

Atominterferometrie
mit kurzen Lichtpulsen

Tilman Vincenz Heupel

MPQ-Report
237

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
Hans-Kopfermann-Str. 1
D-85748 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Atominterferometrie
mit kurzen Lichtpulsen

Tilman Vincenz Heupel

Meinem Vater

Zusammenfassung

Die relativ junge Disziplin der Atominterferometrie hat in den letzten Jahren einen großen Aufschwung erlebt. Auf Grund der kleinen de Broglie Wellenlänge der Atome können diese Materiewelleninterferometer eine sehr hohe Auflösung erreichen und finden als experimentelle Meßwerkzeuge in der Atomphysik zunehmend Verwendung etwa für die Messung von Rotationen, der Erdbeschleunigung oder der Photonenrückstoßenergie. Die innere Struktur von Atomen spielt dabei für viele Anwendungen in diesem Bereich eine große Rolle und eröffnet gegenüber der seit langem sehr erfolgreichen Interferometrie mit Elektronen und Neutronen neue Möglichkeiten.

In der vorliegenden Arbeit wird über Experimente zur Atominterferometrie mit kurzen Lichtpulsen berichtet. Durch die Verschränkung von inneren und äußeren Freiheitsgraden bei der Absorption und Emission von Photonen werden die Lichtpulse als atomare Strahlteiler benutzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neuartige Quelle für kurze, intensive, phasenkohärente Lichtpulse entwickelt und aufgebaut, die in der Atomoptik und Atominterferometrie als Strahlteiler Verwendung finden. Hierfür wird Licht aus einem Titan:Saphir-Dauerstrichlaser in einen passiven Resonator eingekoppelt und in der Intensität um einen Faktor 1500 überhöht. In den Fokus des im Resonator umlaufenden Lichts ist ein akusto-optischer Modulator eingesetzt, der als schneller optischer Schalter dient. Durch kurzes Anpulsen des Modulators kann ein Großteil der im Resonator gespeicherten Leistung in einem kurzen Puls ausgekoppelt werden. Man erhält damit Pulsleistungen von 750 W bei 10–15 ns Länge. Die Phasenkohärenz, d.h. das Vorhandensein einer festen Phasenbeziehung zwischen mehreren zeitlich aufeinanderfolgenden Pulsen, wurde mit einem Iod-Molekül-Interferometer experimentell nachgewiesen.

Da die erzeugten Lichtpulse kurz, intensiv und vor allem phasenkohärent sind, was mit herkömmlich verfügbaren Lichtquellen kaum realisierbar ist, eignen sie sich insbesondere für Atomoptik- und -interferometer-Experimente mit leichten und schnell bewegten Atomen, bei denen eine große Geschwindigkeitsklasse innerhalb einer noch breiteren Doppler-Verteilung adressiert werden soll und trotzdem eine ausreichend große Pulsfläche benötigt wird. Mit Hilfe der frequenzverdoppelten Lichtpulse wurde bei atomarem Wasserstoff die Einphotonen-Resonanz vom metastabilen 2S-Zustand in das 15P-Rydbergniveau bei 371 nm angeregt. Durch Änderung der Pulslänge konnte mit den erzielten Pulsflächen die Signatur von Rabi-Oszillationen beobachtet werden. Dies ist für die Realisierung von Interferometern von großer experimenteller Bedeutung, da damit Pulsflächen genau einge-

stellt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit konnte das erste makroskopische Atominterferometer mit atomarem Wasserstoff realisiert werden, bei dem räumlich getrennte Teilwellen zur Interferenz gebracht werden. Das Interferenzsignal zeigt wie erwartet einen sinusförmigen Verlauf in Abhängigkeit von der optischen Phase des letzten Lichtpulses der $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz.

In einem zweiten, ebenfalls atominterferometrischen Experiment gelang die Realisierung eines Vielstrahl-Atominterferometers mit Cäsiumatomen. Wie im analogen Fall der Interferenz von Lichtstrahlen beim Übergang vom Doppelspalt zum Gitter sind die Interferenzstrukturen, die einer Airy-Funktion ähneln, deutlich schmaler als bei einem Zweistrahl-Atominterferometer mit einem sinusförmigen Interferenzsignal. Hier wurden die atomaren Strahlen aufgespaltet, indem die Atome in räumlich separierende Dunkelzustände gepumpt wurden, die Superpositionen aus mehreren Grundzustandsniveaus sind. Diese Vielstrahl-Interferenz erhöht die Auflösung von Atominterferometern deutlich. Neben der Analogie zur Lichtoptik besitzt das Signal des Vielstrahl-Atominterferometers noch einen weiteren interessanten Effekt. Für größere Zeiten zwischen den als atomare Strahlteiler dienenden Pulsen beobachtet man zunächst einen Kollaps des Interferometersignals. Dies beruht auf einer mit der Rückstoßenergie verbundenen Phase der einzelnen Pfade, die quadratisch mit dem transversalen Impuls ansteigt. Für eine Wechselwirkungszeit von einem ganzzahligen Vielfachen der inversen Rückstoßenergie in Frequenzeinheiten addieren sich diese Phasenbeiträge jedoch konstruktiv auf, und das ursprüngliche Interferenzsignal kann wieder beobachtet werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie der Atominterferometer mit Lichtpulsen	5
2.1	Interferometer mit an atomare Übergänge koppelnden Lichtpulsen	6
2.1.1	Wechselwirkung von Licht mit einem Zwei-Niveau-System	6
2.1.2	Quantenmechanische Beschreibung von Atominterferometern	8
2.2	Dunkle atomare Strahlteiler	13
3	Phasenkohärente intensive Lichtpulse	17
3.1	Hochfinesse-Resonator zur Erzeugung phasenkohärenter Lichtpulse	18
3.2	Frequenzstabilisierung des Resonators	22
3.3	Doppler-freie FM-Spektroskopie von Iod	25
3.4	Frequenzverdopplung	30
3.4.1	Frequenzverdopplung mit LiIO_3	30
3.4.2	Periodisch-gepoltes LiTaO_3	31
4	Atominterferometer mit kurzen Lichtpulsen	35
4.1	Charakterisierung der Lichtpulse	35
4.2	Ein Iod-Molekül-Interferometer: Nachweis der Phasenkohärenz der Lichtpulse	38
4.3	Atominterferometrie mit atomarem Wasserstoff	43
4.3.1	Aufbau der Wasserstoff-Apparatur	44
4.3.2	Anregung von metastabilen Wasserstoffatomen	46
4.3.3	Ein Wasserstoff-Atominterferometer	50
5	Ein Vielstrahl-Atominterferometer	55
5.1	Prinzip und Theorie des Dunkelzustands-Interferometers	56
5.2	Realisierung und experimenteller Aufbau	63
5.3	Experimentelle Vielstrahl-Atominterferometersignale	66
6	Ausblick	70

A Im Resonator überhöhte stimulierte Brillouin Streuung	73
---	----

Literaturverzeichnis	80
----------------------	----

1 Einleitung

Die wesentliche, charakteristische Eigenschaft von Wellen ist ihre Interferenzfähigkeit. Eine Welle ist durch zwei Größen, ihre Amplitude und ihre momentane Phase, charakterisiert. Während die meisten Experimente lediglich Amplituden und Wellenlängen bzw. Frequenzen messen, können in Interferometern auch direkt die Phasen von Wellen bestimmt werden.

Bereits 1802 beobachtete Thomas Young ein Interferenzstreifenmuster von Licht, das durch einen Doppelspalt fiel, [1] und leitete aus seinen Ergebnissen die Wellentheorie des Lichts ab. In den folgenden Jahrzehnten hat sich die Wellentheorie, ausgehend von einer Vielzahl weiterer Interferenzexperimente mit Licht, zunehmend etabliert, auch wenn Anhaltspunkte vorhanden waren, daß sowohl Youngs Wellentheorie als auch Newtons Teilchenbild Aspekte derselben Sache seien. So zeigte Hamilton 1834 die Analogie zwischen der Bewegung massiver Teilchen und der Ausbreitung von Licht auf [2], die beide dem Weg der kleinsten Wirkung folgen (Fermatsches Prinzip für Lichtwellen).

Anfang der zwanziger Jahre dieses Jahrhunderts schlug de Broglie vor, daß nicht nur Licht, sondern auch Materie sowohl Teilchen- als auch Welleneigenschaften haben könnte [3], und lieferte mit seinem Postulat

$$\lambda_{dB} = h/p \quad (1.1)$$

die fundamentale Verbindung zwischen wellenartigen (Wellenlänge λ_{dB}) und teilchenartigen (Impuls p) Eigenschaften. h bezeichnet das Plancksche Wirkungsquantum. Die Implikation hieraus war, daß aus der Optik vertraute Phänomene wie Interferenz oder Beugung auch mit Elektronen, Neutronen, Atomen oder Molekülen beobachtbar sein sollten. Als Nachweis der Welleneigenschaft zeigten 1927 Davisson und Germer [4] und Thomson [5] Beugung von Elektronen, und 1930 demonstrierten Estermann und Stern [6] die Beugung von Helium-Atomen an NaCl-Kristalloberflächen.

Die ersten makroskopischen Materiewelleninterferometer, bei denen zwei getrennte kohärente Teilwellen überlagert und zur Interferenz gebracht wurden, wurden Anfang der fünfziger Jahre mit Elektronen [7, 8] und Anfang der sechziger Jahre mit Neutronen [9] realisiert. Zusätzlich zu der Möglichkeit, grundlegende quantenmechanische Probleme zu untersuchen, motivierte die potentiell hohe Sensitivität und Auflösung von Materiewelleninterferometern die weitere Forschung. Die verglichen mit optischen Wellenlängen kleine

de Broglie Wellenlänge massiver Teilchen kann die Empfindlichkeit um mehrere Größenordnungen steigern. Andererseits ist die de Broglie Wellenlänge, die von einigen nm für Elektronen und einigen Hundert pm für Neutronen bis zu wenigen pm für Atome bei thermischen Energien reicht, ein Grund dafür, daß Materiewelleninterferenz experimentell schwierig zu realisieren ist. Heute sind Neutronen- und Elektroneninterferometer nach wie vor wichtige Mittel, um fundamentale Fragestellungen der Physik zu testen und quantenmechanische Phänomene zu untersuchen [10].

Zwei Entwicklungen haben dazu geführt, daß es in den letzten Jahren im Gebiet der Atominterferometrie eine Vielzahl an Aktivitäten gibt. Einerseits erlaubt der Fortschritt in der Nanofabrikationstechnologie die Produktion von ausreichend feinen Strukturen, um thermische Atomstrahlen in signifikante Winkel zu beugen. Andererseits hat es die Entwicklung von intensiven, durchstimmbaren Lasern möglich gemacht, die Trajektorien von neutralen Atomen mit Lichtkräften zu kontrollieren. Mit Hilfe dieses Vordringens konnte 1991 von verschiedenen Gruppen erstmals auch die Interferenz zweier räumlich getrennter atomarer Teilstrahlen gezeigt werden [11, 12, 13, 14]. Dies öffnete den Weg zum einen zu Messungen, die auf anderem Weg kaum möglich sind, wie der Bestimmung des Brechungsindex' von Materiewellen in Gasen oder die Polarisierbarkeit von Atomen [15], zum anderen ermöglicht die typischerweise viel kleinere de Broglie Wellenlänge von Atomen Präzisionsexperimente, mit denen beispielsweise Rotationen, die Erdbeschleunigung oder die Rückstoßenergie von Atomen bei Absorption eines Photons gemessen werden können [16].

Die zusätzlich vorhandene innere Struktur von Atomen hat neben der Tatsache, daß Atominterferometer-Experimente in Labors mittlerer Größe mit vergleichbar kleinen Apparaturen möglich sind, sicherlich stark zu dem großen Interesse an diesem Gebiet beigetragen. Eine Vielzahl von Atominterferometer-Experimenten verwendet die inneren Freiheitsgrade von Atomen für das Aufspalten und Rückführen von atomaren Wellenpaketen. Das kohärente Aufspalten eines atomaren Wellenpakets basiert dabei auf dem Transfer von sowohl Energie als auch Impuls vom Lichtfeld auf das Atom durch Absorption, stimulierte Emission oder einer Umverteilung innerhalb mehrerer Strahlen von einzelnen Lichtquanten. Interferometer, die auf dieser Art von atomaren Strahlteilern beruhen, sind Hauptgegenstand dieser Arbeit.

Grundsätzlich bestimmen zwei Faktoren die Sensitivität eines Interferometers: Die Größe der induzierten Phasenverschiebungen und die Genauigkeit der Phasenmessung. In vielen Anwendungen, beispielsweise einem Atom-Gyroskop, kann die Empfindlichkeit durch eine größere Interferometerfläche, also durch eine größere Aufspaltung der einzelnen Interferometerpfade erhöht werden. Dabei bietet es sich an, bekannte Methoden aus der

Lichtinterferometrie auf den Bereich der Materiewellen-Interferometrie zu übertragen.

Die vorliegende Arbeit hat zwei Schwerpunkte. Zum einen wird die Realisierung einer neuartigen Quelle für kurze, intensive, phasenkohärente Lichtpulse, die sich sehr gut als atomare Strahlteiler in Materiewellen-Interferometern eignen, dargestellt. Die Phasenkohärenz wurde mit einem Iod-Molekülinterferometer experimentell nachgewiesen. Die Verwendung von kurzen Lichtpulsen in atomoptischen Experimenten ist speziell für die Wechselwirkung mit leichten, schnell bewegten Atomen wichtig. Auf Grund ihrer großen Frequenzbreite entsprechend der Heisenbergschen Unschärferelation können sie mit einer breiten Geschwindigkeitsklasse innerhalb einer gegebenen Doppler-Verteilung wechselwirken. Dies hat insbesondere Bedeutung für nur schwer laserkühlbare Atome und Moleküle. Die Pulse sind damit sehr gut für die Anregung beispielsweise von Wasserstoff-Atomen in einem Atomstrahl geeignet und können bei ausreichend großer Pulsfläche als atomare Strahlteiler für Atominterferometer-Experimente mit atomarem Wasserstoff verwendet werden. Dabei erreicht man auf Grund der kleinen Masse der Wasserstoffatome einen großen atomaren Rückstoß bei Absorption und Emission der Photonen. Die Messung der mit dem Rückstoß verbundenen Rückstoßenergie ist dabei von besonderem Interesse. Aus ihr kann unter Verwendung der sehr präzise gemessenen Rydberg-Konstante [17] und dem gut bekannten Masseverhältnis von Proton und Elektron [18] die Feinstrukturkonstante α bestimmt werden. Wasserstoff ist für eine solche Messung ein vielversprechender Kandidat, da neben dem großen Rückstoß auch Übergangswellenlängen präzise bekannt sind. Als Vorstufe für die Realisierung eines Wasserstoff-Atominterferometers zur Bestimmung der Photonenrückstoßenergie gelang es mit Hilfe der phasenkohärenten, intensiven, kurzen Lichtpulse, die Signatur von Rabi-Oszillationen zu beobachten und hiermit das erste Atominterferometer mit atomarem Wasserstoff zu demonstrieren.

Zum anderen ist man zur Vergrößerung der Sensitivität von Atominterferometern daran interessiert, die Genauigkeit der Phasenmessung zu erhöhen. Mit Cäsiumatomen wurde hier ein Vielstrahl-Atominterferometer aufgebaut und demonstriert. Wie im Fall der Interferenz von Lichtstrahlen erhält man durch mehr als zwei miteinander interferierende Strahlen ein schärferes Interferenzsignal, das einer Airy-Funktion ähnelt. Dadurch können Phasen mit höherer Genauigkeit gemessen werden. In diesem Experiment wurden die atomaren Wellenpakete durch Projektion auf geschwindigkeitsabhängige Dunkelzustände räumlich aufgespaltet. Neben der erhöhten Phasensensitivität beobachtet man zusätzlich für längere Zeiten zwischen den Strahlteiler-Lichtpulsen einen Kollaps und später ein Wiederaufleben des Interferometersignals. Dies beruht auf einer mit der Rückstoßenergie der Atome verbundenen Phase. Das Wiederaufleben des Interferometersignals ermöglicht es erst, dieses

Vielstrahl-Interferometer auch für lange Driftzeiten benutzen zu können, wie es für Präzisionsexperimente notwendig ist. Gleichzeitig eröffnet die präzise Bestimmung der Wieder-
auflebezeit, die gleich einem ganzzahligen Vielfachen der inversen Rückstoßenergie in Fre-
quenzeinheiten ist, einen weiteren Weg, die Rückstoßenergie bei Absorption und Emission
von Photonen zu bestimmen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert. In Kap. 2 wird zunächst die theoretische
Grundlage für die Beschreibung von Lichtpulsen als atomare Strahlteiler gelegt. Dabei wer-
den in Kap. 2.1 an atomare Übergänge koppelnde Lichtpulse behandelt. In Kap. 2.2 wer-
den dann geschwindigkeitsabhängige Dunkelzustände eingeführt, mit deren Hilfe atomare
Wellenfunktionen aufgespaltet werden können. Die neuartige Quelle für phasenkohärente
Lichtpulse wird in Kap. 3 beschrieben. Die Charakterisierung der Lichtpulse und die An-
wendungen in Materiewellen-Interferometern zusammen mit den Anregungs-Experimenten
mit atomarem Wasserstoff folgen in Kap. 4. In Kap. 5 wird dann die Realisierung eines
Vielstrahl-Atominterferometers, das auf der Verwendung von geschwindigkeitsabhängigen
Dunkelzuständen basiert, berichtet. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und
einem Ausblick.

2 Theorie der Atominterferometer mit Lichtpulsen

Das Schlüsselement für Atominterferometer-Experimente ist der atomare Strahlteiler.
Ein atomarer Strahlteiler trennt die Ein-Atom-Wellenfunktion in einen makroskopischen
Superpositionszustand aus zwei oder mehreren Schwerpunkts-Wellenpaketen, die sich in
unterschiedliche Richtungen ausbreiten. In Analogie zu optischen Interferometern wurden
in einigen Arbeiten Spalte oder Beugungsgitter benutzt, um atomare Strahlen aufzuteilen
und wieder zusammenzuführen [19]. Die Gitter und Spalte können sowohl aus mechanischen
Strukturen als auch aus periodischen Lichtfeldern bestehen. Ein alternativer Ansatz ist die
Erzeugung von atomarer Interferenz unter direkter Verwendung der inneren Freiheitsgra-
de. In dieser Klasse von Interferometern wird die räumliche Trennung der Atome durch
einem Impulsrückstoß erreicht, der durch das elektromagnetische Feld induziert wird, mit
dem Übergänge von einem internen atomaren Zustand in einen anderen getrieben werden.
Dadurch sind die internen und externen Freiheitsgrade unmittelbar miteinander verbun-
den. Die Interferenz manifestiert sich in der relativen Besetzung der einzelnen Zustände
am Ausgang des Interferometers.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zu Atominterferometern mit Licht-
pulsen gelegt. Dabei nehmen die atomaren Strahlteiler den Hauptstellenwert der Betrach-
tung ein. Zunächst wird die Theorie für Interferometer mit Lichtpulsen, die durch ihre
Kopplung an das Atom als Strahlteiler dienen, entwickelt. Hier wird die Rabi-Formel her-
geleitet, die das Verhalten eines Zwei-Niveau-Systems, das mit einem Rechteckpuls an elek-
tromagnetischer Strahlung wechselwirkt, exakt beschreibt. Danach wird der Effekt des Pho-
tonenrückstoßes eingeführt, indem die Hilberträume, die mit den inneren Freiheitsgraden
und mit der äußeren Position und der Impulsvariablen verbunden sind, verknüpft werden.
Um die räumliche Trennung der Wellenpakete auf Grund des Rückstoßeffekts zu kompen-
sieren, betrachtet man eine Folge von Pulsen wie beispielsweise eine $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulsse-
quenz, wodurch die einzelnen Pfade wieder überlappen. Der Rückstoß beruht dabei auf der
Erhaltung des Gesamtimpulses bei Absorption und Emission von Lichtquanten und damit
auf Newtons drittem Gesetz.

Im Anschluß wird die Grundlage zu Atominterferometern gelegt, die Dunkelzustände mit
räumlich separierenden Wellenfunktionen zur Strahlteilung benutzen. Dazu wird zunächst
auf Zustände, die nicht an das Lichtfeld koppeln, eingegangen. Die Berücksichtigung der

äußeren Freiheitsgrade liefert ein räumliches Aufspalten des Atoms in verschiedene Wege. Durch Projektion auf den Dunkelzustand können einzelne Pfade umgelenkt werden, und man erhält geschlossene Interferometerwege.

2.1 Interferometer mit an atomare Übergänge koppelnden Lichtpulsen

2.1.1 Wechselwirkung von Licht mit einem Zwei-Niveau-System

Für ein Zwei-Niveau Atoms mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$, an das ein klassisches elektromagnetisches Feld koppelt, ergibt sich bei Vernachlässigung von spontaner Emission der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \quad (2.1)$$

mit dem elektrischen Feld

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t + \phi). \quad (2.2)$$

Der Vektor $\mathbf{E}_0$ definiert dabei sowohl die Feldamplitude als auch die Polarisation des elektromagnetischen Feldes. Der Kopplungsterm des elektrischen Dipolmoments ist $V = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} = |e\rangle\langle e| \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}$, wobei $\mathbf{r}$ als Vektor vom Kern des Atoms zur Elektronenposition definiert ist. Die Zeitentwicklung für ein Quantensystem

$$|\Psi(t)\rangle = a_e(t)|e\rangle + a_g(t)|g\rangle \quad (2.3)$$

ist durch die Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle \quad (2.4)$$

gegeben. Mit den zeitabhängigen Koeffizienten läßt sich die Schrödinger-Gleichung schreiben als

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{a}_e(t) &= \hbar\omega_e a_e(t) + V_{eg} a_g(t) \\ i\hbar \dot{a}_g(t) &= V_{eg}^* a_e(t) + \hbar\omega_g a_g(t), \end{aligned} \quad (2.5)$$

wobei

$$\begin{aligned} V_{eg} &= \langle e|V|g\rangle \\ &= \hbar\Omega_{eg} \left(\frac{e^{i(\omega t + \phi)} + e^{-i(\omega t + \phi)}}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

und die Rabi-Frequenz durch

$$\Omega_{eg} = -\frac{\langle e|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0|g\rangle}{\hbar} \quad (2.7)$$

definiert ist.

