991).
- [95] M. G. Boshier, und E. A. Hinds, Yale University, New Haven USA, *persönliche Mitteilung*.
- [96] D. A. Jennings, C. R. Pollock, F. R. Petersen, R. E. Drullinger, K. M. Evenson, J. S. Wells, J. L. Hall, und H. P. Layer, *Opt. Lett.* **8**, 136 (1983).
- [97] Anschrift des Institutes: *Institute of Laser Physics, Russ. Acad. of Science, Siberian Branch, Novosibirsk 6300 90, Russia*.
- [98] H. R. Telle, D. Meschede, and T. W. Hänsch, *Opt. Lett.* **15**, 532 (1990).
- [99] N. F. Ramsey, *Rev. of Mod. Phys.* **62**, 541 (1990).
- [100] Ye. P. Baklanov, V. P. Chebotayev, B. Ya Dubetsky, *Appl. Phys.* **11**, 201 (1976).
- [101] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, und S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297 (1991).
- [102] R. G. Beausoleil, und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **33**, 1661 (1986).

Danksagung

Es versteht sich von selbst, daß diese Arbeit erst durch die Hilfe und Mühe von vielen möglich geworden ist.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Professor T. W. Hänsch. Er gab mir die Chance, an diesem einzigartigen und sehr erfolgreichen Projekt mitzuarbeiten. Dieses Vertrauen, und sein stetes Interesse und Engagement waren ein großer Ansporn für mich.

In vielen Meßnächten hätte ich mir keine bessere Gesellschaft wünschen können als Ferdinand Schmidt-Kaler, Martin Weitz und Andreas Huber. Von Ferdi habe ich das perfekte Bedienen der komplexen und oft widerspenstigen Apparatur und vieles mehr gelernt. Martin habe ich wichtige Tips und Anregungen zu verdanken. Ohne das gute Teamwork mit Andi, der immer bis zur völligen Erschöpfung mit mir standhielt, wäre das doppeltresonante Experiment unmöglich gewesen.

Jochen Walz stand mir oft mit Rat und Tat bei. Dies, und auch die geduldige Diskussion zahlloser 'Ideen', die selten die Kaffeepause überlebten, waren ein unverzichtbarer Bestandteil meines Arbeitsalltags. Von der großen Erfahrung und Sachkunde von Marco Prevedelli und Tun Weis habe ich sehr profitiert.

Krzysztof Pachucki hat mich, soweit das bei einem Experimentalphysiker überhaupt möglich ist, in die Geheimnisse und Tücken der Wasserstofftheorie und der QED eingeweiht. Dafür und für viele Gespräche über tiefgreifende Probleme der Physik bin ich ihm dankbar.

Thomas Andreae, Robert Wynands und Wolfgang König, der 'chain-gang', danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit während der Absolutfrequenzmessung.

Wer jemals mit einer elektronischen Schaltung gekämpft hat, wird meine Dankbarkeit für Helmut Brückner verstehen, der fast immer einen Ausweg wußte.

Besonders Wolfgang Simon, aber auch Charly Linner und Claudia Kisslinger möchte ich für die prompte und präzise Ausführung der feinmechanischen Arbeiten am Experiment und ihre tatkräftige und kompetente Mithilfe bei technischen Problemen danken. Alle organisatorischen und bürokratischen Dinge waren bei Frau I. Hecht stets in den besten Händen.

Ausdrücklich möchte ich mich bei *allen* Mitgliedern der Gruppe Laserspektroskopie und den Mitarbeitern des Instituts für ihre Mithilfe und die großartige Atmosphäre bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern für die stete Unterstützung und ihr Interesse und natürlich Uli, für ihre Geduld und vieles, was sich nicht in Worte fassen läßt.



...the first of these is the fact that the ...

...the second of these is the fact that the ...

...the third of these is the fact that the ...

...the fourth of these is the fact that the ...

...the fifth of these is the fact that the ...

...the sixth of these is the fact that the ...

...the seventh of these is the fact that the ...

...the eighth of these is the fact that the ...

...the ninth of these is the fact that the ...

...the tenth of these is the fact that the ...

...the eleventh of these is the fact that the ...

...the twelfth of these is the fact that the ...

...the thirteenth of these is the fact that the ...

...the fourteenth of these is the fact that the ...

...the fifteenth of these is the fact that the ...

...the sixteenth of these is the fact that the ...

...the seventeenth of these is the fact that the ...

...the eighteenth of these is the fact that the ...