Die schnellen Oszillationen von a_e und a_g bei den atomaren Frequenzen ω_e und ω_g können durch das Umschreiben

$$\begin{aligned} a_e(t) &= c_e(t) e^{-i\omega_e t} \\ a_g(t) &= c_g(t) e^{-i\omega_g t} \end{aligned} \quad (2.8)$$

herausfaktoriert werden. Für ein nur langsam variierendes Feld ($\Omega_{eg} \ll \omega_e, \omega_g$) ändern sich c_e und c_g nur langsam. Durch Einsetzen von Gl. 2.8 in Gl. 2.5 und formale Integration erhält man

$$c_e(t) = c_e(t_0) - i \int_{t_0}^t dt' \Omega_{eg} c_g(t') e^{i\omega_{eg} t'} \left(\frac{e^{i(\omega t' + \phi)} + e^{-i(\omega t' + \phi)}}{2} \right) \quad (2.9)$$

mit $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$. Für einen nur langsam sich ändernden Koeffizienten $c_e(t')$ ist das Integral des nicht-resonanten Terms $e^{i(\omega_{eg} + \omega)t'}$ viel kleiner als das Integral des resonanten Terms $e^{i(\omega_{eg} - \omega)t'}$. Berücksichtigt man nur den resonanten Term und macht damit die 'rotating-wave approximation', erhält man die Schrödinger-Gleichung in der Darstellung der langsam variierenden Koeffizienten

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{c}_e(t) &= \frac{\hbar\Omega_{eg}}{2} e^{-i(\delta t + \phi)} c_g(t) \\ i\hbar \dot{c}_g(t) &= \frac{\hbar\Omega_{eg}^*}{2} e^{i(\delta t + \phi)} c_e(t) \end{aligned} \quad (2.10)$$

mit der Frequenzverstimung $\delta = \omega - \omega_{eg}$. Die exakte Lösung dieses Gleichungssystems ist durch die Rabi-Formel gegeben. Für die langsam variierenden Koeffizienten erhält man [20]

$$\begin{aligned} c_e(t_0 + t) &= e^{-i\delta t/2} \left\{ \left[\cos\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) + i\frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right] c_e(t_0) - i\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} c_g(t_0) \right\} \\ c_g(t_0 + t) &= e^{i\delta t/2} \left\{ -i\frac{\Omega_{eg}^*}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) e^{i(\delta t_0 + \phi)} c_e(t_0) + \left[\cos\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right] c_g(t_0) \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

mit $\Omega_r = \sqrt{|\Omega_{eg}|^2 + \delta^2}$. Gl. 2.11 gibt die Wahrscheinlichkeitsamplituden für die beiden atomaren Zustände bei einer Kopplung an ein elektromagnetisches Feld mit konstanter Amplitude nach einer Zeit t an.

Für den Fall, daß das Atom zur Zeit $t_0 = 0$ ursprünglich im Grundzustand $|g\rangle$ ist und mit resonantem Licht ($\delta = 0$) beschienen wird, reduziert sich die erste Gleichung in Gl. 2.11 zu

$$c_e(t) = -i \sin\left(\frac{\Omega_{eg} t}{2}\right) e^{-i\phi}. \quad (2.12)$$

Die Wahrscheinlichkeit, das Atom im Zustand $|e\rangle$ zu finden, ist dann

$$|c_e(t)|^2 = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Omega_{eg} t)]. \quad (2.13)$$

Demnach führt das Atom Oszillationen zwischen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ mit der Frequenz Ω_{eg} aus, was als Rabi-Oszillationen bekannt ist. Wird das Licht nach einer Zeit $\tau_\pi = \pi/\Omega_{eg}$ ausgeschaltet, so wird ein ursprünglich in $|g\rangle$ befindliches Atom komplett in den Zustand $|e\rangle$ transferiert. Dies wird als π Puls bezeichnet. In ähnlicher Weise hinterläßt ein $\pi/2$ Puls von der Dauer $\tau_{\pi/2} = \pi/2\Omega_{eg}$ das Atom in einer kohärenten Superposition der beiden Zustände. Viele Atominterferometer sind einfache Kombinationen von $\pi/2$ und π Pulsen. Zu beachten ist, daß für den Fall, daß das Wechselwirkungsfeld nicht in Resonanz mit dem atomaren Übergang ist, sich das Atom nicht mehr vollständig, also mit einer Wahrscheinlichkeit von 1, aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand transferieren läßt.

2.1.2 Quantenmechanische Beschreibung von Atominterferometern

Nachdem im Abschnitt 2.1.1 nur die inneren Freiheitsgrade betrachtet wurden, sollen im folgenden für die Analyse von Atominterferometern auch die äußeren Freiheitsgrade eines Atoms berücksichtigt werden. Zu dieser Analyse gibt es den Zugang, die Ausbreitung von Wellenpaketen explizit zu betrachten. Bei diesem Weg werden die Phasenverschiebungen im Interferometer mit Hilfe eines Satzes von Phasenverschiebungsregeln für die Atom-Licht-Wechselwirkungsstellen und die Zeiten während der freien Ausbreitung berechnet. Freie Propagatoren und S-Matrizen, bei denen variable Durchflugszeiten von Atomen und Doppler-Verschiebungen zweiter Ordnung sowohl für die Wechselwirkung mit Steh- als auch mit laufenden Wellen einbezogen wurden, sind in Ref. [21] angegeben. Die dort dargestellten, allgemeinen Ergebnisse sind insbesondere für den Fall, daß ein Atomstrahl Dauerstrichlaserstrahlen passiert, nützlich. Für den Fall, daß relativistische Effekte klein sind, kann die Dynamik im in Kap. 2.1.1 beschriebenen Wechselwirkungsbild, in dem die Eigenfrequenzen herausfaktoriert sind, einfacher beschrieben werden. Für Atominterferometer mit kurzen Lichtpulsen ist die Wechselwirkungszeit für alle Atome gleich, und

die Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung muß im allgemeinen nicht berücksichtigt werden. Insbesondere bei Vernachlässigung relativistischer Effekte können einfachere Regeln angewendet werden [22, 23].

Bei der folgenden quantenmechanischen Beschreibung werden zunächst die atomaren Wellenpakete als Summe aus Impulseigenzuständen, also von ebenen Wellen, dargestellt. Nach der Berechnung der Wechselwirkungseffekte des Lichts mit den Atomen für eine gegebene ebene Welle kann man das Verhalten des ursprünglichen Wellenpakets durch Integration über alle Impulszustände des atomaren Ensembles erhalten. Zur Bestimmung der Phasenverschiebungen in Atominterferometern ist diese abschließende Integration oftmals allerdings nicht nötig.

Für die Atominterferometrie mit optischen Photonen impliziert die Verschränkung von inneren und äußeren Freiheitsgraden, daß die Position eines Atoms keine klassische Variable ist. Dementsprechend besteht die Basis für die atomaren Zustände aus einem Tensorprodukt des Hilbert-Raums, der die internen Energiezustände des Atoms beschreibt, und des Hilbert-Raumes, der die äußeren Freiheitsgrade beschreibt,

$$\begin{aligned} |e, \mathbf{p}_e\rangle &= |e\rangle \otimes |\mathbf{p}_e\rangle \\ |g, \mathbf{p}_g\rangle &= |g\rangle \otimes |\mathbf{p}_g\rangle. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Der Hamilton-Operator für dieses System ist

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g |g\rangle\langle g| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.15)$$

wobei $\hat{\mathbf{p}}$ auf den Impulsanteil der Basiszustände wirkt. Der Wechselwirkungsterm $V = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ bezieht die räumliche Abhängigkeit des elektrischen Feldes

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t + \phi) \quad (2.16)$$

mit ein. Der neu-auf tretende Term vom elektrischen Feldoperator, $e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$, kann mit Hilfe der Vollständigkeitsrelation für die Impulsbasiszustände zu

$$\begin{aligned} 1 \cdot e^{\pm i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} &= \int d^3\mathbf{p} e^{\pm i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} |\mathbf{p}\rangle\langle \mathbf{p}| \\ &= \int d^3\mathbf{p} |\mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}\rangle\langle \mathbf{p}| \end{aligned} \quad (2.17)$$

umgeschrieben werden. Die räumliche Abhängigkeit des elektrischen Feldes in der Impulsdarstellung führt zu dem Resultat, daß die Absorption oder Emission eines Photons mit Wellenvektor $\mathbf{k}$ den atomaren Impuls um $\hbar\mathbf{k}$ ändert. Diese unmittelbare Korrespondenz zwischen inneren und äußeren Freiheitsgraden bedeutet, daß sich die Basiszustände hier zu

$|g, \mathbf{p}\rangle$ und $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}\rangle$ vereinfachen. Die Verstimmung von der Resonanz dieses effektiven Zwei-Niveau-Systems,

$$\delta = \omega - \left(\omega_{eg} + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}}{m} + \omega_{\text{rec}} \right), \quad (2.18)$$

enthält Terme für die Doppler-Verschiebung $\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}/m$ und die Rückstoßverschiebung $\omega_{\text{rec}} = \hbar k^2/2m$.

Wenn ein Photon mit Impuls $\hbar \mathbf{k}$ ein Atom in eine kohärente Superposition von zwei Zuständen bringt, führt der Rückstoß dazu, daß sich die beiden Komponenten des Atoms in ihren jeweiligen internen Zuständen $|g, \mathbf{p}\rangle$ und $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}\rangle$ räumlich mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{rec}} = \hbar \mathbf{k}/m$ trennen, wie Abb. 2.1 zeigt. Wenn diese beiden Teile des Atoms später interferieren sollen, müssen sie sich räumlich überlappen. In einem Atomstrahl oder in einer Zelle führt der Rückstoß eines optischen Photons schnell zu einem Abstand, der viel größer als die räumliche Kohärenz der atomaren Quelle ist. Demnach wird eine Interferenz nicht beobachtbar sein, wenn nicht die Komponenten, die etwa durch einen $\pi/2$ Puls getrennt werden, zu einem späteren Zeitpunkt räumlich rekombinieren. Da die hier verwendeten Impuls-Basiszustände $|\mathbf{p}\rangle$ räumlich delokalisiert sind, muß erst eine explizite Summe über eine Superposition von Impulszuständen ausgeführt werden, um die räumliche Überlagerung von Wellenpaketen bei dem Formalismus aus Kap. 2.1.1 zu berücksichtigen.

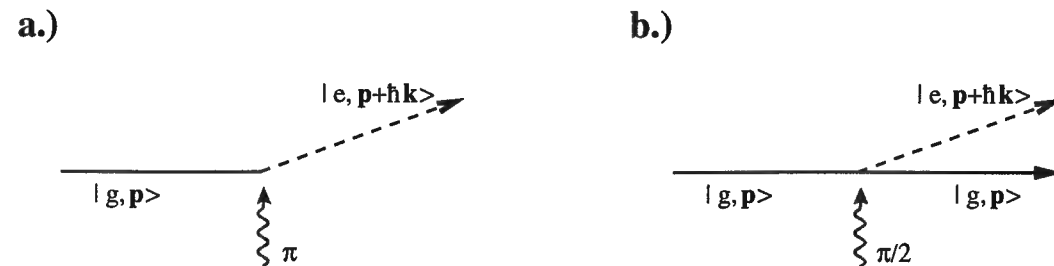


Abb. 2.1: Rückstoßdiagramme für einen π und einen $\pi/2$ Puls in einem atomaren Zwei-Niveau-System, das sich anfangs im Grundzustand befindet. Die Schwerpunktsposition des Atoms ist in einem Bezugssystem, das entlang der ursprünglich ungestörten Trajektorie des Atoms frei fällt, gegen die Zeit aufgetragen. (a) Ablenkung durch einen π Puls. (b) Kohärentes Aufspalten des Wellenpakets in zwei Teilstrahlen durch einen $\pi/2$ Puls.

Ein einfaches Mittel, um das räumliche Überlappen zwischen unterschiedlichen Trajektorien sichtbar zu machen, sind Rückstoßdiagramme [24, 22], die graphisch die räumliche Schwerpunktsposition von Komponenten in einem Bezugssystem, das frei entlang der ursprünglich ungestörten Trajektorie des Atoms fällt, gegen die Zeit darstellen. Demnach beinhalten Rückstoßdiagramme nur Veränderungen, die von der Wechselwirkung mit Photonenimpulsen herrühren, aber nicht Bewegungen auf Grund von Gravitation oder Verbreiterungen der Wellenpakete für nicht-unendlich kurze Pulsdauern. Die Zeitpunkte, an

denen das Atom mit dem Lichtfeld wechselwirkt, bilden in den Rückstoßdiagrammen Verzweigungspunkte, an denen Pfade auf Grund des Impulstransfers durch das Lichtfeld aufgespaltet oder umgelenkt werden. Überlappen zwei oder mehrere Pfade an einem Wechselwirkungspunkt, so erzeugt die Wechselwirkung Interferenz, wenn der übertragene Impuls dazu führt, daß zwei oder mehrere Eingangspfade zu einem einzelnen Ausgangspfad beitragen können. Neben dieser Möglichkeit, qualitative Aussagen über das Überlappen von Wellenpaketen und damit zu deren Interferenzfähigkeit machen zu können, liefern Rückstoßdiagramme auch ein Instrument zur Bestimmung der Sensitivität von Atominterferometern hinsichtlich konservativer Potentiale wie beispielsweise Gravitation. Die theoretische Grundlage von Rückstoßdiagrammen und deren praktische Verwendbarkeit in Form von Phasenverschiebungsregeln ist in Ref. [22] und [23] dargestellt. Mit Hilfe dieser Rückstoßdiagramme können somit Phasenverschiebungen in Atominterferometern unter ausschließlicher Benutzung von Impulsbasiszuständen korrekt berechnet werden, ohne explizit über eine Superposition von Zuständen in einem Wellenpaket summieren zu müssen, so lange man das räumliche Überlappen im Rückstoßdiagramm überprüft.

Das einfachste Atominterferometer mit optischen Pulsen beruht auf einer $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Sequenz [24, 25] und ist als Rückstoßdiagramm in Abb. 2.2 dargestellt. Ein solches Interferometer kann unter Benutzung von Kernspin-Resonanz Konzepten auch in Form eines Photon-Echo-Experiments verstanden werden [26]. Wenn das Lichtfeld in Resonanz mit dem atomaren Übergang ist, wirkt der erste $\pi/2$ Puls als atomarer Strahlteiler und fügt einen Geschwindigkeitsunterschied $\mathbf{v}_{\text{rec}} = \hbar \mathbf{k}/m$ zwischen den beiden Zuständen der kohärenten Superposition ein. Der π Puls nach einer Zeit T wirkt als atomarer Spiegel und lenkt die atomaren Pfade um, so daß sie zur Zeit $2T$ des zweiten $\pi/2$ Pulses wieder überlappen. Dieser letzte $\pi/2$ Puls bringt die Wellenpakete zur Interferenz. Selbst wenn das Atom nicht vollständige $\pi/2$ und π Pulszyklen macht, weil beispielsweise die inhomogene Geschwindigkeitsverteilung so groß ist, daß die spektrale Breite der Pulse ($\delta\omega \simeq 1/\tau$) von der gleichen Größenordnung oder kleiner als die Doppler-verbreiterte Linienbreite ist, oder weil auf Grund der Hyperfeinstruktur Zustände mit unterschiedlichen Kopplungsstärken wechselwirken, erhalten die Atome denselben Impulstransfer und zeigen dieselbe Phasenverschiebung im Interferometer für die Pulssequenz auf. In diesem Fall reduziert sich allerdings der Kontrast des Interferometersignals durch den unvollständigen Transfer zwischen den Zuständen. Alternativ kann man für insgesamt kleinere Pulsleistungen, bei denen man mit der ganzen Pulssequenz kein vollständiges Invertieren des Atoms erreicht, auch ein Interferometersignal erhalten, wenn man eine modifizierte Pulssequenz wählt, bei der der mittlere Puls mit um 180° verschobener Phase eingestrahlt wird [27]. Dadurch werden die

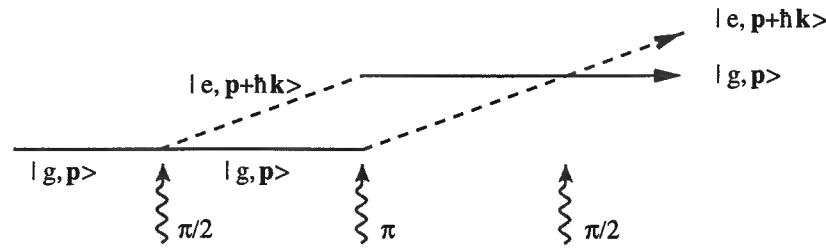


Abb. 2.2: Rückstoßdiagramm für ein $\pi/2-\pi-\pi/2$ Pulssequenz-Atominterferometer. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien stellen die Pfade des Atoms im Zustand $|g\rangle$ bzw. $|e\rangle$ dar. Die Verzweigungen treten bei den Wechselwirkungen mit dem Lichtfeld auf.

einzelnen Pfade ebenso durch den mittleren Puls umgelenkt, und man beobachtet mit dem letzten Puls Interferenz.

Das $\pi/2-\pi-\pi/2$ Interferometer wird mit Hilfe von Gl. 2.11 analysiert. Der Einfachheit halber ist $|\delta| \ll \Omega_{eg}$ angenommen. Die Pulslänge τ sei für alle drei Pulse gleich lang, so daß die Rabi-Frequenz der $\pi/2$ Pulse nur halb so groß wie die des π Pulses ist. Gl. 2.11 vereinfacht sich für einen π Puls der Länge τ zu

$$\begin{aligned} c_e(t_0 + \tau) &= -ie^{-i\delta\tau/2} e^{-i(\delta t_0 + \phi)} c_g(t_0) \\ c_g(t_0 + \tau) &= -ie^{i\delta\tau/2} e^{i(\delta t_0 + \phi)} c_e(t_0) \end{aligned} \quad (2.19)$$

und für einen $\pi/2$ Puls der gleichen Länge τ zu

$$\begin{aligned} c_e(t_0 + \tau) &= e^{-i\delta\tau/2} [c_e(t_0) - ie^{-i(\delta t_0 + \phi)} c_g(t_0)] / \sqrt{2} \\ c_g(t_0 + \tau) &= e^{i\delta\tau/2} [-ie^{i(\delta t_0 + \phi)} c_e(t_0) + c_g(t_0)] / \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Für die Zeit zwischen den Pulsen, in der kein wechselwirkendes Feld vorhanden ist ($\Omega_{eg} = 0$) und somit $\Omega_r = |\delta|$ gilt, reduziert sich Gl. 2.11 zu

$$\begin{aligned} c_e(t_0 + t) &= e^{-i\delta t/2} [\cos(|\delta|t/2) + i(\delta/|\delta|) \sin(|\delta|t/2)] c_e(t_0) \\ &= e^{-i\delta t/2} \cdot e^{i\delta t/2} c_e(t_0) \\ &= c_e(t_0) \\ c_g(t_0 + t) &= e^{i\delta t/2} [\cos(|\delta|t/2) - i(\delta/|\delta|) \sin(|\delta|t/2)] c_g(t_0) \\ &= e^{i\delta t/2} \cdot e^{-i\delta t/2} c_g(t_0) \\ &= c_g(t_0). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Da die ursprüngliche explizite Zeitabhängigkeit der Übergangsamplituden der Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ herausfaktorisiert wurde, treten die Terme mit den Frequenzen der freien Präzession nicht mehr auf.

Für die Berechnung des Interferometersignals sei das Atom anfänglich im Zustand $|g, \mathbf{p}\rangle$. Für die ganze Pulssequenz sei die Frequenzverstimmung δ als konstant angenommen, die optische Phase ϕ der jeweiligen Pulse möge aber variieren. Die optische Phase des Lichtfelds relativ zur Phase des Atoms ist die kritische Komponente in einem solchen Lichtpuls-Atominterferometer. Durch sukzessive Anwendung von Gl. 2.19 und Gl. 2.20 für einen $\pi/2$ Puls zur Zeit t_1 , einen π Puls zur Zeit $t_2 = t_1 + T + \tau$ und einen $\pi/2$ Puls zur Zeit $t_3 = t_1 + 2T + 2\tau$ mit jeweils der Pulslänge τ erhält man

$$c_{e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}}(t_3 + \tau) = -\frac{i}{2} e^{-i\delta\tau/2} e^{-i(\delta t_2 + \phi_2)} [1 - e^{-i\Delta\phi}] \quad (2.22)$$

mit

$$\Delta\phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3. \quad (2.23)$$

Zu jedem Zeitpunkt t_i ist die Phase ϕ_i des Lichts relativ zur Phase des Atoms bezogen auf die Phase zu einem festen Zeitpunkt t_0 , so daß für sie $\phi_i = \int_{t_0}^{t_i} \delta(t') dt'$ gilt. Die Wahrscheinlichkeit, das Atom im angeregten Zustand zu finden, ist

$$|c_{e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}}(t_3 + \tau)|^2 = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Delta\phi)]. \quad (2.24)$$

Diese Wahrscheinlichkeit $|c_{e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}}(t_3 + \tau)|^2$ ist unabhängig von der atomaren Geschwindigkeit, so daß Atome mit verschiedenem Impulszustand kohärent zum Interferenzsignal beitragen. Demnach ist die Phasenverschiebung für eine kohärente Summe von vielen Impulszuständen, also beispielsweise auch für ein Wellenpaket, durch Gl. 2.24 gegeben. Für eine konstante Frequenzverstimmung und konstante Phase der Pulse ist das Atom nach dem letzten Puls im Grundzustand. Wird die relative Phase zwischen dem Lichtfeld und dem Atom verändert, so ändert sich auch die Population im angeregten Zustand. Dies läßt sich ausnutzen, um über eine Phasenmessung beispielsweise Gravitation [28, 29] oder Rotationen [30, 31] zu bestimmen. Mit einer anderen Pulssequenz, die aus einem $\pi/2$ Pulspaar gefolgt von einem zweiten $\pi/2$ Pulspaar in entgegengesetzter Richtung besteht, kann in analoger Weise der Photonenrückstoß bei Absorption oder Emission eines Photons gemessen werden [32]. Solche Trägheitskräfte ändern die relative Phase der de Broglie Materiewellen in bezug auf die Phase des Lichtfelds, die im Laborsystem verankert ist. Diese Phasenverschiebung äußert sich in einer Änderung der Anzahl der Atome beispielsweise im Zustand $|e\rangle$ nach der Interferometer-Pulssequenz, was experimentell nachgewiesen werden kann.

2.2 Dunkle atomare Strahlteiler

Neben hellen atomaren Strahlteilern können auch nicht an das Lichtfeld koppelnde Superpositionen von atomaren Zuständen, sogenannte „Dunkelzustände“, benutzt werden,

um atomare Wellenfunktionen aufzuspalten und wieder zusammenzuführen. Nach Arbeiten aus den sechziger [33] und siebziger Jahren [34, 35, 36] haben in den letzten Jahren dunkle Grundzustandskohärenzen erneut starke Aufmerksamkeit im Zusammenhang mit dem Kühlen unter die Photonen-Rückstoßgrenze gefunden [37]. Auf Marte, Zoller und Hall geht der Vorschlag zurück, Dunkelzustände — im Zusammenhang mit 'adiabatic passage' — zu nutzen, um atomare Wellenfunktionen kohärent aufzuspalten [38], worauf experimentell ein Impulstransfer mit 'adiabatic passage' demonstriert [39, 40] und kurz danach ein Zweistrahl-Atominterferometer aufbauend auf einem Dunkelzustand in einem Drei-Niveau-System realisiert wurde [41].

Für die Beschreibung von dunklen Zustandssuperpositionen, die man zur kohärenten Aufspaltung von atomaren Wellenfunktionen nutzen kann, [42, 43] betrachte man zunächst ein Atom mit einem Grundzustand mit totalem Drehimpuls F und einem angeregtem Zustand mit gesamtem Drehimpuls F' . Dieses Atom werde von zwei Lichtstrahlen mit σ_+ bzw. σ_- Polarisation beleuchtet, die mit den entsprechenden Übergängen resonant sind. Es sei angenommen, daß $F = F'$ gilt. In diesem Fall existiert immer ein Dunkelzustand [44]. Das Licht koppelt an Zustände in einer Familie, die eine Kette von V-Typ-Übergängen formen. Eine zweite Kette von Λ -Typ Übergängen bildet dagegen einen Dunkelzustand, der nicht an das Lichtfeld koppelt. Wie Abb. 2.3 zeigt, hat dieser Zustand $N = (F + 1)$ Komponenten mit nur gerader oder ungerader magnetischer Quantenzahl m_F .

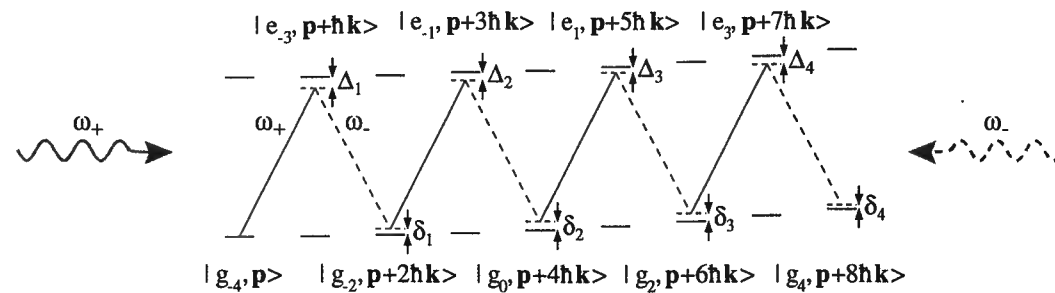


Abb. 2.3: Niveauschema für einen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand in einem $(F=4)-(F'=4)$ -Übergang bei zwei gegenläufigen, zirkular polarisierten Lichtstrahlen mit Frequenz ω_+ bzw. ω_- . Hier bezeichnen $|g_{m_F}, \mathbf{p}\rangle$ bzw. $|e_{m_F}, \mathbf{p}\rangle$ einen Grund- bzw. angeregten Zustand mit magnetischer Quantenzahl m_F und Impuls $\mathbf{p}$. Die einzelnen kinetischen Energien sind hier berücksichtigt. Der Dunkelzustand ist eine kohärente Superposition aus den fünf geraden m_F Niveaus, deren Impuls sich zwischen zwei benachbarten Zuständen jeweils um zwei Photonenrückstöße $\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \approx 2\hbar\mathbf{k}$ unterscheidet.

Wenn man den Impuls, der bei der Absorption und stimulierten Emission von Photonen auf das Atom übertragen wird, berücksichtigt, so zeigt sich, daß die einzelnen m_F Niveaus innerhalb einer Familie auch in ihrem Impuls miteinander verbunden sind. Übergänge

werden nur zwischen den $2N - 1$ (gleich $2F + 1$) Zuständen mit verschränkten inneren und äußeren Freiheitsgraden $|g_{-N+1}, \mathbf{p}\rangle$, $|e_{-N+2}, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_+\rangle$, $|g_{-N+3}, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\rangle$, ... $|g_{N-1}, \mathbf{p} + N\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\rangle$ getrieben, wobei $|g_{m_F}, \mathbf{p}\rangle$ bzw. $|e_{m_F}, \mathbf{p}\rangle$ einen Grund- bzw. angeregten Zustand mit magnetischer Quantenzahl m_F und Impuls $\mathbf{p}$ bezeichnet. Das elektrische Feld der beiden Lichtstrahlen mit σ_+ bzw. σ_- Polarisation ist durch

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{0,+} \cos(\mathbf{k}_+ \cdot \mathbf{r} - \omega_+ t) + \mathbf{E}_{0,-} \cos(\mathbf{k}_- \cdot \mathbf{r} - \omega_- t) \quad (2.25)$$

gegeben.

Im Wechselwirkungsbild, in dem die Eigenenergien der Zustände herausfaktorisiert sind (siehe z.B. [45]), hat man für diese Basis von Zuständen den Hamilton-Operator

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\frac{\hbar}{2} \sum_{n=1}^{N-1} \left(\Omega_+ C_{2n-N-1}^{2n-N} e^{it(\Delta_n + \delta_{n-1})} \right. \\ & \cdot |e_{2n-N}, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}_+ - (n-1)\hbar\mathbf{k}_-\rangle \langle g_{2n-N-1}, \mathbf{p} + (n-1)\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) | \\ & + \Omega_- C_{2n-N+1}^{2n-N} e^{it(\Delta_n + \delta_n)} \\ & \cdot |e_{2n-N}, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}_+ - (n-1)\hbar\mathbf{k}_-\rangle \langle g_{2n-N+1}, \mathbf{p} + n\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) | \Big) \\ & + h. c. \\ & - \frac{i\hbar\Gamma}{2} \sum_{n=1}^{N-1} |e_{2n-N}, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}_+ - (n-1)\hbar\mathbf{k}_-\rangle \langle e_{2n-N}, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}_+ - (n-1)\hbar\mathbf{k}_- | \end{aligned} \quad (2.26)$$

mit

$$\begin{aligned} \Omega_+ C_{m_F}^{m_F+1} &= \frac{e}{\hbar} \langle e_{m_F+1} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{0,+} | g_{m_F} \rangle, \\ \Omega_- C_{m_F}^{m_F-1} &= \frac{e}{\hbar} \langle e_{m_F-1} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{0,-} | g_{m_F} \rangle. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Hier bezeichnen $C_{m_F}^{m_F'}$ die Clebsch-Gordan Koeffizienten des Übergangs vom Grundzustand $|g_{m_F}\rangle$ in den angeregten Zustand $|e_{m_F'}\rangle$. Ω_+ und Ω_- sind die Rabi-Frequenzen der σ_+ bzw. σ_- polarisierten Welle für einen Übergang mit einem Clebsch-Gordan Koeffizient von eins. Durch den nicht-hermiteschen Term $-i\hbar\Gamma/2$ wird der spontane Zerfall des angeregten Zustands ähnlich wie in [38] berücksichtigt. Mit den atomaren Energien ω_{g,m_F} des Grundzustands und ω_{e,m_F} des angeregten Zustands mit magnetischer Quantenzahl m_F bzw. m_F' sind die Frequenzverstimungen (siehe Abb. 2.3)

$$\begin{aligned} \Delta_n = & -n\omega_+ + (n-1)\omega_- - \omega_{g,-N+1} + \omega_{e,2n-N} \\ & + \frac{1}{2m\hbar} \left((\mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}_+ - (n-1)\hbar\mathbf{k}_-)^2 - \mathbf{p}^2 \right), \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned}\delta_n &= n(\omega_+ - \omega_-) + \omega_{g,-N+1} - \omega_{g,2n-N+1} \\ &\quad + \frac{1}{2m\hbar} (\mathbf{p}^2 - (\mathbf{p} + n\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-))^2) \\ &= n \left(\Delta\omega - \frac{(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\mathbf{p}}{m} \right) - n^2\omega_r.\end{aligned}\quad (2.29)$$

Die Zwei-Photonen-Frequenzverstimmlung δ_n ist hier mit Hilfe der Abkürzung $\Delta\omega = (\omega_+ - \omega_- - \omega_A)$ vereinfacht, wobei ω_A die (Zeeman-) Aufspaltung zwischen zwei benachbarten geraden oder ungeraden Zuständen ist. $\omega_r = \hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)^2/2m$ bezeichnet die Rückstoßenergie in Frequenzeinheiten eines einzelnen Raman-Übergangs.

Bei der Suche nach Eigenfunktionen des Wechselwirkungs-Hamilton-Operators (Gl. 2.26) findet man einen Zustand mit Eigenwert Null [33, 34, 35, 36]. Die Wellenfunktion dieses Zustands ist

$$|\varphi_D(\mathbf{p}, t)\rangle = \sum_{n=0}^{N-1} c_n e^{-i\delta_n t} |g_{2n-N+1}, \mathbf{p} + n\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\rangle, \quad (2.30)$$

wobei die Gewichte c_n durch

$$c_n = c_0 \left(\frac{-\Omega_+}{\Omega_-} \right)^n \cdot \frac{C_{-N+1}^{-N+2} C_{-N+3}^{-N+4} \cdots C_{2n-N-1}^{2n-N}}{C_{-N+3}^{-N+2} C_{-N+5}^{-N+4} \cdots C_{2n-N+1}^{2n-N}} \quad (2.31)$$

miteinander verbunden sind und c_0 durch die Normalisierung von $|\varphi_D\rangle$ bestimmt ist. Dieser Eigenvektor ist von besonderem Interesse, da sich die Wahrscheinlichkeitsamplituden für eine Anregung von einem Grundzustandsniveau in einen angeregten Zustand $|a\rangle$ genau wegheben: Es gilt $\langle a | -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} | \varphi_D \rangle = 0$. Demnach wird trotz der Anwesenheit von resonantem Licht ein Atom im Zustand $|\varphi_D\rangle$ keine Anregung erfahren und dementsprechend auch keine spontane Emission zeigen. Dieser Zustand wird konsequenterweise als nichtkoppelnder oder „dunkler“ Zustand bezeichnet. Hier ist zu beachten, daß die einzelnen Zwei-Photonen-Frequenzverstimmlungen δ_n auf Grund des Rückstoßterms, der quadratisch in n ist, für $N > 2$ und $\mathbf{k}_+ \neq \mathbf{k}_-$ nicht simultan zu Null gemacht werden können. Dementsprechend ist dann der Dunkelzustand kein vollständig stationärer Zustand [46].

Wie man an Gl. 2.30 sieht, besteht der Dunkelzustand für $\mathbf{k}_+ \neq \mathbf{k}_-$ aus einer Superposition von Zuständen mit unterschiedlichem Impuls. Bringt man ein Atom in diesen Zustand, so laufen die Schwerpunkte der Wellenpakete der einzelnen m_F Level räumlich auseinander, und man hat einen atomaren Strahlteiler realisiert. Die auf unterschiedlichen Wegen laufenden Materiewellen lassen sich teilweise wieder zusammenführen und zur Überlagerung bringen, indem man die räumlich separierten Wellenpakete wieder auf den Dunkelzustand projiziert und dadurch erneut aufspaltet (siehe Kapitel 5). Damit sind diese Dunkelzustände für die Verwendung als atomare Strahlteiler in einem Atominterferometer sehr gut geeignet.

3 Phasenkohärente intensive Lichtpulse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neuartige Quelle zur Erzeugung phasenkohärenter intensiver Lichtpulse realisiert. Diese Lichtpulse können in der Atomoptik eingesetzt werden und in Atominterferometerexperimenten als atomare Strahlteiler dienen, indem sie kohärent atomare Wellenpakete aufteilen und deren verschiedene Wege später wieder zurücklenken. Der Mechanismus der atomaren Strahlteiler beruht auf dem Impulsübertrag zwischen Atom und Lichtfeld bei Absorption oder Emission eines Photons durch ein Atom, wie bereits in Kap. 2.1.2 dargestellt.

Um Lichtpulse in sinnvoller Weise als atomare Strahlteiler benutzen zu können, müssen sie drei Kriterien erfüllen:

- Um effektiv atomare Wellenpakete aufteilen und umlenken zu können, müssen die Lichtpulse intensiv genug sein, um das Atom bezogen auf seine inneren Freiheitsgrade invertieren zu können, also π Pulse treiben zu können. Da mit verschiedenen inneren Freiheitsgraden auf Grund der Impulserhaltung des Photonenimpulses auch verschiedene Impulszustände verbunden sind, entspricht das Invertieren des Atoms gleichzeitig auch einem Umlenken der atomaren Pfade.
- Um eine große Geschwindigkeitsklasse an Atomen innerhalb einer Doppler-Verteilung, wie sie in einer Zelle oder einem Atomstrahl vorliegt, adressieren zu können, müssen die Lichtpulse eine sehr kurze Zeitdauer haben. Im Vergleich dazu kann man auf Grund der Heisenbergschen Unschärferelation mit langen Pulsen der gleichen Pulsfläche, z.B. durch Schalten eines Dauerstrichlaserstrahls mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators, nur einen deutlich geringeren Anteil an Atomen ansprechen [28].
- Um die Lichtpulse als atomare Strahlteiler in phasensensitiven Experimenten nutzen zu können, müssen die einzelnen Pulse phasenkohärent sein, das heißt eine feste relative Phasenbeziehung zueinander haben.

Zur Erzeugung intensiver, kurzer, phasenkohärenter Lichtpulse wird hier zunächst das Licht eines frequenzstabilen, kontinuierlichen Titan:Saphir-Lasers in einem Resonator mit hoher Finesse gespeichert und überhöht. In einer kleinen Strahltaile des im Resonator umlau-

fenden Lichts ist ein akusto-optischer Modulator (AOM)¹ eingesetzt, der als schneller optischer Schalter fungiert. Solche sogenannten 'cavity dumper' werden innerhalb von aktiven Laserresonatoren bereits seit längerer Zeit verwendet [47]. Legt man einen kurzen Radiofrequenzpuls an den AOM an, so kann man einen Großteil der innerhalb des passiven Resonators gespeicherten optischen Energie schnell extrahieren und so einen intensiven Lichtpuls von einigen ns Pulslänge erzeugen. Wie in Kap. 4.2 beziehungsweise Kap. 4.3.2 gezeigt wird, können auf diese Weise kurze Lichtpulse mit Pulsflächen erzeugt werden, die ausreichend groß sind, um selbst schwache optische Übergänge bei vernünftig großen optischen Strahldurchmessern treiben zu können. Da der Resonator mit Licht von einem Dauerstrichlaser geladen wird, können die leicht zu kontrollierenden Phaseneigenschaften der Radiofrequenzpulse und des Dauerstrichlaserlichts auf die Lichtpulse übertragen werden, sofern Prozesse wie akustisches Rauschen, die die Phase des Lichts stören, unterdrückt werden können. Im Kap. 4.2 wird ein Interferometerexperiment mit molekularem Iod in einer Zelle beschrieben, das qualitativ die Phasenkohärenz der Pulse zeigt.

3.1 Hochfinesse-Resonator zur Erzeugung phasenkohärenter Lichtpulse

Als Lichtquelle für die Erzeugung der Lichtpulse dient ein kommerzieller kontinuierlich betriebener Titan:Saphir-Laser vom Typ 899-21 der Firma *Coherent*, der zur Frequenzstabilisierung zusätzlich einen elektro-optischen Modulator (EOM)² im Laserresonator enthält. Dieser Laser (siehe Abb. 3.1) besitzt einen Vierspiegel-Resonator, bei dem die beiden gekrümmten Resonatorfaltspiegel zwei Strahltaillen für das umlaufende Licht bilden. In der kleineren Strahltaille befindet sich ein 22 mm langer Titan:Saphir-Kristall (ein Titan-dotierter Al_2O_3 -Kristall), der unter dem Brewster-Winkel passiert wird. Der für einen La-

¹Ein akusto-optischer Modulator ist ein Kristall zusammen mit einer aufgetragenen Piezo-Schicht (einem sogenannten 'Transducer'), in dem eine hochfrequente Phononenlaufwelle angeregt wird. Ein Laserstrahl, der senkrecht zur Phononenlaufwelle diesen Kristall durchquert, wird zum einen Teil unverändert transmittiert und zum anderen Teil an den propagierenden Dichtemodulationen des Kristalls Bragg-reflektiert. Je nach Einfallswinkel des Lichtstrahls besitzt der Bragg-reflektierte Teilstrahl eine um die Frequenz der Phononenlaufwelle höhere oder niedrigere Lichtfrequenz.

²Ein elektro-optischer Modulator ist ein doppelbrechender Kristall mit aufgetragten Elektroden, dessen optische Länge entlang des ordentlichen bzw. außerordentlichen Strahls durch Anlegen eines elektrischen Felds auf Grund der Änderung der Brechungsindizes variiert wird. Je nach Konstruktion bzw. Einsatzart kann ein EOM als Pockelszelle, bei der die Polarisation des Lichts gedreht wird, oder als Phasemodulator, bei dem ein elektrisches Wechselfeld eine Frequenzmodulation des Lichtstrahls hervorruft und diesem zusätzliche Frequenzkomponenten aufprägt, verwendet werden.

serbetrieb gut verwendbare Fluoreszenzbereich der im Gitterfeld des Saphirkristalls eingebrachten Ti^{3+} -Ionen erstreckt sich von 680 nm bis 1100 nm, während der Absorptionsbereich zwischen 450 nm und 600 nm liegt. Daher bietet sich ein Argon-Ionen Laser, in diesem Fall ein Innova 100 der Firma *Coherent*, mit Linien bei 488 nm und 514 nm als Pumpquelle an. Eine optische Diode im Titan:Saphir-Laser bestehend aus einem Faraday-Rotator und einem rückdrehenden Quarzplättchen sorgt für einen nur in einer Richtung umlaufenden Lichtstrahl. Zur groben Wellenlängenselektion dient ein doppelbrechendes Lyot-Filter. Mit Hilfe eines dünnen Etalons (freier Spektralbereich 300 GHz) und eines dicken Etalons (freier Spektralbereich 10 GHz) erhält man einen durchstimmbaren Einmodenbetrieb. Zur Frequenzstabilisierung enthält der Resonator eine Galvoplatte, eine galvanisch angetriebene Brewsterplatte, mit der langsame Schwankungen kompensiert werden, und einen auf einer Piezokeramik aufgetragenen Spiegel für Störungen mittlerer Frequenzen. Mit diesen beiden Störellementen kann die Frequenz des Titan:Saphir-Lasers auf einen werkseitigen, konfokalen, Temperatur-stabilisierten Referenzresonator geregelt und auf eine Linienbreite von 0.5 MHz gebracht werden. Da dies zur Stabilisierung auf den Hochfinesse-Resonator nicht ausreichend war, wurde zusätzlich ein EOM (Modell PM25IR von *Gsänger Optoelektronik*, Planegg) in den Laserresonator eingesetzt, der auch schnelle Schwankungen, etwa durch Amplitudenfluktuationen des Pumplasers, die sich über die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex' des Titan:Saphir-Kristalls auf die Frequenzstabilität auswirken, kompensiert. Bei gut justiertem Laserresonator erreicht man bei 15 W Pumpleistung eine Ausgangsleistung von 1.6 W bei 742 nm.

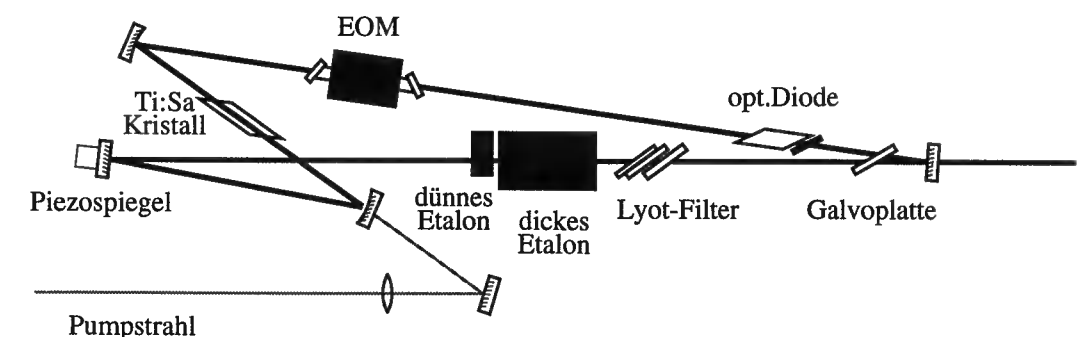


Abb. 3.1: Aufbau des verwendeten Titan:Saphir-Lasers 899-21.

Der experimentelle Aufbau zur Erzeugung der intensiven phasenkohärenten Lichtpulse ist in Abb. 3.2 schematisch dargestellt. Licht bei 742 nm vom Titan:Saphir-Laser wird in einen Ringresonator mit hoher Finesse bestehend aus zwei gekrümmten Spiegeln ($r = -200$ mm) und zwei planen Spiegeln eingekoppelt. Der Resonator ist aus Spiegeln mit Gyroskop-Qualität, sogenannten „Superspiegeln“, mit totalen Reflexionsverlusten von weniger als

13 Teilen in 10^6 (ppm, parts per million) pro Spiegel hinsichtlich Transmission (Verluste ≤ 8 ppm) und Absorption und Streuung (Verluste zusammen ≤ 5 ppm) aufgebaut. Der plane Einkoppelspiegel hat eine Transmission von 300 ppm. Der zweite plane Spiegel mit 6 mm Durchmesser und 2 mm Dicke ist zur Variation der Resonatorlänge für die Frequenzstabilisierung auf einem piezoelektrischen Ringaktor aufgebracht. Die Spiegel stammen von der Firma *Research Electro-Optics*, Boulder, Colorado. Zum Schutz vor Staub und Verschmutzung sind die Spiegel jeweils von einem Plexiglasgehäuse umgeben, das mit Argon unter leichtem Überdruck geflutet wird. Ein Problem bei Resonatoren mit Superspiegeln geht insbesondere von Kohlenwasserstoffen aus, die auf der Spiegeloberfläche adsorbieren und bei den hohen Lichtfeldstärken in die Oberfläche „eingespritzt“ werden können, wodurch die Reflektivität der Spiegel verringert wird [48]. In der $70 \mu\text{m}$ großen Strahltaile (1/e Durchmesser oder doppelter 'waist' ω_0) des im Resonator umlaufenden Lichts zwischen den beiden gekrümmten Spiegeln ist ein akusto-optischer Modulator der Firma *Harris*, Melbourne, Florida eingesetzt. Die Quarzglasplatte des AOMs ist 3.5 mm dick und wird unter dem Brewsterwinkel getroffen. Der AOM läßt sich sowohl in seinen drei translatorischen wie seinen drei rotatorischen Freiheitsgraden bewegen, so daß eine Justage zur Positionierung des AOMs für eine optimale Beugungseffizienz ermöglicht wird.

Der im Resonator umlaufende Strahl ist transversal nicht rotationssymmetrisch, sondern leicht astigmatisch. Der Astigmatismus tritt auf Grund der Brechung beim Durchgang

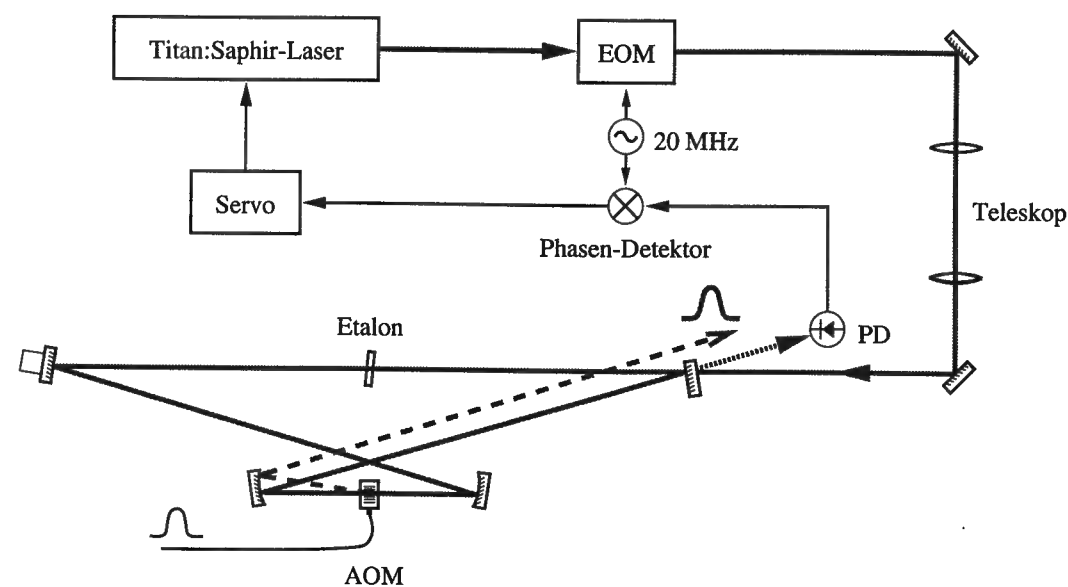


Abb. 3.2: Experimenteller Aufbau für die Erzeugung intensiver, phasenkohärenter Lichtpulse. Der elektro-optische Modulator EOM, der Phasendetektor und die Photodiode PD werden zur Frequenzstabilisierung benötigt.

durch die Brewster-Fläche des AOMs und der nichtsenkrechten Reflektion an den beiden gekrümmten Spiegeln auf [49]. Diese beiden Beiträge zum Astigmatismus lassen sich aber hinsichtlich der Stabilität des Resonators durch Variation des Reflexionswinkels auf den gekrümmten Spiegeln kompensieren, so daß die Maxima der Stabilitätsbereiche in tangentialer wie in sagittaler Richtung übereinanderliegen [50]. Dazu ist die Anordnung der Spiegel des gefalteten Resonators so gewählt, daß die gekrümmten Spiegel unter einem Winkel von 7° getroffen werden.

Die Umlauflänge im Resonator beträgt 2.5 m, die Umlaufzeit des Lichts 8 ns. Im Resonator wird die Intensität des eingekoppelten Lichts etwa um einen Faktor 1500 überhöht. Die Modenanpassung an die Resonatormode bei der Einkopplung wird mit einem Teleskop bestehend aus zwei Linsen mit den Brennweiten $f_1 = -250$ mm und $f_2 = -750$ mm erreicht. In den Resonator lassen sich mehr als 85 % einkoppeln. Die Finesse des Resonators beträgt somit etwa 5500. Die erzielte Überhöhung ist durch optische Verluste in der Quarzglasplatte des kommerziellen AOMs begrenzt. Eine höhere Finesse des Resonators ließe sich mit einem AOM erzielen, der aus einer superpolierten Quarzglasplatte aufgebaut ist [51].

In den langen Arm des Resonators, wo die Strahlgröße $2\omega_0 \approx 800 \mu\text{m}$ beträgt, ist ein gut poliertes, 0.5 mm dickes Etalon eingesetzt, das die durch den Resonator verstärkte stimulierte Brillouin Streuung [52] (SBS) unterdrückt, welche die im Resonator gespeicherte Leistung begrenzen würde. Ohne das Etalon bricht die gespeicherte Leistung auf etwa 30 % des maximalen Werts zusammen. Stimulierte Brillouin Streuung tritt in der Quarzglasplatte des AOMs auf und erzeugt einen starken gegenläufigen Lichtstrahl. Da der freie Spektralbereich des Resonators von ~ 100 MHz von der gleichen Größenordnung wie die Frequenzbreite der SBS Verstärkung ist, wird das rückgestreute Licht, das in seiner Frequenz um 23.5 GHz rotverschoben ist, auch im Resonator gespeichert und überhöht. Daher wirkt dieses ebenfalls gespeicherte Licht als Quellfeld für SBS, was wiederum den Anteil an zurückgestreutem Licht vergrößert. Diese Rückkopplung im Resonator wird durch das Etalon stark unterdrückt, ohne daß eine signifikante Abnahme der umlaufenden Strahlintensität auf Grund von SBS beobachtet wird. Im Anhang A wird näher auf die im Resonator verstärkte stimulierte Brillouin Streuung eingegangen und ihr Nutzen zur Erzeugung einer zweiten Lichtwelle mit festem Frequenzabstand zum ursprünglich umlaufenden Licht („Ein-Seitenband-Modulation“) dargestellt.

Zur Erzeugung der Lichtpulse wird der AOM mit RF-Pulsen bei einer Trägerfrequenz von 395 MHz angetrieben. Die Leistung der RF-Pulse beträgt typischerweise 10 W. Damit erhält man Lichtpulse mit einer Pulsleistung von einigen 100 W. Die erzeugten Lichtpulse werden in Kap. 4.1 genauer beschrieben und in ihren Eigenschaften charakterisiert.

3.2 Frequenzstabilisierung des Resonators

Zur Stabilisierung der Frequenz des Titan:Saphir-Lasers auf eine Mode des Hochfinesse-Resonators wird ein Radiofrequenz-Seitenbandverfahren verwendet. Die Technik, die ursprünglich von Pound 1946 [53] im Kontext der Stabilisierung von Mikrowellenoszillatoren vorgeschlagen worden war, wurde von Drever *et al.* aufgegriffen [54] und ist für den optischen Aufbau der Regelung in Abb. 3.2, für den elektronischen Teil in Abb. 3.3 illustriert. Zur Erzeugung eines Fehlersignals passiert das in den Resonator einzukoppelnde Licht zunächst einen elektro-optischen Modulator (EOM), der das Licht phasenmoduliert und ihm jeweils ein höher- und ein niederfrequentes Seitenband bei 20 MHz in Gegenphase aufprägt. Der Modulationsindex beträgt etwa 0.4. Ist die Trägerfrequenz des auf den Resonator treffenden Lichts hinreichend nah an der Eigenfrequenz einer Resonatormode (genauer: innerhalb der Linienbreite des Resonators), so wird der Träger teilweise in den Resonator eingekoppelt. Der nicht-eingekoppelte, reflektierte Anteil erleidet einen Phasenschub, der von der Frequenzverstimmung gegen die Resonatorresonanz abhängt. Da der Abstand zwischen den Seitenbändern und dem optischen Träger deutlich größer als die Linienbreite des Resonators ist, werden die Seitenbänder, da sie nicht resonant sind, vollständig und ohne Phasenverschiebung reflektiert und dienen als Phasenreferenz. Das reflektierte Licht enthält somit aus dem Schwebungssignal zwischen dem Träger und den Seitenbändern zwei Frequenzkomponenten bei 20 MHz. Ist der Laser genau in Resonanz mit dem Resonator, so wird der nicht in den Resonator eingekoppelte Anteil des Trägers ohne Phasenverschiebung vom Resonator reflektiert, und die Schwebungssignale der beiden Seitenbänder mit dem Träger sind um 180° außer Phase und heben sich exakt weg, so daß das reflektierte Licht kein Schwebungssignal bei 20 MHz enthält. Außerhalb der Resonanz wird der Laser mit einer Phasenverschiebung reflektiert, und die beiden Schwebungssignale heben sich gegenseitig nicht mehr auf. Das reflektierte Licht wird von einer Photodiode detektiert, das Signal verstärkt und mit einem Phasenmodulator bei 20 MHz demoduliert. Bei geeigneter Phasenlage zwischen Lokaloszillator und dem verstärkten Photodiodensignal erhält man bezogen auf die Frequenzverstimmung eine dispersive Struktur mit einem steilen Nulldurchgang bei der Eigenfrequenz einer Resonatormode. Dieses als Fehlersignal sehr gut geeignete Signal wird der Regelelektronik zugeführt. Bei Abweichungen der Laserfrequenz von der Eigenfrequenz einer Resonatormode versucht die Elektronik, die Resonanz über die jeweiligen Stellelemente aktiv wieder nachzuregeln.

Zur Stabilisierung des Titan:Saphir-Lasers auf eine Mode des Hochfinesse-Resonators wurden zunächst nur Stellglieder im Laser verwendet. Dabei war der Resonator nicht an eine zusätzliche Referenz gekoppelt. In diesem Fall folgt die Laserfrequenz somit den beispie-

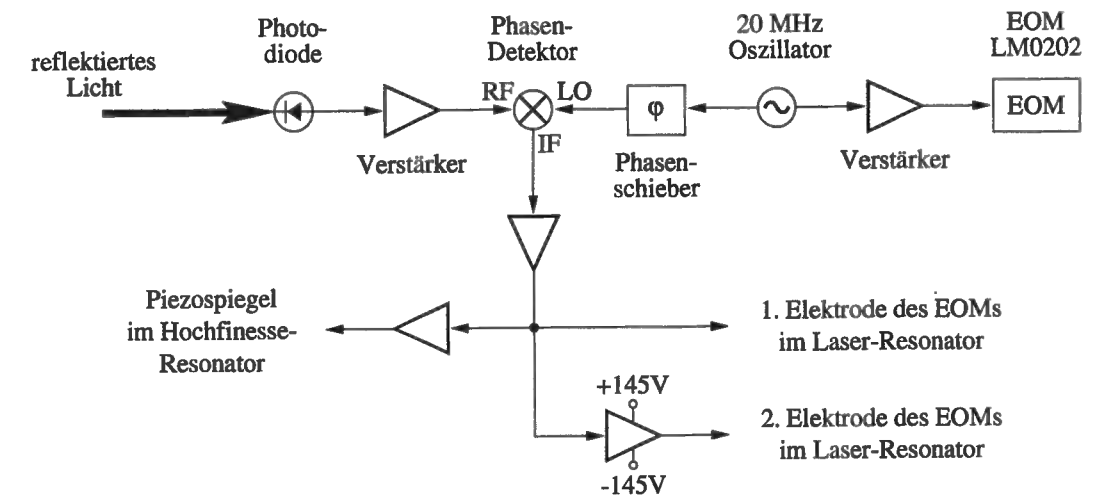


Abb. 3.3: Elektronische Regeleinheit zur Frequenzstabilisierung des Hochfinesse-Resonators auf den Titan:Saphir-Laser. Zu beachten ist, daß für hohe Frequenzkomponenten, für die der Piezospiegel im Hochfinesse-Resonator nicht folgen kann, aber der EOM im Laser anspricht, die Laserfrequenz auf die des Resonators geregelt wird.

weise durch Akustik gegebenen Schwankungen der Resonatorlänge durch die Stabilisierung. Das Fehlersignal wird zunächst mit einem schnellen Verstärker mit einer Bandbreite von 3.6 MHz und einer Verstärkung von 41 dB nachverstärkt und dann zu drei Stellelementen weitergeleitet. Im Laser dienen eine Galvoplatte, ein auf einem Piezoelement aufgebrachter Spiegel und ein zusätzlich innerhalb des Laserresonators eingesetzter elektro-optischer Modulator zur Korrektur der optischen Weglänge im Resonator und damit der Laserfrequenz. Als schnellstes Stellglied wird eine der beiden Elektroden des EOMs direkt mit dem Signal aus dem schnellen Verstärker angesprochen. Als zweites Korrekturglied dient die zweite Elektrode des EOMs. Diese erhält das Fehlersignal, nachdem ein abstimmbarer Anteil des Signals zuerst in einem Verstärker mit einstellbarem Tiefpaß von 100 kHz und DC-Entkopplungshochpaß von 0.1 Hz um einen Faktor 2 nachverstärkt und in einen Hochspannungsverstärker mit einer Bandbreite von 12 kHz, Verstärkung von 61 dB und Ausgangsspannungsbereich von ± 145 V eingespeist wurde. Für die dritte Regelkomponente wird das Fehlersignal in einem Verstärker mit einstellbarem Tiefpaß von 300 Hz um einen Faktor 2 verstärkt und dann am Fehlersummutationspunkt auf der Platine 1A9 der Coherent-Stabilisierungselektronik zugeführt. Sie verstärkt das eingespeiste Signal nochmals, integriert es und regelt damit den auf dem Piezoelement aufgebrachten Spiegel, den 'Tweeter', und die Galvoplatte im Laserresonator. Die insgesamt erreichte Regelbandbreite ('unity-gain frequency') beträgt 1.95 MHz.

In späteren Experimenten wurde eine andere Kombination an Stellelementen zur Fre-

quenzstabilisierung verwendet (siehe Darstellung in Abb. 3.3). Da für die Realisierung der Wasserstoff-Experimente zur Bestimmung der Rückstoßenergie bei Absorption und Emission von Photonen die absolute Frequenz des Titan:Saphir-Lasers fixiert sein muß, wurde die aufeinander stabilisierte Einheit Laser – Hochfinesse-Resonator an eine externe, stabile Referenz gekoppelt. Als eine solche stabile Referenz werden hier optische Übergänge bei molekularem Iod benutzt. Mit Doppler-freier FM-Sättigungsspektroskopie erhält man ein Regelsignal, mit dem man den Laser auf etwa 1 MHz absolut langzeitstabilisieren kann (siehe hierzu Kap. 3.3). Es zeigte sich jedoch, daß man für ein hinreichend großes Signal-zu-Rausch Verhältnis für das Regelsignal Integrationszeiten von 30 ms bis 300 ms benötigt. Um schnellere Schwankungen der Laserfrequenz im Akustikbereich bis etwa 10 kHz ausregeln zu können, ist eine Zwischenstabilisierung nötig. Als solche wird der kleine temperaturstabilisierte Referenzresonator, mit dem der Titan:Saphir-Laser werkseitig ausgestattet ist, verwendet. Dieser erreicht eine Frequenzstabilität von etwa 1 MHz in 1 s, die aber nicht langzeitstabil ist. Mit diesem kleinen Referenzresonator ergab sich folgendes Stabilisierungsschema für den Titan:Saphir-Laser und den Hochfinesse-Resonator. Der Titan:Saphir-Laser wird mit der *Coherent*-Stabilisierungselektronik über den auf das Piezoelement aufgebraachten Spiegel und die Galvoplatte im Laserresonator auf den kleinen Referenzresonator geregelt. Über den Eingang 'External Scan' der *Coherent*-Steuerbox kann der somit für kurze Zeiten stabilisierte Laser auf das Regelsignal der Iod-Sättigungsspektroskopie langzeitstabilisiert werden. Der Laser und der Hochfinesse-Resonator werden verkreuzt aufeinander stabilisiert. Für kleine Frequenzen unterhalb etwa 2 kHz ist der Laser hierfür der Referenzgeber, der Hochfinesse-Resonator folgt in diesem Bereich dem Laser mittels des auf einem piezoelektrischen Ringaktor aufgebraachten Resonatorspiegels. Bevor das Fehler-signal auf dieses Stellglied gegeben wird, wird das Signal aus dem schnellen Verstärker mit einer „Lockbox“, die im wesentlichen aus einem PI-Regler besteht, weiter verstärkt und integriert und nach Passieren einer Schutzschaltung in einen 400 V Hochspannungsverstärker eingespeist. Bei höheren Frequenzen übernimmt der Hochfinesse-Resonator die Rolle des Referenzgebers, und der Laser folgt dem Resonator in der Frequenz. Hier dienen wie zuvor die beiden Elektroden des in den Laserresonator eingesetzten EOMs als Korrekturglieder, die in gleicher Weise angesprochen werden.

Werden nur die schnellen Regelkomponenten, die die beiden Elektroden des EOMs im Laserresonator ansprechen, zugeschaltet, kann die Laserfrequenz nur für kurze Zeiten (~ 1 ms) in Resonanz mit dem Resonator gehalten werden, bis typischerweise die Regelgrenzen erreicht werden. Dies ist andererseits aber bei weitem genug, um die Lichtleistung im Resonator bis zu ihrem Maximalwert zu überhöhen. Somit vereinfacht es die Justage des

Resonators, ihn mit den schnellen Regelkomponenten im Durchstimm-Modus zu betreiben, d.h. die Resonatorlänge bei fester Laserfrequenz zu variieren und dann die erreichten Leistungsspitzen bei den Resonatorresonanzen zu maximieren.

Wird der Resonator frequenzstabilisiert, so erreicht man typischerweise einen Betrieb mit einer Stabilität, bei der die gespeicherte und überhöhte Leistung im Resonator um etwa 5 % schwankt. Die maximal erzielte gespeicherte Leistung beträgt stabilisiert etwa 900 W bei 950 mW einzukopplender Lichtleistung vor dem Resonator-Einkoppelspiegel. Bei hohen Lichtleistungen muß das Etalon gegenüber dem Durchstimm-Modus im Resonator nachgestellt werden, da sich das Quarzglas-Etalon thermisch ausdehnt und sich dadurch die Etalonresonanz verschiebt. Neben der ursprünglichen, rein mechanischen Halterung des Etalons wurde daher eine Halterung aufgebaut, bei der das Etalon auf einem Galvo befestigt ist und die gespeicherte Leistung über einen Regelkreis maximiert wird. Dazu wird das Etalon mit 320 Hz periodisch um die Mittellage leicht hin- und herbewegt und die Leistungs-differenz an den Extrempunkten für die Korrektur genommen. Trotz dieser Regelung erreicht die Leistung im frequenzstabilisierten Zustand nicht das Maximalniveau des Durchstimm-Modus' von 1450 W bei 950 mW Lichtleistung vor dem Resonator-Einkoppelspiegel. Dies beruht wahrscheinlich auf der Ausbildung einer thermischen Linse in der Quarzglasplatte des AOMs [55]. Bei den hohen Lichtintensitäten im Resonatorfokus wird die Platte auf Grund der Absorption von Quarz von einigen $10^{-6}/\text{cm}$ [55] erwärmt, und die resultierende Brechungsindexänderung bewirkt eine Selbstfokussierung des Strahls und damit eine Dejustage des Resonators.

3.3 Doppler-freie FM-Spektroskopie von Iod

Die Frequenz des Titan:Saphir-Lasers kann mit Hilfe eines Spektroskopiesignals von molekularem Iod absolut stabilisiert werden. Das Spektrum von I_2 bietet im sichtbaren bis zum nahen Infrarotbereich viele Übergangslinien als Referenz zur Frequenzmessung und -stabilisierung an. Die einzelnen Linien können bezogen auf ihre molekularen Quantenzahlen mit Hilfe des Iod-Atlas' [56] und molekularen Dunham-Koeffizienten [57] leicht identifiziert werden. Umgekehrt können diese Koeffizienten benutzt werden, um die Frequenz von Übergängen zu berechnen. Zur Laserstabilisierung wird hier der Rotations-Vibrations-Übergang $\text{P}(116) (\nu' - \nu'') = (1 - 11)$ des $\text{X}^1\Sigma_g^+ - \text{B}^3\Pi_{O+u}$ Systems von $^{127}\text{I}_2$ bei 742.604 nm verwendet. Nach der Frequenzverdopplung beträgt der Abstand zur 2S-15P Übergangslinie des atomaren Wasserstoffs etwa 900 MHz bei der Fundamentalwellenlänge. Diese Differenz wird im wesentlichen durch die Frequenzverschiebung durch den AOM im

Resonator überbrückt, den restlichen Frequenzabstand gleichen Modulatoren aus, die den Titan:Saphir-Laser in der Frequenz gegen das FM-Spektroskopiesignal verschieben.

Um ein Doppler-freies Signal bei der molekularen Resonanz zu bekommen, mit dessen Hilfe der Laser stabilisiert werden kann, bietet sich die Frequenzmodulations-Spektroskopie (FM-Spektroskopie) [58] an. Ihr liegt das gleiche Prinzip wie dem Radiofrequenz-Seitenbandverfahren, das zur Frequenzstabilisierung des Hochfinesse-Resonators genutzt wird, zugrunde, wobei hier die atomare Resonanz als Diskriminator für die Sollfrequenz dient. Dem Laserstrahl werden wiederum zwei Seitenbänder in Gegenphase aufgeprägt. Unter Einfluß eines resonanten Mediums im Laserstrahl werden die Phasen oder Amplituden der Seitenbänder oder die Phase des Trägers beeinflusst, so daß die gegenseitige Auslöschung der beiden Schwebungen ohne resonantes Medium unvollkommen wird und man ein Signal bei der Modulationsfrequenz auf einem Photodetektor beobachtet. Bei zwei gegenläufigen Strahlen, die einen atomaren oder molekularen Dampf passieren, ändert der stärkere Pumpstrahl geschwindigkeitsselektiv die Absorption und Dispersion des phasenmodulierten Probestrahls. Ist die Laserfrequenz in Resonanz mit der atomaren Übergangslinie, so daß der Pumpstrahl und der Träger des Probestrahls mit derselben Geschwindigkeitsklasse $v = 0$ wechselwirken, so sättigt der Pumpstrahl nur die Absorption des Probestrahls-trägers und beeinflusst die nicht-resonanten Seitenbänder in antisymmetrischer Weise, und die Schwebungssignale bei der Modulationsfrequenz heben sich weg. Bei einer Verstimmung des Lasers von der Resonanz wird die Phase der Trägerfrequenz des Probestrahls durch den Pumpstrahl verändert, und die Phasenmodulation des Probestrahls wird in eine Amplitudenmodulation überführt, wobei das Vorzeichen der Phase zwischen dieser Amplitudenmodulation und der Modulationsfrequenz vom Vorzeichen der Verstimmung abhängt. Man erhält somit das dispersive Signal von Abb. 3.4.

Dieses dispersive Signal ermöglicht eine direkte Stabilisierung auf die Linienmitte der atomaren Resonanz. Darüberhinaus bietet die FM-Spektroskopie gegenüber der gewöhnlichen Sättigungsspektroskopie [59], deren Empfindlichkeitsgrenze oftmals durch das Amplitudenrauschen des Lasers gegeben ist, den Vorteil, daß durch eine hohe Modulationsfrequenz die Signalinformation zu Frequenzen verschoben wird, bei denen das technische Rauschen des Lasersystems klein ist und die Amplitudenfluktuationen annähernd Schrotrausch-begrenzt sind. Modulationsfrequenzen von der Größenordnung 10 MHz sind hierfür hoch genug und andererseits noch deutlich kleiner als die Doppler-Breite (400 MHz). Daher genügt zumeist ein relativ kleines Doppler-freies FM-Spektroskopiesignal zur Frequenzstabilisierung. Dies ist gerade für schwache Übergänge oder nur gering besetzte Grundzustände des optischen Übergangs, wie es hier bei I_2 der Fall ist, von großer Bedeutung. Obwohl hier das direkte

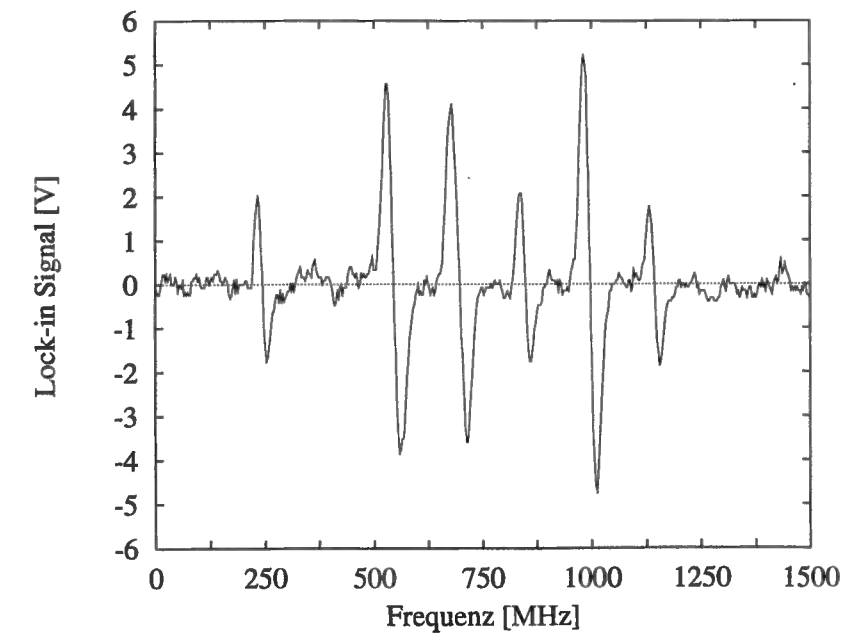


Abb. 3.4: Dispersives Signal der Doppler-freien FM-Spektroskopie von I_2 bei 742.604 nm. Man erkennt deutlich aufgelöst verschiedene Hyperfeinlinien des Übergangs. Die Modulationsfrequenz beträgt hier 30 MHz, die Integrationskonstante des Lock-In Verstärkers 30 ms.

Sättigungssignal nur einen sehr geringen Teil der Laserintensität des Probestrahls ausmacht, so daß ein Einbruch der Leistung bei der molekularen Resonanz durch die endliche Amplitudenstabilität des Lasers experimentell nicht zu beobachten ist geschweige denn ein Lamb-Dip, so erhält man dennoch ein deutliches FM-Spektroskopie-Signal, auf das der Laser ohne große Probleme stabilisiert werden kann.

Der experimentelle Aufbau der Iod-FM-Spektroskopie ist schematisch in Abb. 3.5 gezeigt. Vom Hauptstrahl des Titan:Saphir-Lasers werden etwa 35 mW mit einer Halbwellenplatte ($\lambda/2$ -Platte) und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel für die Spektroskopie abgezweigt. Der Leistungsanteil läßt sich durch Drehen der $\lambda/2$ -Platte einstellen. Das Licht passiert zunächst im doppelten Durchgang einen akusto-optischen Modulator (AOM1). Dieser AOM dient zur Frequenzverschiebung des FM-Spektroskopiesignals gegen den Hauptlaserstrahl, der in den Hochfinesse-Resonator eingekoppelt wird. Die erste Beugungsordnung wird dabei mit einem gekrümmten Spiegel ($r = -300$ mm) im Abstand von 300 mm von dem AOM in sich selbst zurückreflektiert und mit einer $\lambda/4$ -Platte, die doppelt durchlaufen wird und dadurch die Polarisation insgesamt um 90° dreht, sowie einem Polarisationsstrahlteilerwürfel vom einlaufenden Licht getrennt. Das Licht, das in der Frequenz um das Zweifache der Treiberfrequenz des AOMs gegen die Laserfrequenz verstimmt ist, wird mit

einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel einstellbar in einen Pumpstrahl und einen Probestrahl aufgeteilt. Das beste Spektroskopiesignal erhält man bei einem Leistungsverhältnis von etwa 4:1 in der Iodzelle. Der Probestrahl passiert einen elektro-optischen Modulator, der dem Strahl Seitenbänder bei 25 MHz bis 35 MHz aufmoduliert. Es zeigt sich, daß durch Wahl einer geeigneten Modulationsfrequenz das Spektroskopie-Signal optimiert werden kann. Nach dem (in Abb. 3.5 nicht dargestellten) doppelten, räumlich versetzten Durchgang durch eine 15 cm lange I_2 -Absorptionszelle lenkt eine Glasplatte einen Teil des Probestrahls mit der Resonanzinformation auf eine Photodiode, und das Radiofrequenz-Signal bei der EOM-Modulationsfrequenz wird mit einem Phasendetektor in der Frequenz heruntergemischt. Dabei kann die Phase des Lokalszillators bei ω_{EOM} mit einem Phasenschieber verändert werden, um ein rein dispersives Signal zu erhalten. Der stärkere Pumpstrahl passiert einen akusto-optischen Modulator (AOM 2), dessen Trägerfrequenz bei 40 MHz mit 80 kHz amplitudenmoduliert ist. Der Bragg-reflektierte Strahl (~ 15 mW) wird über die als Strahlteiler dienende Glasplatte mit dem Probestrahl für den doppelten Durchgang durch die Iod-Zelle koaxial überlagert. Pump- und Probestrahl laufen somit genau antiparallel und sind durch Linsen jeweils kollimiert zu einer Strahlgröße von etwa $w_0 \simeq 500 \mu\text{m}$. Die Frequenzkomponente des Probestrahllichts nach der Demodulation bei 80 kHz ist proportional zum Sättigungssignal und wird mit einem Lock-In Verstärker nachgewiesen. Die Frequenzverschiebung des Pumpstrahls durch den zweiten AOM ($\Delta/2\pi = 40$ MHz) verhindert interferometrische Rauschprobleme auf Grund von optischer Streuung des Pumpstrahls zurück in den Probestrahl [60], da heterodyne Terme mit dieser frequenzverschobenen Strahlung nicht bei der Information-beinhaltenden Frequenz ω_{EOM} , mit der der Probestrahl phasenmoduliert wird, liegen.

Die 15 cm lange Iodzelle wird mit einem Ofen auf 600 °C geheizt. Damit wird der Anteil an Iod-Molekülen in hochliegenden Vibrationsniveaus v'' des elektronischen Grundzustands, die gute Franck-Condon Überlappfaktoren mit Vibrationszuständen im angeregten B-Zustand haben und für die die Übergänge mit diesen im anvisierten Wellenlängenbereich liegen, vergrößert. Die thermische Besetzung im unteren Vibrationszustand $v'' = 11$ hat bei einer Zelltemperatur von 600 °C entsprechend einer Boltzmann-Verteilung ihr Maximum bei der Rotation $J'' = 91$, was ausreichend nah an der Rotation $J'' = 116$ des Grundzustands bei dem verwendeten Übergang ist. Ein 25 mm langer Seitenfinger an der Iodzelle wird mit einem Peltier-Element auf 38 °C gehalten, um den Dampfdruck von Iod in der Zelle auf etwa 1 mbar einzustellen. Für das Iod-Spektrometer erwies es sich als notwendig, die auf Grund der hohen Zelltemperatur an den Ausgängen des Ofens auftretende Konvektion zu unterdrücken. Diese äußert sich in einem ständig sich ändernden Überlapp zwischen

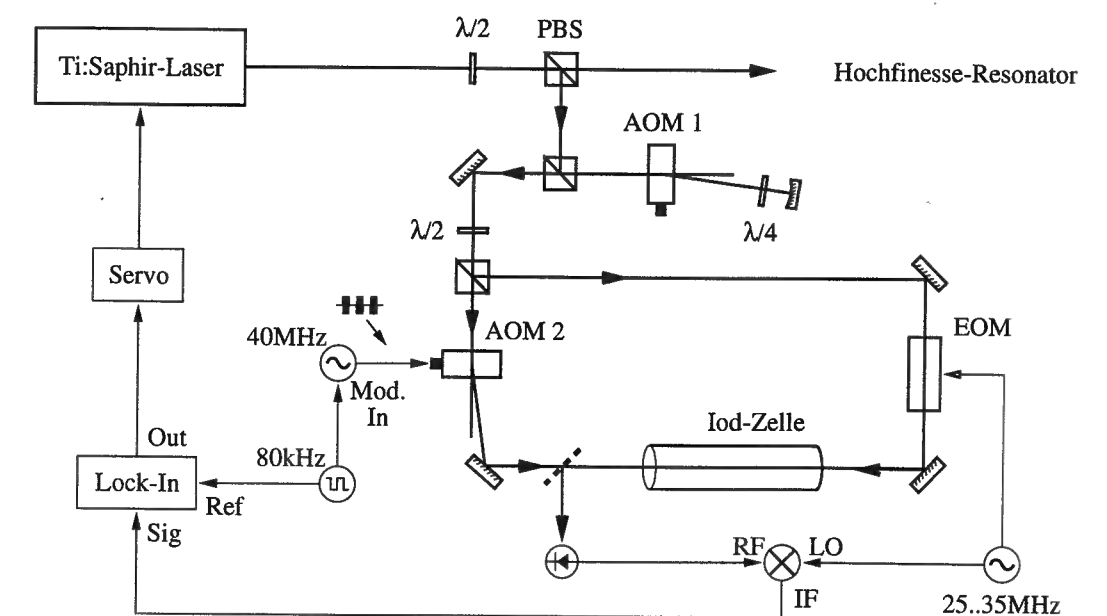


Abb. 3.5: Schematischer Aufbau des Iod-FM-Spektrometers. Das von einer schnellen Photodiode aufgenommene Signal des phasenmodulierten Probestrahls wird mit einem Phasendetektor in der Frequenz heruntergemischt. Ein Lock-In Verstärker detektiert das Sättigungsspektroskopie-Signal bei 80 kHz, mit der der Pumpstrahl amplitudenmoduliert ist. (PBS: Polarisationsstrahlteilerwürfel.)

Pump- und Probestrahl und führt zusätzliches Rauschen ein. Zur Reduzierung der Konvektion wurden an den Ofenausgängen daher etwa 10 cm lange Rohre angebracht, die nicht selbst, sondern nur über den thermischen Kontakt mit dem Ofen geheizt werden. Die etwa 250 °C heißen Enden der Röhrchen sind jeweils mit einer Glasplatte abgeschlossen.

Das erhaltene FM-Spektroskopiesignal kann sehr gut zur Frequenzstabilisierung des Lasers verwendet werden. Das in Abb. 3.4 dargestellte Spektrum zeigt Linien mit einem steilen Nulldurchgang. Insbesondere fehlt der Doppler-Untergrund fast völlig, da sich die FM-Seitenbandspektroskopie für Strukturen, die viel breiter als die Modulationsfrequenz sind, wie das Differenzieren nach der Frequenz auswirkt. Die Linienbreite der FM-Spektroskopiesignale beträgt hier etwa 15 MHz. Um den Titan:Saphir-Laser nach der Frequenzverdopplung resonant mit einer gegenläufigen Geschwindigkeitsklasse von $v = 120$ m/s der Doppler-verschobenen 2S–15P Übergangslinie des atomaren Wasserstoffs zu halten (siehe das Wasserstoffanregungsspektrum in Abb. 4.9), wird der Iod-Spektroskopiestrahl zunächst mit dem ersten AOM im doppelten Durchgang um $\Delta\nu = 2 \cdot 70$ MHz zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Der zweite AOM bei 40 MHz, der den Pumpstrahl Bragg-reflektiert, ändert nochmals die Lage des Spektroskopiesignals relativ zur Laser-Fundamentalwellenlänge um 20 MHz zu höheren Frequenzen. Das FM-Spektroskopiesignal

wird über eine Lockbox dem Eingang 'External Scan' der *Coherent*-Steuerbox zugeführt. Bei der Stabilisierung des Lasers auf das höchstfrequenteste Signal der sechs in Abb. 3.4 deutlich erkennbaren Hyperfeinlinien erhält man verbleibende Frequenzschwankungen im Bereich von 1 MHz.

3.4 Frequenzverdopplung

Um die erzeugten phasenkohärenten Lichtpulse in Resonanz mit Wasserstoff-Einphotonenübergängen $2S-nP$ mit der Hauptquantenzahl n im Bereich $n=15$ bis $n=22$ zu bringen, müssen die Pulse frequenzverdoppelt werden. Hierfür wurde ein kommerzieller Lithium-Iodat (LiIO_3)-Kristall benutzt (siehe Kap. 3.4.1). In Zukunft soll dieser Kristall durch periodisch-gepoltes Lithium-Tantalat (LiTaO_3) ersetzt werden. Mit einem solchen PPLT-Kristall wurden erste Untersuchungen durchgeführt.

3.4.1 Frequenzverdopplung mit LiIO_3

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde zur Frequenzverdopplung ein nichtlinearer LiIO_3 -Kristall im einfachen Durchgang verwendet. Der Kristall wurde über die Firma *Gsänger Optoelektronik*, Planegg bezogen, die LiIO_3 -Kristalle selbst zieht. Der Kristall ist 20 mm lang und hat einen Querschnitt von $6 \times 9 \text{ mm}^2$. Die optische Achse ist gegen die Kristalllängsachse im Phasenanpassungswinkel von 48.16° orientiert. Die Ein- und Austrittsflächen sind plan geschnitten und mit einer Breitband-Antireflexbeschichtung für die Fundamentalwellenlänge 740 nm versehen. Da LiIO_3 hygroskopisch ist, befindet sich der Kristall in einem abgeschlossenen Gehäuse. Die Fenster dieses Gehäuses sind mit einer Zweibandvergütung für die Bereiche 340 nm–400 nm und 630 nm–850 nm breitbandig antireflexbeschichtet. Die Phasenanpassung zwischen der Fundamentalen und der Harmonischen erfolgt unter Ausnutzung der Doppelbrechung über eine Winkelanpassung, das heißt über eine richtige Wahl der Ausbreitungsrichtung des ordentlichen Strahls, wodurch die Brechungsindizes des ordentlichen Strahls der Fundamentalen und des außerordentlichen Strahls der zweiten Harmonischen (Typ I-Prozeß) gleich gemacht werden können. LiIO_3 ist stark doppelbrechend, der Doppelbrechungswinkel („walk-off Winkel“) beträgt für 740 nm $\rho = 5.044^\circ$. Der Kristall ist auf einer dreidimensionalen Verschiebeeinheit mit Dreh-/Kipptisch für drei Rotationsrichtungen befestigt, wodurch man die Frequenzverdopplungseffizienz optimieren kann.

Bei den gegebenen Kristallparametern errechnet sich die optimale Strahlgröße zu $w_0 = 30 \mu\text{m}$ [61]. Die Strahlgröße wird mit einem Teleskop aus zwei Linsen mit der Brenn-

weite $f = -100 \text{ mm}$ erreicht. Mit einer Pulsleistung von 60 W als Eingangsleistung wurden im einfachen Durchgang etwa 0.5 W Leistung der zweiten Harmonischen erzielt. Die Pulse wurden jeweils mit einer schnellen Photodiode *Antel* AR-S1 (Anstiegszeit $\leq 100 \text{ ps}$) detektiert und die Leistungen aus der spektralen Empfindlichkeit der Photodiode bestimmt. Der experimentelle Wirkungsgrad ist somit $\eta_{\text{exp}} = 0.5 / (60)^2 \frac{\text{W}}{\text{W}^2} = 1.4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{W}}$. Theoretisch erwartet man mit dem nichtlinearen optischen Koeffizienten $d_{31}(\text{LiIO}_3) = -4.1 \text{ pm/V}$ [62] einen Wirkungsgrad von $\eta_{\text{theo}} = 1.16 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{W}}$. Im Rahmen der Meßfehler, die insbesondere bei dem präzise nur schwierig zu bestimmenden nichtlinearen Koeffizienten in der Größenordnung von 10 % liegen, stimmen die Werte zufriedenstellend überein.

Auf Grund der starken Doppelbrechung von LiIO_3 weisen die frequenzverdoppelten Lichtpulse einen starken Astigmatismus auf. Um den Astigmatismus zu kompensieren, kann man die Mode entweder über zwei optische Elemente, eine Linse und einen gekrümmten Spiegel, den man unter passendem Winkel zwischen die durch die Linse erzeugten Foki in transversaler und sagittaler Richtung plazierte, astigmatisch abbilden [63] oder den Astigmatismus durch eine Zylinderlinse beziehungsweise durch ein Zylinderlinsenteleskop korrigieren. Da in naher Zukunft eine verbesserte Methode zur Frequenzverdopplung zur Verfügung stehen wird, die einen nicht-astigmatischen Strahl hervorbringen wird (siehe unten), wurde zur Korrektur auf die grundsätzlich bessere, aber aufwendigere Methode der astigmatischen Abbildung mit Linse und gekrümmtem Spiegel verzichtet, sondern für die Kompensation eine Zylinderlinse mit einer Brennweite $f = -200 \text{ mm}$ verwendet, die den Strahl im Nahfeld wie im Fernfeld zufriedenstellend symmetrisch und astigmatismusfrei macht.

3.4.2 Periodisch-gepoltes LiTaO_3

Ein Hauptgrund, warum LiIO_3 nur einen geringen Wirkungsgrad für die Frequenzverdopplung liefert, liegt in seinem großen Doppelbrechungswinkel. Da man keine nicht-kritische Phasenanpassung durch Wahl einer geeigneten Kristalltemperatur erreichen kann, wobei die Fundamentale und die zweite Harmonische kollinear laufen, sondern man eine kritische Winkel-Phasenanpassung vornehmen muß, verliert man durch das begrenzte räumliche Überlappen der zweiten Harmonischen im außerordentlichen Strahl mit der Fundamentalen im ordentlichen Strahl auf Grund der Doppelbrechung stark an Verdopplungseffizienz. Eine Möglichkeit, dies zu umgehen, ist die Verwendung von periodisch-gepolten Kristallen [64]. Bei diesen Kristallen wird keine kontinuierliche Phasenanpassung vorgenommen. Dies hat zur Folge, daß die fundamentale und die frequenzverdoppelte Welle sich im Kristall mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten ausbreiten. Da der Leistungsfluß von einer dieser beiden Wellen in die andere durch die relative Phase der beiden Wellen ge-

geben ist, ändert sich durch die sich kontinuierlich verschiebende Phasenlage der Wellen die Richtung der Leistungsflusses periodisch. Dies führt zu einem sich wiederholenden Anwachsen und Abfallen der Intensität der Harmonischen entlang der Wechselwirkungslänge. Der Abstand, über den sich die relative Phase zwischen den beiden Wellen um π ändert, ist die „Kohärenzlänge“ $l_c = \lambda / 4(n_2 - n_1)$ mit der Fundamentalwellenlänge λ und den Brechungsindizes n_1 und n_2 der fundamentalen bzw. der frequenzverdoppelten Welle. Die Kohärenzlänge ist auch die halbe Periode des Anwachsen-und-Abfallen-Zyklus' der Harmonischen.

Um ein kontinuierliches Anwachsen der Intensität der frequenzverdoppelten Welle entlang des Kristalls zu erreichen, wird in periodisch-gepolten Kristallen die relative Phase zwischen der treibenden und der erzeugten Welle nach einer ungeraden Anzahl von Kohärenzlängen wiederholt invertiert. Diese Anzahl bezeichnet man als „Ordnung“ des nichtlinearen Prozesses des Kristalls. Damit wird die Phase periodisch zurückgesetzt, und im Mittel wird so eine geeignete Phasenbeziehung für das Ansteigen der Harmonischen erreicht (Quasi-Phasenanpassung). Ein Weg, die relative Phase zu invertieren, ist das Wechseln des Vorzeichens des nichtlinearen Koeffizienten. In ferroelektrischen Kristallen kann man dies erreichen, indem man Regionen mit periodisch umgekehrter spontaner Polarisierung, sogenannte „Domänen“, formt.

Der größte Vorteil der periodisch-gepolten Kristalle liegt in der Möglichkeit, eine Form der Phasenanpassung zu schaffen, die auf anderem Weg nicht möglich ist, beispielsweise bei isotropen Medien oder Kristallen mit nichtlinearem Koeffizient, der Wellen gleicher Polarisation miteinander koppelt. Eine weitere wichtige Eigenschaft ist das Ermöglichen von nichtkritischer Phasenanpassung. Dies ist gerade bei den hier beschriebenen Experimenten wichtig, bei denen die Doppelbrechung die Verdopplungseffizienz stark reduziert. Darüber hinaus kann man sich mit dieser Quasi-Phasenanpassung für eine gegebene Anwendung, eine gewünschte Wellenlänge und Temperatur einen geeigneten Kristall „designen“.

Neben dem seit längerer Zeit erforschten Lithium-Niobat (LiNbO_3), das mittlerweile zwar kommerziell erhältlich ist, aber bei der benötigten Wellenlänge von 370 nm nicht transparent ist, gibt es seit kurzem auch periodisch-gepoltes Lithium-Tantalat (LiTaO_3) [65]. LiTaO_3 ist bis 280 nm transparent, hat eine große nichtlineare Suszeptibilität und ist gegen photorefraktive Schäden sehr resistent. Bei Domänengrößen von $2.625 \mu\text{m}$ in zweiter Ordnung³ wurde Frequenzverdopplung von 650 nm mit einer Effizienz von $\eta = 6.5 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{W}}$

³Bei in zweiter Ordnung periodisch gepolten Kristallen wechseln die spontanen Polarisierungen in den Domänen unsymmetrisch nach jeweils einer bzw. drei Kohärenzlängen. Dadurch erhält man wieder eine Quasi-Phasenanpassung für eine anwachsende frequenzverdoppelte Welle.

bei einem 3 mm langen Kristall beobachtet.

Der mir zur Verfügung stehende LiTaO_3 -Kristall, der von Dr. Jan-Peter Meyn (Universität Kaiserslautern) gepolt wurde, ist 25 mm lang und $200 \mu\text{m}$ dick. Auf dem 8 mm breiten Kristall sind 7 jeweils 1 mm breite Streifen mit um $0.02 \mu\text{m}$ unterschiedlichen Kristallperioden zwischen $2.18 \mu\text{m}$ und $2.30 \mu\text{m}$ lithographiert und gepolt. Dadurch deckt der in erster Ordnung periodisch gepolte Kristall den Wellenlängenbereich zwischen 740 nm und 750 nm ab. Innerhalb eines Kristallperiodenstreifens wird die Quasi-Phasenanpassungsbedingung über die Temperatur eingestellt. Die volle Temperaturbreite (FWHM) bei vorgegebener Wellenlänge beträgt etwa 0.2°C . Dabei muß der Kristall in einem Ofen oberhalb von 170°C gehalten werden, um Schädigungen durch den photorefraktiven Effekt zu vermeiden. Zur Justierung ist der Ofen auf einem dreidimensionalen Dreh-/Kipptisch und einer dreidimensionalen Verschiebeeinheit gelagert. Da das Domänenwachstum beim Polen von der $c+$ -Fläche⁴ hin zur Massefläche kontinuierlich schlechter wird, muß man darauf achten, mit dem zu verdoppelnden Strahl möglichst nah an der $c+$ -Fläche zu bleiben. Für die Experimente mit dem Kristall wurde eine konfokale Fokussierung verwendet (Konfokalparameter $b \approx l/2$).

Für einen ideal modulierten, quasi-phasenangepaßten Kristall mit der Ordnung m ist der effektive Nichtlinearitätskoeffizient durch $d_{\text{eff}} = (2/\pi m) \cdot d_{33}$ gegeben. Mit einem effektiven Nichtlinearitätskoeffizient von $d_{\text{eff}}(\text{LiTaO}_3) = 9 \text{ pm/V}$ [65, 66] beträgt die theoretisch maximal erreichbare Verdopplungseffizienz für den verwendeten 25 mm langen PPLT-Kristall bei optimaler Polung $\eta_{\text{theo}} = 6.2 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{W}}$. Die experimentell bestimmte Verdopplungseffizienz im Kristall von $\eta_{\text{exp}} = 5.2 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{W}}$ bei einer Polungsperiode von $2.22 \mu\text{m}$ weicht davon deutlich ab; der nichtlineare optische Koeffizient beträgt hier nur $d_{\text{eff}} = 2.6 \text{ pm/V}$. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich im wesentlichen in dem zur Massefläche hin schlechter werdenden Domänenwachstum [67], zu einem gewissen Grad eventuell auch an einem nicht optimalen Modulationsverhältnis der gepolten Domänen von 50 %. Nichtsdestotrotz ist die Verdopplungseffizienz dieses PPLT-Kristalls im Kristall um einen Faktor 22 höher als die des für die Experimente verwendeten LiIO_3 -Kristalls, und man erhält bei dem vorliegenden PPLT-Kristall, dessen Endflächen nicht anti-reflex-beschichtet sind, mehr als eine Größenordnung mehr frequenzverdoppeltes Licht. Darüber hinaus zeigt der Strahl keinen Astigmatismus, da man keine Winkelphasenanpassung mehr benötigt, die einen 'walk-off' hervorrufen würde, und hat bei guter Fokussierung ein annähernd Gauss-förmiges Strahl-

⁴Der Kristall ist im sogenannten 'c-cut' geschnitten, d.h. die kristallographische c -Achse steht senkrecht auf der $25 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ großen Boden- und Deckenfläche. Auf einer dieser beiden Flächen, der $c+$ -Fläche, sind die periodischen Polungs-Elektroden aufgebracht, die $c-$ -Fläche wird beim Polen geerdet.

3.4. Frequenzverdopplung

profil.

Die Verwendung von periodisch gepolten LiTaO_3 -Kristallen ermöglicht somit bei gleicher Fundamentalleistung einerseits vergleichsweise große Strahldurchmesser zum Treiben optischer Übergänge. Andererseits kann man, wenn man beispielsweise einen π Puls für einen atomaren Übergang erzeugen will, mit der erhöhten Verdopplungseffizienz bei gleicher Fundamentalleistung zu kürzeren Pulszeiten gehen und somit etwa in einem Atomstrahl eine größere Geschwindigkeitsklasse ansprechen.

4 Atominterferometer mit kurzen Lichtpulsen

Dieses Kapitel beschreibt Eigenschaften der intensiven, kurzen, phasenkohärenten Lichtpulse und die Anwendung der Pulse in Interferometer-Experimenten. Im folgenden wird gezeigt, daß die Pulse als Strahlteiler in Materiewellen-Interferometern sehr gut geeignet sind. Dies macht sie attraktiv für viele Experimente im Bereich der Atomoptik und -interferometrie. Daneben wird über Experimente mit atomarem Wasserstoff und insbesondere über die erste Realisierung eines makroskopischen Wasserstoff-Atominterferometers mit räumlich getrennten Teilwellen berichtet.

Zunächst werden die experimentell realisierten Lichtpulse näher charakterisiert. Daran schließt sich die Beschreibung eines Iod-Molekülinterferometers an. Mit diesem als Demonstrationsexperiment konzipierten Materiewellen-Interferometer wird qualitativ die Phasenkohärenz der Pulse nachgewiesen. Im Kapitel 4.3 werden dann Experimente an atomarem Wasserstoff vorgestellt. Nach einer kurzen Beschreibung des Wasserstoff 1S–2S Spektrometers wird mit den erhaltenen Meßdaten aufgezeigt, daß die Lichtpulse zum Treiben optischer Übergänge in hochliegende P-Zustände geeignet sind und einen Großteil der Atome innerhalb der adressierten Geschwindigkeitsklasse in die Rydberg-Zustände transferieren können. Damit ermöglichten die Pulse die erste Realisierung eines Atominterferometer-Experiments an atomarem Wasserstoff unter Verwendung von Lichtfeldern als atomare Strahlteiler.

4.1 Charakterisierung der Lichtpulse

Mit der in Kap. 3.1 dargestellten neuartigen Quelle für phasenkohärente Lichtpulse erreicht man Pulsleistungen von einigen 100 Watt. Bevor auf die Experimente zur Atominterferometrie eingegangen wird, sollen zunächst die Lichtpulse näher charakterisiert werden. Abb. 4.1 zeigt einen mit der neuartigen Quelle erzeugten Puls mit 750 W Lichtleistung und 12 ns Pulslänge ($1/e$ -Zeit). Dieser Puls ist in sehr guter Näherung Gauss-förmig. Der Puls wurde mit einer Photodiode AR-S1 von Antel (Anstiegszeit ≤ 100 ps) aufgenommen, wobei der Resonator nicht frequenzstabilisiert war, sondern sich im Durchstimm-Modus befand. Dabei waren die schnellen Frequenz-Regelkomponenten, die den Laser für Zeiten ~ 1 ms in Resonanz mit den Resonatormoden halten, zugeschaltet. Die Ausgangsleistung

des Titan:Saphir-Lasers beträgt hier 1.8 W. Von den vor dem Resonator-Einkoppelspiegel zur Verfügung stehenden 1.23 W werden 85 % in den Resonator eingekoppelt, und man erhält im Resonator etwa 1800 Watt an überhöhter Lichtleistung. Der AOM wird mit einem 13 ns langen RF-Puls bei einer Trägerfrequenz von 395 MHz und einer Pulsleistung von etwa 10 W angesteuert. Die Spitzenleistung der ausgekoppelten Pulse beträgt 42% der im Resonator umlaufenden Leistung. Dieser erzielte Wert liegt niedriger als die vom Hersteller mit 60 % angegebenen Koppeleffizienz des AOMs in die erste Ordnung. Dies liegt einerseits daran, daß die Zeit für den Aufbau der akustischen Welle im AOM von der gleichen Größenordnung wie die Umlaufzeit des Lichts im Resonator ist, so daß zu dem Zeitpunkt, an dem der AOM seine maximale Auskoppelleffizienz erreicht, im Resonator nicht mehr die gesamte überhöhte Leistung zur Verfügung steht. Andererseits führt eine möglicherweise nicht optimal an die Modengröße des im Resonator umlaufenden Lichts angepaßte Schallwellengröße zu einer Verringerung der Auskoppelleffizienz. Bei einer im Vergleich zur Radiofrequenz-Mode um etwa 10 % kleineren optischen Mode könnte die Auskoppelleffizienz gegenüber dem Fall von gleich großen Moden noch etwas erhöht werden [68], was hier aber nicht versucht wurde.

Befindet sich der Resonator im frequenzstabilisierten Zustand, so erreicht man Pulsleistung

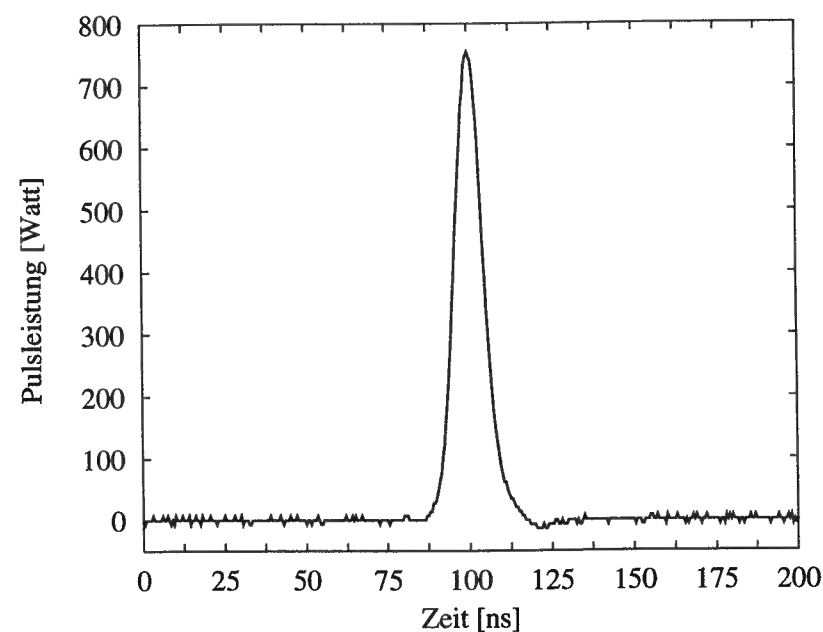


Abb. 4.1: Ein mit der neuen Quelle erzeugter Lichtpuls (Resonator hier im Durchstimm-Modus). Die optische Pulslänge beträgt 12 ns (1/e-Zeit). Die Leistung im Resonator wurde auf etwa 1800 W überhöht. Der 15 ns lange RF-Puls hatte eine Pulsleistung von 10 W.

gen von 400 W bei im Resonator gespeicherten 900 W Lichtleistung. Für Repetitionsraten größer als 80 kHz ist die Zeit zwischen den Pulsen für ein vollständiges Wiederaufladen des Resonators nicht ausreichend lang, so daß sich die maximal gespeicherte Leistung und damit auch die Pulsleistung verringert.

Die Anstiegszeit der akustischen Welle im AOM begrenzt für sehr kurze Pulse die erreichbare Pulsleistung. In Abb. 4.2 ist die Spitzenpulsleistung eines Pulses als Funktion der RF-Pulslänge aufgetragen. Man sieht, daß sich die Schallwelle im AOM für kürzere RF-Pulslängen als 9 ns nicht komplett über den optischen Strahldurchmesser aufgebaut und stabilisiert hat, bevor die Radiofrequenz, die die Schallwelle treibt, bereits wieder ausgeschaltet ist. Die experimentell so bestimmte Zeit ist im wesentlichen gerade die Anstiegszeit des AOMs. Für die Erzeugung der Pulse möchte man einerseits einen möglichst großen Teil der im Resonator überhöhten Leistung auskoppeln, was zu Pulslängen führt, die ein Mehrfaches der Umlaufzeit im Resonator betragen. Andererseits ist man aber daran interessiert, die Lichtpulse so kurz wie möglich zu halten, um über die Frequenzbreite eine möglichst große Geschwindigkeitsklasse an Atomen bzw. Molekülen ansprechen zu können. Daher wurden bei allen Experimenten Pulslängen zwischen 12 ns und 18 ns verwendet.

Die kürzeste erreichbare Länge der Lichtpulse ist durch die optische Strahlgröße des im Resonator umlaufenden Lichts im Fokus auf 10 ns beschränkt. Auch wenn man die RF-

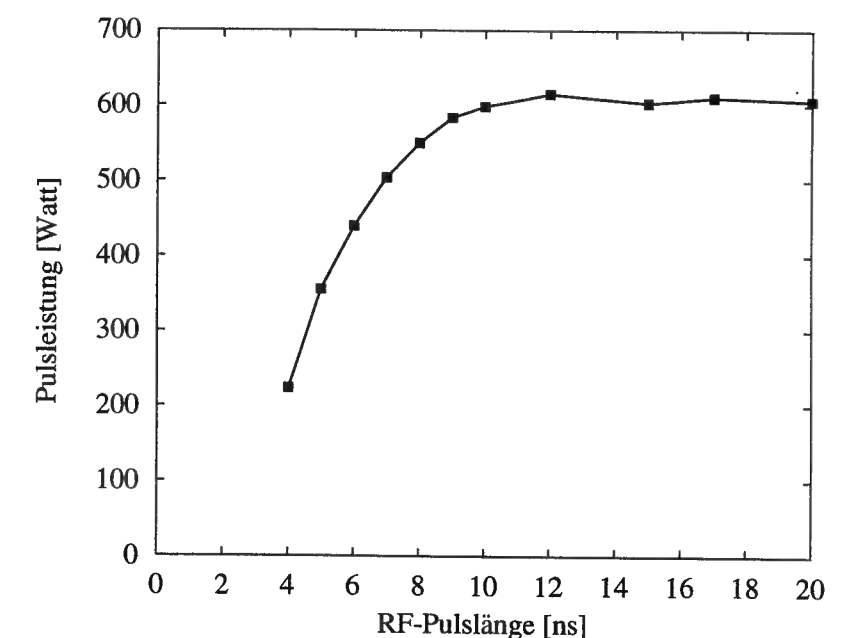


Abb. 4.2: Abhängigkeit der Spitzenpulsleistung eines optischen Pulses von der Pulslänge. Aufgetragen ist die zeitliche Länge des RF-Pulses.

Pulse kürzer als 10 ns macht, bleibt die $1/e$ -Pulslänge der Lichtpulse konstant. Aus dieser Zeit, die die akustische Welle benötigt, um im AOM den optischen Strahl bei den $1/e$ -Punkten zu passieren, läßt sich mit der Schallgeschwindigkeit von 6000 m/s in Quarzglas experimentell eine Fokusgröße von $2\omega_0 = 60 \mu\text{m}$ bestimmen.

Die Pulsform der Lichtpulse ist bei RF-Pulsen, die kürzer als 13 ns sind, Gauss-förmig. Benutzt man RF-Pulsängen größer als 13 ns, so bleibt diese Form der Pulse nicht erhalten, sondern sie bekommen eine abfallende Schulter nach Erreichen der Spitzenpulsleistung, da ein Teil der überhöhten Leistung bereits vorher aus dem Resonator ausgekoppelt wurde.

4.2 Ein Iod-Molekül-Interferometer: Nachweis der Phasenkohärenz der kurzen Lichtpulse

Um die Phasenkohärenz der mit der neuen Quelle erzeugten Lichtpulse nachzuweisen, wurde ein Molekül-Interferometer-Experiment mit Iod-Molekülen in einer Zelle durchgeführt. Damit wurde qualitativ demonstriert, daß zeitlich aufeinander folgende Pulse eine kontrollierte relative Phase zueinander haben. Gleichzeitig konnte so aber auch direkt gezeigt werden, daß die erzielten Pulsflächen ausreichend groß sind, um selbst schwache optische Übergänge in kurzer Zeit mit vernünftig großen Strahldurchmessern zu treiben. Das Interferometer basiert auf einer $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz (siehe Kap. 2.1.2). Durch Variation der optischen Phase des letzten $\pi/2$ Pulses läßt sich der Anteil der Moleküle im angeregten Zustand nach der Pulssequenz ändern. Grundsätzlich durch Gravitation oder Rotationen auftretende zusätzliche Phasenverschiebungen können bei dem realisierten Interferometer vernachlässigt werden, da die durch diese Effekte aufgesammelten Phasen bei den hier zur Zeit verwendeten Pulsabständen sehr klein sind.

In dem Experiment wurden die Pulse auf den Übergang vom $X^1\Sigma_g^+$ Grundzustand in den $B^3\Pi_{O+u}$ Zustand von molekularem $^{127}\text{I}_2$ bei 732.749 nm abgestimmt. Die Strahlungslebensdauer dieses angeregten Zustands ist von der Größenordnung 1 bis 10 μs [69]. Die gesamte Lebensdauer wird allerdings durch Rotations- und Hyperfeinkopplung des angeregten $B^3\Pi_{O+u}$ Zustands mit dem $^1\Pi_{1u}$ Zustand bestimmt. Diese Kopplung, die zu Prädissoziation des I_2 Moleküls führt, verkürzt die Gesamtlebensdauer. Diese nichtstrahlative Wechselwirkung hängt sehr stark von der Vibrationsquantenzahl v' des angeregten Zustands über die entsprechenden Franck-Condon Faktoren zu dem dissoziierenden Kanal ab [70, 71]. Abb. 4.3 zeigt die Abhängigkeit der Prädissoziationsrate von der Vibrationsquantenzahl v' . Um diese Rate klein zu halten und damit eine ausreichend große Lebensdauer zu haben, wurde ein Übergang von der Vibration $v'' = 7$ des Grundzustands nach $v' = 1$ im angeregten Zustand

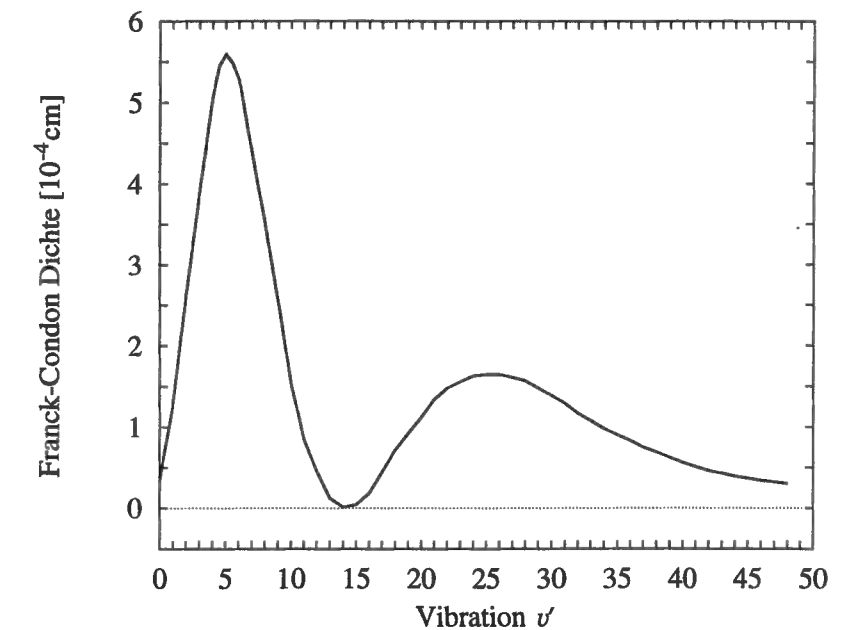


Abb. 4.3: Berechnete Franck-Condon Dichte für die Prädissoziation von I_2 -Molekülen im $B^3\Pi_{O+u}$ Zustand in Abhängigkeit von der Vibrationsquantenzahl v' (nach [70]). Zu beachten ist, daß darüberhinaus die Prädissoziationsrate auch mit der Rotationsquantenzahl J' variiert, auch wenn die Unterschiede hier nicht so groß sind.

gewählt.

Das Interferometer-Experiment wurde mit I_2 -Molekülen in einer Zelle, die auf 200 °C geheizt wurde, durchgeführt. Die Zelle ist über zwei Ventile mit einer Turbopumpe und einem Iod-Reservoir verbunden, um den Iod-Druck in der Zelle einstellen zu können. Zwischen der Iod-Zelle und der Turbopumpe befindet sich eine Kühlfalle, die mit flüssigem Stickstoff auf 78 K gehalten wird und verhindert, daß Iod in die Pumpe gelangen kann und etwa das Lager durch Reaktionen mit dem Pumpenöl oder mit dem Lager selbst schädigt. Mit einem einzelnen Lichtpuls kann die tatsächliche Lebensdauer des angeregten Zustands bestimmt werden, indem die zeitliche Abnahme des molekularen Fluoreszenzsignals mit einer Avalanche-Photodiode aufgezeichnet wird (experimenteller Aufbau siehe Abb. 4.4). Der Dampfdruck von Iod in der Zelle wird nun so eingestellt, daß man ein ausreichend großes Signal erhält, ohne die Lebensdauer des angeregten Zustands auf Grund von Kollisionen zu sehr zu reduzieren. Die typische Lebensdauer des B-Zustands lag bei ~ 600 ns, was die Messungen der Kohärenzeigenschaften der Lichtpulse auf vergleichsweise kurze Zeiten beschränkte.

Die drei Pulse der $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Sequenz werden durch akkurates Einstellen der Leistung der

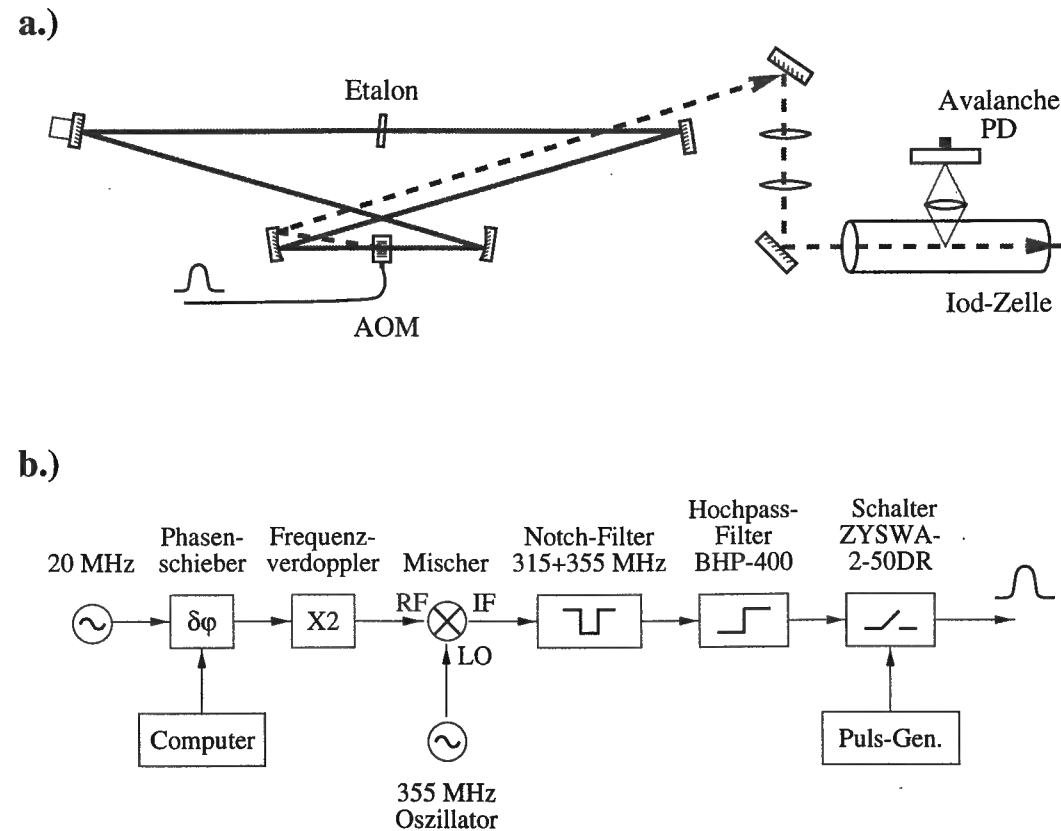


Abb. 4.4: (a) Aufbau der optischen Komponenten für das Molekül-Interferometer-Experiment. (b) Art der Erzeugung der RF-Pulse bei 395 MHz, deren Phase mit Hilfe eines elektronischen Phasenschiebers bei 20 MHz verändert werden kann.

RF-Pulse, mit denen der AOM im Resonator getrieben wird, erzeugt. Dabei ist zu beachten, daß durch jeweils vorangegangene Pulse der Resonator bereits teilweise entleert wird, so daß das Leistungsverhältnis der Lichtpulse nicht automatisch dem Leistungsverhältnis der RF-Pulse entspricht. Bei der in der unteren Hälfte der Abb. 4.5 dargestellten Pulssequenz, mit der das in Abb. 4.6 gezeigte Interferometer-Signal gemessen wurde, wurde der erste $\pi/2$ Puls mit gegenüber den anderen Pulsen um 9 dB abgeschwächter RF-Leistung erzeugt, während die RF-Leistung für den zweiten und dritten Puls der Sequenz gleich war. Die drei jeweils 17 ns langen Lichtpulse hatten einen Pulsabstand von 300 ns.

Die Trägerfrequenz der RF-Pulse bei 395 MHz wird wie folgt erzeugt (siehe Abb. 4.4 b.)). Ein Signal bei 20 MHz aus einem Funktionsgenerator, das schaltbar in seiner Phase mit Hilfe eines elektronischen Phasenschiebers verändert werden kann, wird zunächst frequenzverdoppelt. Nach einer Frequenzfilter- und Amplitudenstabilisierungseinheit wird die Radiofrequenz in einem RF-Mischer mit einer Frequenz von 355 MHz gemischt. Das daraus resultierende Signal bei 395 MHz wird wiederum in seiner Frequenz herausgefiltert und auf

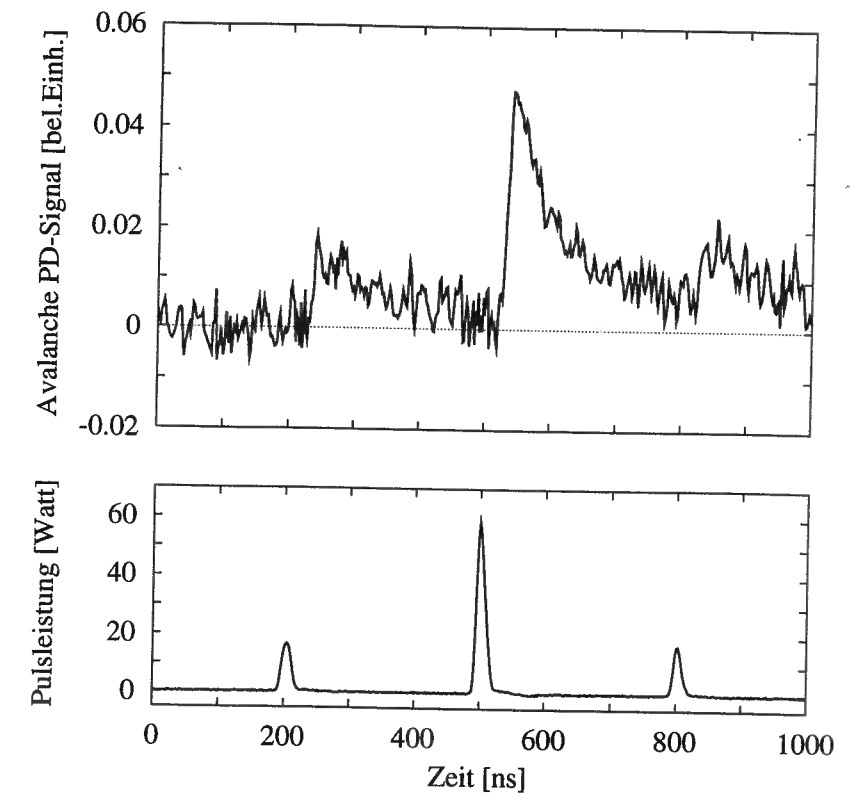


Abb. 4.5: Oben: Von der Avalanche-Photodiode in Verbindung mit der Interferometer-Lichtpulssequenz detektiertes Fluoreszenzsignal. Die Atome, die mit den ersten beiden Pulsen wechselgewirkt haben und vor dem dritten Puls bei 800 ns einem spontanen Zerfall unterliegen sind, tragen keine Phaseninformation mehr. Bei erneuter Anregung führen sie zu einem inkohärenten Untergrund. Unterer Teil: $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Lichtpulssequenz für das Molekül-Interferometer. Die Pulsflächen der 17 ns langen Pulse haben das Verhältnis 1 : 3,8 : 0,95.

zwei RF-Schalter gegeben, die die RF-Pulsform erzeugen. Mit Hilfe des elektronischen Phasenschiebers bei 20 MHz kann die Phase der RF-Pulse bei 395 MHz, mit denen der AOM betrieben wird, verändert werden, was sich direkt auf die optische Phase der erzeugten Lichtpulse überträgt. Auf diese Weise kann die optische Phase des letzten $\pi/2$ Pulses der Interferometer-Pulssequenz variiert werden.

Die Pulse werden zu einem Strahldurchmesser von $2\omega_0 = 400 \mu\text{m}$ in die Mitte der 50 mm langen Iod-Zelle fokussiert. Senkrecht zu den Lichtpulsen nimmt eine Avalanche-Photodiode das von den Iod-Molekülen in einem weiten Wellenlängenbereich gestreute Fluoreszenzlicht auf. Mit Farbfiltern vor der Avalanche-Photodiode wird das von den Lichtpulsen ausgehende Streulicht reduziert. In Abb. 4.5 ist ein typisches, zusammen mit den Pulsen detektiertes Fluoreszenzsignal von der Avalanche-Photodiode dargestellt.

Direkt nach dem letzten $\pi/2$ Puls wird die Fluoreszenz als Funktion des Phase dieses

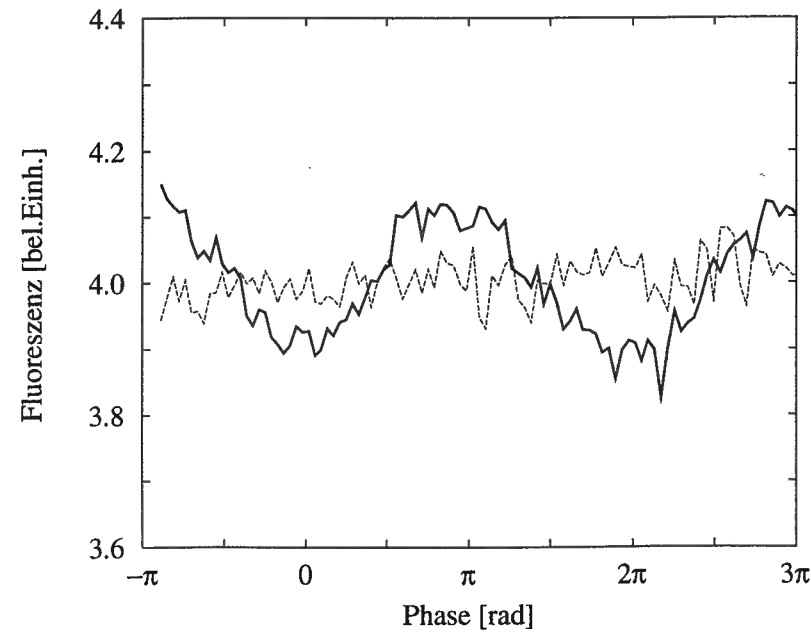


Abb. 4.6: Signal des Molekül-Interferometer-Experiments mit einer $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Sequenz von Lichtpulsen. Die über 3000 Pulssequenzen gemittelte Fluoreszenz nach dem dritten Lichtpuls, die auf die gemittelte Fluoreszenz nach dem ersten Puls normiert ist, ist als Funktion der Phase des dritten Lichtpulses dargestellt (dicke Linie). Die gesamte Meßzeit pro Phaseneinstellung beträgt etwa 1 s. Zum Vergleich zeigt die dünn-gestrichelte Linie die normierte Fluoreszenz nach dem zweiten Puls als Funktion der Phase dieses Pulses. Hier ist kein Interferometer-Signal zu beobachten.

Pulses aufgezeichnet. Das detektierte Signal wird mit einem Fenster-Integrator über 3000 Einzelereignisse gemittelt und auf die Fluoreszenz nach dem ersten Lichtpuls normiert. Dadurch erhält man ein Signal, das unabhängig von Leistungsschwankungen der Lichtpulse während eines Experimentdurchlaufs ist.

Abb. 4.6 zeigt ein beobachtetes Interferometer-Signal mit einem sinusförmigen Verlauf, wie man es für diese Pulssequenz erwartet. Dies zeigt qualitativ direkt die feste Phasenbeziehung zwischen den Lichtpulsen auf. Variiert man dagegen die Phase des zweiten Lichtpulses und detektiert die Fluoreszenz nach diesem π Puls, so zeigt das normalisierte Signal keine Interferenzstruktur. Dies läßt darauf schließen, daß die räumliche Aufspaltung $\Delta t \hbar k / M = 0.64 \text{ nm}$ zwischen den beiden Pfaden zur Zeit des zweiten Lichtpulses die molekulare Kohärenzlänge $\hbar / 2M\Delta v \approx 5 \text{ pm}$ entsprechend einer Geschwindigkeitsklasse Δv von $k\Delta v / 2\pi \approx 26 \text{ MHz}$, die von den Lichtpulsen adressiert wird, überschreitet.

Der beobachtete Kontrast $V = (S_{\max} - S_{\min}) / (S_{\max} + S_{\min})$ mit den maximalen bzw. minimalen Zählraten $S_{\max}$ bzw. $S_{\min}$ ist für das Interferometer-Signal relativ gering. Der Grund

hierfür liegt einerseits in der etwa 400 MHz großen Doppler-Breite infolge der molekularen Geschwindigkeitsverteilung, die deutlich größer als die adressierte Geschwindigkeitsklasse ist. Obwohl die Pulse, deren Breite von 26 MHz Fourier-limitiert ist, eine vergleichsweise große Klasse ansprechen, ist die π Puls-Bedingung doch nicht für alle Moleküle gleichzeitig erfüllt. Darüberhinaus hängen die Übergangsmatrixelemente von der magnetischen Quantenzahl ab, so daß perfekte π Pulse selbst für in Ruhe befindliche Moleküle nicht für alle Zustände erzeugt werden könnten. Andererseits kommt ein Großteil der Fluoreszenz, die nach dem dritten Puls detektiert wird, von Molekülen, die nicht mit der ganzen Pulssequenz in Wechselwirkung standen oder zwischen den Pulsen einem spontanen Zerfall unterlagen und dabei jegliche Phaseninformationen verloren haben. Nichtsdestoweniger zeigt das Auftreten eines Interferometer-Signals deutlich die kontrollierte relative Phasenbeziehung von zeitlich aufeinanderfolgenden Lichtpulsen qualitativ auf.

4.3 Atominterferometrie mit atomarem Wasserstoff

Neben den Interferometer-Experimenten mit molekularem Iod, mit denen direkt die Phasenkohärenz der Lichtpulse gezeigt wurde, wurden erste Experimente mit atomarem Wasserstoff durchgeführt. Hier gelang der Nachweis der Anregung von Atomen vom metastabilen 2S-Zustand in einen hochliegenden P-Zustand mit einzelnen Lichtpulsen. Aus dem beobachteten Signal können Rückschlüsse auf die durch die Pulse adressierte Geschwindigkeitsklasse innerhalb der Doppler-Verteilung gezogen und damit wesentliche Informationen über die Wechselwirkung der Pulse mit den Wasserstoffatomen gewonnen werden. Durch Variation der zeitlichen Länge der anregenden Lichtpulse konnte die Signatur von Rabi-Oszillationen beobachtet werden. Dies ist von entscheidender Bedeutung für die Realisierung eines Atominterferometers, das kurze Lichtpulse als atomare Strahlteiler verwendet. Erste Interferenzsignale für ein $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Interferometer mit atomarem Wasserstoff zeigen den Weg für weitere Experimente auf.

In diesem Kapitel wird zunächst überblickartig der verwendete experimentelle Aufbau für die Anregung des 1S-2S Übergangs in Wasserstoff dargestellt. Die Apparatur wurde in den vergangenen 12 Jahren in Garching aufgebaut und im Verlauf mehrerer Dissertationen immer weiter verfeinert. Einen detaillierten Überblick über den apparativen Aufbau findet man in [72], die jüngsten Modifikationen in [73]. Im Anschluß werden die Ergebnisse der Anregungs-Experimente mit kurzen Lichtpulsen dargestellt. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung des ersten realisierten Wasserstoff-Atominterferometers.

4.3.1 Aufbau der Wasserstoff-Apparatur

Eine Gesamtübersicht über den apparativen Aufbau für die Wasserstoff-Experimente ist in Abb. 4.7 schematisch dargestellt. Das Kernstück des 1S–2S Spektrometers ist ein hochstabiler Farbstofflaser. Dieser Laser, ursprünglich ein kommerzieller *Coherent* 699-21 Laser, erzeugt im Dauerstrichmodus mit dem Farbstoff Coumarin 102 Licht bei 486 nm. Bei 5 W Pumpleistung aus einem Krypton-Ionen Laser (413 nm / 415 nm Pumpwellenlängen) erhält man typischerweise etwa 500 mW blaues Licht. Die Frequenz des Lasers wird auf einen hochstabilen Referenzresonator mit Hilfe des Radiofrequenz-Seitenbandverfahrens (siehe Kap. 3.2) stabilisiert. Um die für die Experimente benötigte Schmalbandigkeit des Lasers zu erreichen, wurde ein schneller elektro-optischer Modulator (EOM) als Stellelement zusätzlich zu der kommerziellen Stabilisierung, bestehend aus einer galvanisch angetriebenen Brewster-Platte und einem auf einem Piezoelement aufgebrauchten Spiegel, in den Laserresonator eingesetzt. Dadurch lassen sich auch die hochfrequenten Fluktuationen der Laserfrequenz, die hauptsächlich durch Variationen der Dicke des Farbstoffstrahls etwa durch Luftbläschen verursacht werden, herausregeln. Der externe Referenzresonator ist aus zwei Spiegeln mit extrem hoher Reflektivität aufgebaut, die auf einen 45 cm langen Abstandhalter aus Zerodur optisch aufkontaktiert sind. Dieser Fabry-Pérot Resonator erreicht eine Finesse von 56 000, die Linienbreite des Resonators beträgt nur 6 kHz. Der Zerodur-Stab des Referenzresonators ist an weichen Federn schwingungsarm in einem temperaturstabilisierten Vakuumtank aufgehängt, der gegen akustische Störungen gedämpft und thermisch isoliert ist. Auf Grund der Regelelektronik kann der Laser dem Referenzresonator innerhalb einer mittleren Linienbreite von 10–100 Hz folgen. Die tatsächliche Frequenzstabilität des Lasers ist aber durch die Qualität des Referenzresonators begrenzt und erreicht einen Wert in der Größenordnung von einigen 100 Hz. Ein AOM vor dem Referenzresonator, der im doppelten Durchgang passiert wird, sorgt für die nötige Frequenzanpassung zwischen der für den optischen Wasserstoffübergang benötigten Wellenlänge und einer Resonatormode der Stabilisierungskavität. Mit Hilfe eines Wavemeters und des Signals aus einem Tellur-Sättigungsspektrometer kann die Frequenz des Farbstofflasers bis auf etwa 1 MHz bei 486 nm in die Nähe der 1S–2S Wasserstoffresonanz gebracht werden.

Das Licht aus dem Farbstofflaser bei 486 nm wird in einem β -Barium-Borat (BBO) Kristall auf 243 nm frequenzverdoppelt. Der Verdopplungskristall befindet sich zur Erhöhung der Ausbeute an frequenzverdoppeltem Licht in einem Überhöhungsresonator für die Fundamentalwellenlänge. Dieser Resonator mit einer Finesse von 200 wird mit dem Hänsch-Couillaud-Verfahren [74] in Resonanz mit dem blauen Licht gehalten. Die Phasenanpassung geschieht durch Variation des Winkels zwischen dem einfallenden Licht bei 486 nm und der

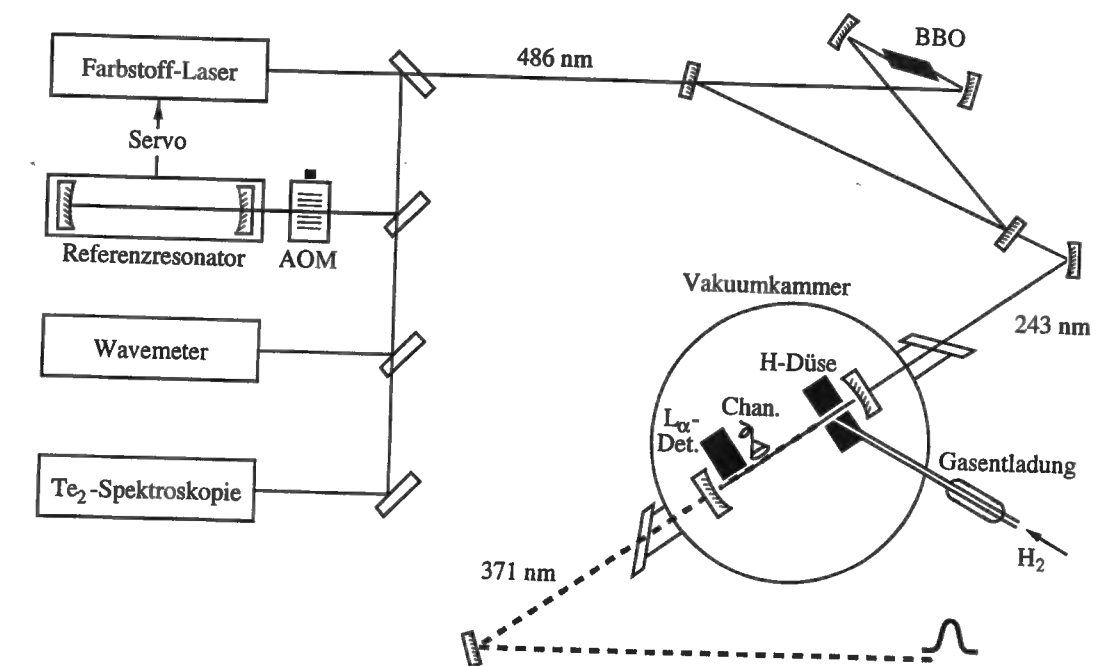


Abb. 4.7: Experimenteller Aufbau des 1S–2S Spektrometers. (L_{α} -Det.: Photoelektronen-Vervielfacher zur Detektion der Lyman- α Photonen. Chan.: Einzelkanal-Elektronen-Vervielfacher (Channeltron).)

optischen Achse des Kristalls und nutzt die Doppelbrechung von BBO. Da die Winkelanpassung einen stark astigmatischen Strahl erzeugt, wird der Strahl über eine Linse und einen gekrümmten Spiegel, der unter einem flachen Winkel getroffen wird, abgebildet. Dadurch kann der Astigmatismus zu einem großen Teil korrigiert werden. Typischerweise erhält man 20 mW an frequenzverdoppeltem Licht bei 243 nm.

Das frequenzverdoppelte Licht wird durch ein Brewster-Fenster in die Vakuumapparatur eingekoppelt und dort in einem Stehwellenresonator überhöhrt. Die Finesse dieses Resonators beträgt etwa 150, die Strahltaile des Lichts $2\omega_0 = 460 \mu\text{m}$. Der Resonator wird mit Hilfe des Radiofrequenz-Seitenbandverfahrens mit dem Licht bei 243 nm in Resonanz gehalten. Als Stellelement dient ein auf einem Piezoelement aufgebrachter Resonatorspiegel. Die Vakuumkammer kann mit einer Drehschieberpumpe und anschließend mit einer Kryopumpe auf einen Enddruck von etwa 10^{-6} mbar evakuiert werden. Molekularer Wasserstoff wird in einer Gasentladung mit einem starken Mikrowellenfeld bei 2.4 GHz in atomaren Wasserstoff dissoziiert. Der dissoziierte Wasserstoff wird über Teflonschläuche zur Wasserstoffdüse geleitet. Die Düse aus Kupfer wird von einem Durchflußkryostaten mit flüssigem Helium auf Temperaturen bis herunter zu 6.5 K einstellbar gekühlt und formt mit ihrer zylindrischen Bohrung mit 1 mm Durchmesser einen mit der Düsens Temperatur thermali-

sierten Atomstrahl kollinear zur anregenden optischen Stehwelle. Wasserstoffatome im 1S-Grundzustand werden Doppler-frei durch einen Zweiphotonenübergang in den metastabilen 2S-Zustand angeregt. Um statische elektrische Felder zu minimieren, ist der Atomstrahl von einem Graphit-beschichteten Drahtkäfig umgeben, so daß die Atome sich auf ihrem Weg von der Düse zum Detektor nur auf Flächen gleichen Potentials bewegen.

Zum Nachweis der Atome im angeregten 2S-Zustand wird im elektrostatisch nach außen abgeschirmten Detektionsbereich ein kleines statisches elektrisches Feld angelegt, das den 2S-Zustand mit dem 2P-Zustand mischt. Die angeregten Atome zerfallen und emittieren ein Lyman- α Photon bei 121.6 nm, das durch einen Photoelektronen-Vervielfacher nachgewiesen wird.

Da der Photoelektronen-Vervielfacher auch für das anregende Licht der Stehwelle bei 243 nm sensitiv ist und eine hohe Zählrate verursachen würde, wird das ultraviolette Licht mit 285 Hz periodisch mit einem Chopper ein- und ausgeschaltet. Das Fluoreszenzsignal wird nur in der Dunkelphase des Choppers detektiert. Dies ermöglicht gleichzeitig eine zeitaufgelöste Detektion, da registriert werden kann, wann nach dem Abblocken des anregenden Lichts ein Signalphoton vom Photoelektronen-Vervielfacher nachgewiesen wird. Durch die zeitliche Verzögerung der Signalaufzeichnung wird die zum Signal beitragenden Geschwindigkeitsklasse der Atome sehr effektiv eingeschränkt.

Räumlich vor dem Photoelektronen-Vervielfacher zur Detektion des 1S–2S Signals ist ein mit Cäsium-Iodid (CsI) beschichteter Einzelkanal-Elektronen-Vervielfacher (Channeltron), das die Wasserstoffatome aus der Düse als ersten Detektor passieren, eingebaut. Atome, die in den 15P-Zustand angeregt werden, zerfallen zu mehr als 80 % in den 1S-Zustand und emittieren Photonen bei 91.6 nm, die mit Hilfe des Channeltrons nachgewiesen werden können. Der verwendete Photoelektronen-Vervielfacher ist für die Detektion bei dieser Wellenlänge nicht geeignet. Das Channeltron ist auch empfindlich für Lyman- α Photonen und kann somit ebenso für den Nachweis des 1S–2S Signals verwendet werden. Das Channeltron ist dagegen unempfindlich für Licht der Anregungswellenlänge des 2S–15P Übergangs bei 371 nm.

4.3.2 Anregung von metastabilen Wasserstoffatomen

Mit Hilfe der frequenzverdoppelten Lichtpulse können Übergänge in atomarem Wasserstoff getrieben werden. Dazu werden die kurzen Lichtpulse durch ein Brewster-Fenster in den Vakuumtopf des Wasserstoff-Spektrometers eingekoppelt und mit dem 1S–2S Anregungslicht kollinear überlagert. Die Strahlgröße der Pulse wird hinter der Zylinderlinse zur

Astigmatismus-Kompensation auf dem zweiten optischen Tisch über ein Linsenteleskop mit Brennweiten von $f_1 = -150$ mm und $f_2 = -150$ mm auf etwa $2\omega_0 \sim 600 \mu\text{m}$ eingestellt. Wasserstoffatome, die in der Stehwelle bei 243 nm durch Zwei-Photonen-Absorption in den 2S-Zustand angeregt werden, wechselwirken mit den Lichtpulsen und werden weiter in Rydberg P-Niveaus angeregt. Bei diesen Experimenten wurde das Licht für die 1S–2S Anregung bei 243 nm jeweils auf die maximale Zählrate der um $500 \mu\text{s}$ verzögerten Wasserstofflinie stabilisiert. Dazu wird das Licht um die aktuelle Frequenz des Zweiphotonenübergangs herum zu beiden Seiten leicht verstimmt und die Signaldifferenz zur Korrektur der Laserfrequenz verwendet. In den realisierten Experimenten wurden die Pulse auf den 2S–15P Übergang bei 371.302 nm abgestimmt.

Zum Nachweis der Anregung wurde zunächst das 1S–2S Photoelektronen-Vervielfacher-Signal verwendet. Sind die Atome in Resonanz mit den eingestrahlten Pulsen und werden in den 15P-Zustand angeregt, so zerfallen sie mit einer Lebensdauer von 650 ns zu mehr als 80 % in den 1S-Zustand, wodurch sich das Photoelektronen-Vervielfacher-Signal des 1S–2S Übergangs verringert. Abb. 4.8 zeigt das 1S–2S Fluoreszenzsignal bei $800 \mu\text{s}$ Verzögerung der Datenaufnahme als Funktion der Frequenzverstimmung der Lichtpulse bei der Fundamentalwellenlänge. Für die Frequenzverstimmung wird der Titan:Saphir-Laser über seine elektronische Kontrollbox durchgestimmt, der Resonator und damit die Lichtpulse folgen in der Frequenz über die Stabilisierung der Laserfrequenz. Die Pulswiederholrate lag bei 50 kHz, so daß die angeregten Atome bis zur Detektion mit wenigstens 40 Pulsen wechselwirken konnten. Die 17 ns langen Lichtpulse wurden hinter dem zweiten Brewster-Fenster, durch das das Licht bei 243 nm in den Vakuumtopf eingekoppelt wird, teilweise in sich selbst zurückreflektiert, wobei die Modengrößen der hin- und der rücklaufenden Pulse nicht gleich ist. Man erkennt deutlich die beiden zur positiven und negativen Frequenz um jeweils $k/2\pi \cdot v_z$ Doppler-verschobenen Linien. Aus dem Frequenzabstand bestimmt sich die Geschwindigkeit der am stärksten zum Signal beitragenden Atome zu 118 m/s. Die Breite der Linien ist ebenfalls durch die Geschwindigkeitsverteilung der Wasserstoffatome gegeben. Bei 5.6 K und der gewählten Verzögerung ergibt sich eine Breite der Geschwindigkeitsverteilung von 77 m/s. Die hier mit Hilfe der Lichtpulse direkt bestimmten Parameter der Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Wasserstoffstrahl stimmen in sehr guter Näherung mit den Werten überein, die man indirekt aus der Analyse der Linienform von 1S–2S Anregungsspektren [75] erhält. Diese Methode der Detektion von verringerter Fluoreszenz bei der atomaren Resonanz liefert bei den gegebenen experimentellen Parametern ein sicheres und relativ einfach zu findendes Signal.

Mit Hilfe des Channeltrons, das bei 91.6 nm empfindlich ist, läßt sich die Anregung in den

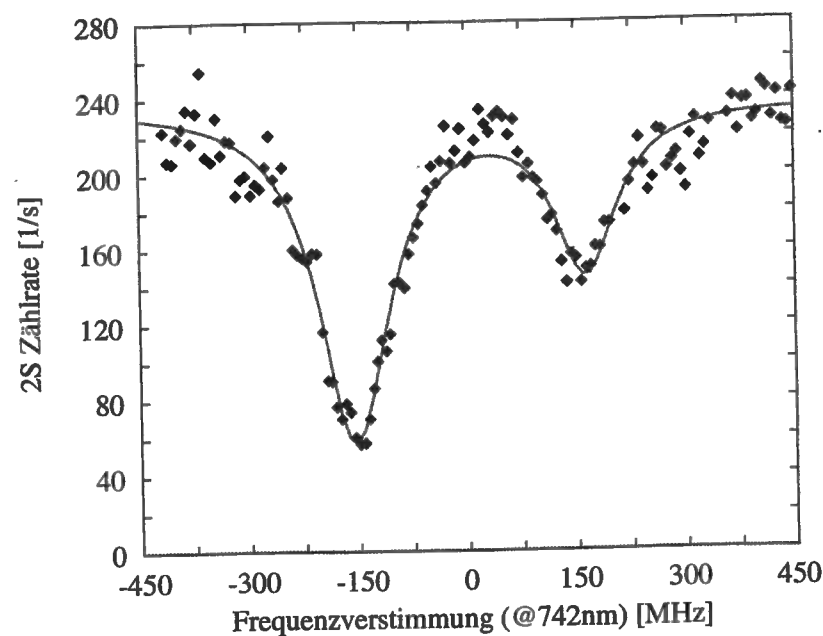


Abb. 4.8: Fluoreszenzsignal des 1S–2S Übergangs bei gleichzeitig eingestrahlichten Lichtpulsen zur Anregung in das 15P-Niveau. Aufgetragen ist die Frequenzverstimung der Lichtpulse bei der Fundamentalwellenlänge. Wenn die Pulse in Resonanz sind, beobachtet man ein verringertes Photoelektronen-Vervielfacher-Signal für den 1S–2S Übergang. Die beiden um $+k \cdot v_z$ bzw. $-k \cdot v_z$ Doppler-verschobenen Linien sind deutlich zu erkennen.

Rydberg-Zustand durch Fluoreszenzphotonen beim Zerfall von 15P nach 1S direkt nachweisen. Abb. 4.9 zeigt die 2S–15P Resonanz als Funktion der Fundamentalwellenlänge der Lichtpulse. Die Pulse wurden 600 μ s nach dem Abblocken des 1S–2S Anregungslichts eingestrahlt, wodurch etwa die gleiche Geschwindigkeitsklasse wie bei der Datenaufnahme durch den weiter hinten positionierten Photoelektronen-Vervielfacher mit einer Verzögerung von 800 μ s adressiert wird. Die Fluoreszenz wird danach für eine Zeitdauer von 5 μ s nach Einstrahlung eines Pulses aufgezeichnet. Die Übergänge werden hier nur mit einem einzelnen Lichtpuls pro Chopper-Periode getrieben. Die erhaltenen Daten zeigen, daß die verwendeten Pulsflächen ausreichend groß sind, um einen Großteil der Atome innerhalb der durch die Pulse adressierten Geschwindigkeitsklasse anzuregen. Die Pulse verliefen antiparallel zum Atomstrahl, und die atomare Resonanz ist somit zu kleineren Frequenzen Doppler-verschoben. Die verwendete Pulsleistung betrug etwa 2 W bei 371.3 nm. Die Frequenzbreite der Anregung von 242 MHz bei der Wasserstofflinie ist im wesentlichen wie oben durch die Doppler-Breite im Wasserstoffstrahl gegeben. Die spektrale Breite der frequenzverdoppelten Pulse von 37 MHz bei 371.3 nm ist dagegen verhältnismäßig gering. Zusammen mit dem Channeltron-Signal wird das Signal der Iod-FM-Spektroskopie (siehe

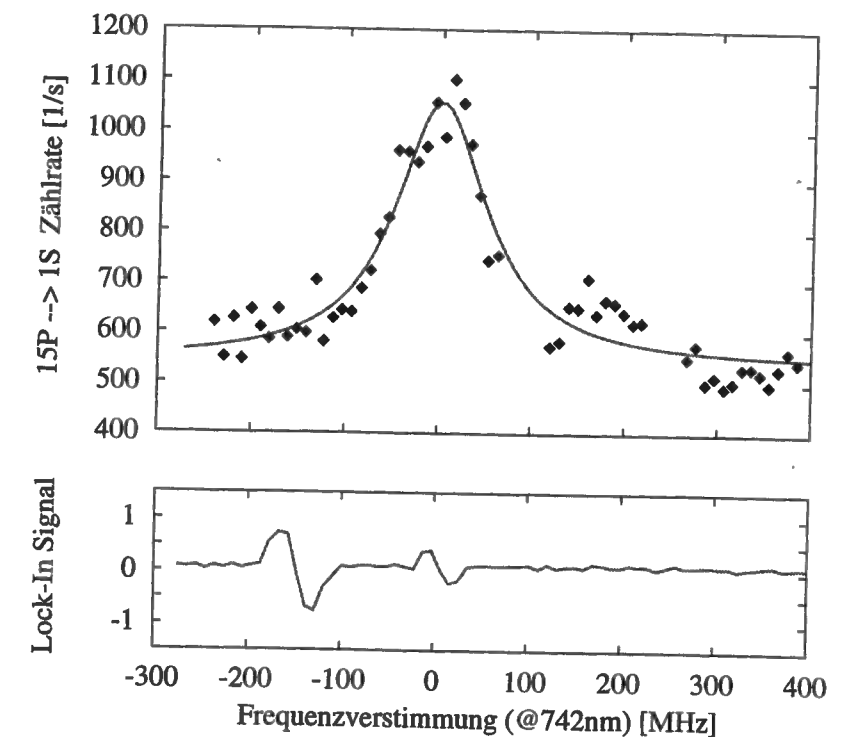


Abb. 4.9: Channeltron-Signal der 15P–1S Fluoreszenz bei 91.6 nm als Nachweis der 2S–15P Anregung. Die Resonanz ist als Funktion der Pulsfrequenzverstimung bei der Fundamentalwellenlänge dargestellt. Der untere Bildteil zeigt das simultan aufgenommene Signal der Iod FM-Spektroskopie.

he Kap. 3.3) bei der Fundamentalwellenlänge des Lasers aufgezeichnet. Dies ermöglicht es, die relative Lage der beiden Resonanzen zu bestimmen und für spätere Experimente die Frequenz des Titan:Saphir-Lasers auf den Wasserstoffübergang zu stabilisieren (siehe Kap. 4.3.3). Gleichzeitig dient das Iod-Spektroskopie-Signal als Hilfe, bei Meßbeginn die Wasserstofflinie einfach und schnell zu finden.

Variiert man die Länge der anregenden Lichtpulse, so beobachtet man die Signatur von Rabi-Oszillationen. Oberhalb einer Pulslänge von 10 ns ist die erzielte Pulsfläche so groß, daß die Atome durch stimulierte Emission bereits wieder in den 2S-Zustand zurücktransferiert werden können. Abb. 4.10 zeigt das Fluoreszenz-Signals für die 2S–15P Anregung als Funktion der RF-Pulslänge für die treibenden Lichtpulse. Hier wurde sowohl die Anregungswellenlänge für den 1S–2S Übergang als auch für den 2S–15P Übergang auf die entsprechenden Resonanzen frequenzstabilisiert. Man erkennt für Pulslängen größer als 10 ns deutlich eine Abnahme des detektierten Fluoreszenzsignals. Zu beachten ist hier, daß für kleine RF-Pulslängen nur die Leistung der Lichtpulse zunimmt, oberhalb von 10 ns ändert sich dagegen die Pulslänge (vergleiche Kap. 4.1). Entsprechend der Heisenberg-

schen Unschärferelation verringert sich bei größeren Pulslängen demnach zwar die Breite der von den Pulsen adressierten Geschwindigkeitsklasse, gleichzeitig nimmt aber auch die Pulsenergie der Lichtpulse weiter zu, da der Resonator länger entladen werden kann.

Das Erfüllen der π Puls-Bedingung ist eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung eines Atominterferometers mit vielen Lichtpulsen. Nur so ist es möglich, einen großen Impulstransfer zu erhalten, ohne dadurch den Kontrast des Interferenzsignals zu sehr zu verringern. Mit Hilfe dieser Signatur hat man ein Mittel an der Hand, die Pulslänge bzw. -intensität auf die π Puls- sowie die $\pi/2$ Pulsbedingung einzustellen.

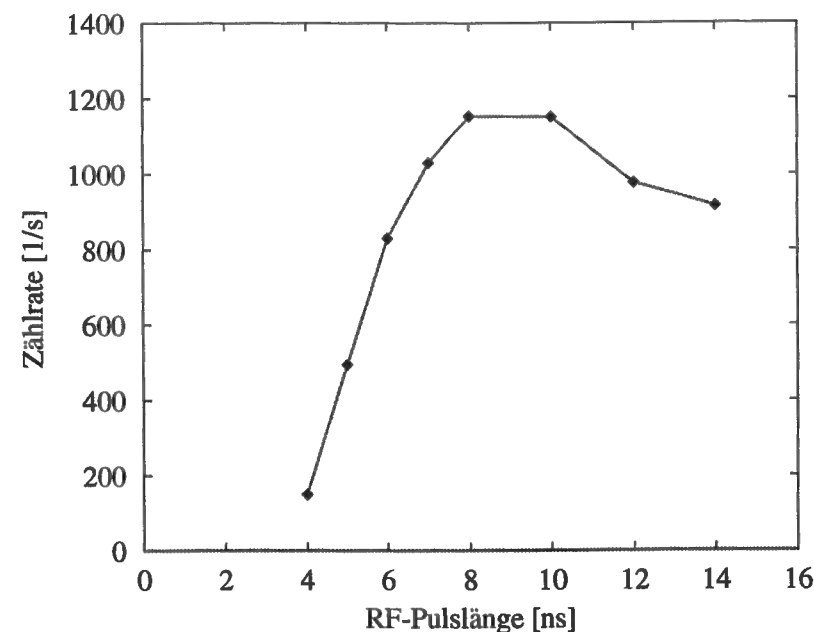


Abb. 4.10: Fluoreszenz-Signal bei der Anregung durch Lichtpulse auf der 2S–15P Resonanz als Funktion der RF-Pulslänge. Die Abnahme des Signals bei größeren Pulslängen zeigt die Signatur von Rabi-Oszillationen auf.

4.3.3 Ein Wasserstoff-Atominterferometer

Mit den intensiven Lichtpulsen ist die Realisierung eines ersten Atominterferometers mit atomarem Wasserstoff mit räumlich getrennten Teilstrahlen gelungen. Das Interferometer beruht auf einer $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz. Dabei wird in Abhängigkeit von der optischen Phase des letzten Lichtpulses der Anteil der Atome im angeregten Zustand gemessen, und man erhält ein sinusförmig oszillierendes Signal. In einem früheren Experiment [76] wurde bei atomarem Wasserstoff bereits ein Interferenzsignal beobachtet, wobei allerdings nur zwei Wechselwirkungszonen verwendet wurden und die Interferenz durch die vergleichs-

weise große Kohärenzlänge der räumlich nicht getrennten Wellenpakete auftrat. Da die Teilwellen durch Spinzustände in magnetischen Feldern realisiert wurden, eignet sich dieses Interferometer im Gegensatz zu dem hier beschriebenen Lichtpuls-Atominterferometer insbesondere nicht für Präzisionsexperimente.

In unserem Experiment wurden die Pulse auf den Übergang vom metastabilen 2S-Niveau in das 15P-Niveau abgestimmt und mit Hilfe des Iod-FM-Spektroskopie-Signals in der Frequenz stabilisiert. Die Lebensdauer des angeregten 15P-Zustands von 650 ns läßt — ohne die Verwendung von Doppelpulsen — hier nur relativ kurze Pulsabstände zu. Die Pulslänge der verwendeten Pulse betrug 13 ns, der Pulsabstand jeweils 100 ns. Die Pulssequenz wurde nach Ende der Hellphase des Choppers erst nach einer Verzögerung von 600 μ s eingestrahlt, um im wesentlichen nur langsame Atome anzuregen. Direkt im Anschluß wird für 5 μ s die Fluoreszenz nach dem dritten Puls aufgezeichnet. Die gesamte Pulsfolge mit anschließender Detektion wird durch einen TTL-Puls bei Ausschalten des 1S–2S Lichts getriggert. Da zur Erzeugung der einzelnen Pulsformen für die Lichtpulse und der Trigger für die Detektion mehrere Pulsgeneratoren benutzt werden, ist es bei der verwendeten Verzögerung notwendig, die internen Signaluhren der Pulsgeneratoren gegenseitig zu stabilisieren, um elektronische Driften von der Größenordnung der Pulslängen zu vermeiden. Dazu wurde das 10 MHz-Signal einer Cäsium-Atomuhr mit einer Frequenzgenauigkeit von besser als 10^{-12} an den Referenzeingang der Pulsgeneratoren angeschlossen.

Die Radiofrequenzpulse, mit denen der AOM im Überhöhungsresonator betrieben wird, werden ähnlich erzeugt wie bereits für das Iod-Molekülinterferometer beschrieben (siehe Abb. 4.4 b.)). Mit Hilfe eines Phasenschiebers bei 20 MHz kann die Phase der RF-Pulse und damit auch die Phase der erzeugten Lichtpulse während des letzten Pulses variiert werden. Anders als bei dem Iod-Experiment wurde hier zwischen einer Pulssequenz mit im letzten Puls geänderter Phase und ohne Phasenänderung abgewechselt und die jeweiligen Fluoreszenzsignale mit zwei Photonen-zählern aufgezeichnet. Die Chopperfrequenz, die gleichzeitig die Repetitionsrate für die Pulsfolgen ist, betrug 285 Hz. Die Integrationszeit pro Phaseeinstellung war etwa 2 s. Der Bereich von $2 \cdot 2\pi$ wurde in 25 Schritten mit einer Schrittweite von $0.16 \cdot 2\pi$ abgedeckt und wiederholt in abwechselnder Richtung abgetastet. Die Änderung der Werte für die Phasenverschiebung des dritten Pulses sowie die anschließende Datenaufnahme erfolgt durch einen Personal Computer.

Die Amplitude der RF-Pulse wurden mit Hilfe von RF-Abschwächern so eingestellt, daß unter Berücksichtigung der Entleerung des Resonators die drei Pulse nach der Frequenzverdopplung ein Pulsflächenverhältnis von etwa 1:4:1 haben. Dazu wurde für die 13 ns langen Pulse mit 100 ns Abstand die Leistung des ersten RF-Pulses um 10 dB und die des

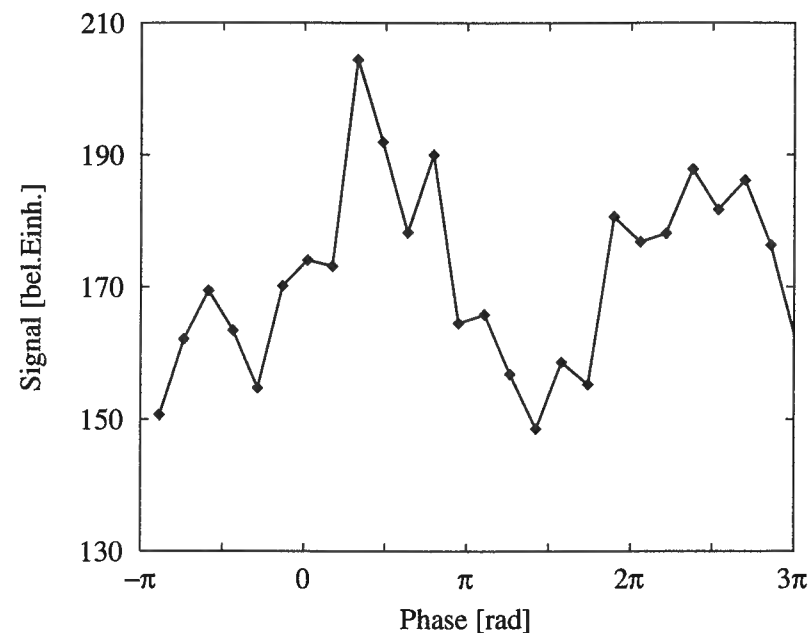


Abb. 4.11: Beobachtetes Wasserstoff-Atominterferometer-Signal als Funktion der Phase des letzten Strahlteilerpulses. Aufgetragen ist das Differenzsignal von Pulssequenzen mit und ohne Phasenänderung im letzten Puls bei der gemittelten Zählrate ohne Phasenänderung.

zweiten um 3 dB abgeschwächt. Diese Parameter sind jedoch abhängig von der Länge sowie dem Abstand der Lichtpulse.

In Abb. 4.11 ist ein beobachtetes Atominterferometer-Signal dargestellt. Hier wurden 10 Einzelspektren über den gezeigten Phasenbereich gemittelt. Man erkennt eine sinusförmige Abhängigkeit des Fluoreszenzsignals von der Phase der Lichtpulse des letzten Pulses. Dies ist deutlicher in Abb. 4.12 zu sehen, wo an die gleichen Daten eine Sinuskurve angepaßt wurde. Die Periode der angepaßten Sinusfunktion beträgt $1.001 \cdot 2\pi$.

Der beobachtete Kontrast $V = (S_{\max} - S_{\min}) / (S_{\max} + S_{\min})$, der den Grad quantifiziert, zu dem die Wellenpaket-Interferenz mit den maximalen bzw. minimalen Zählraten $S_{\max}$ bzw. $S_{\min}$ experimentell beobachtbar ist, beträgt für das Wasserstoff-Interferometersignal derzeit 10 %. Für eine sehr scharfe atomare Geschwindigkeitsverteilung, für die die Frequenzbreite der anregenden Pulse viel größer als die Verstimmung von der Resonanz für alle zum Signal beitragenden Atome ist, würde man entsprechend Gl. 2.13 einen Kontrast von 100 % erwarten. Hier liegt die Doppler-Breite der Atome jedoch deutlich oberhalb der Frequenzbreite der Pulse von 34 MHz. Dementsprechend sehen nicht alle Atome innerhalb der Doppler-Breite von 220 MHz eine genaue $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz, da ein Großteil aus der atomaren Resonanz Doppler-verschoben ist. Berechnet man die Beiträge der nicht-

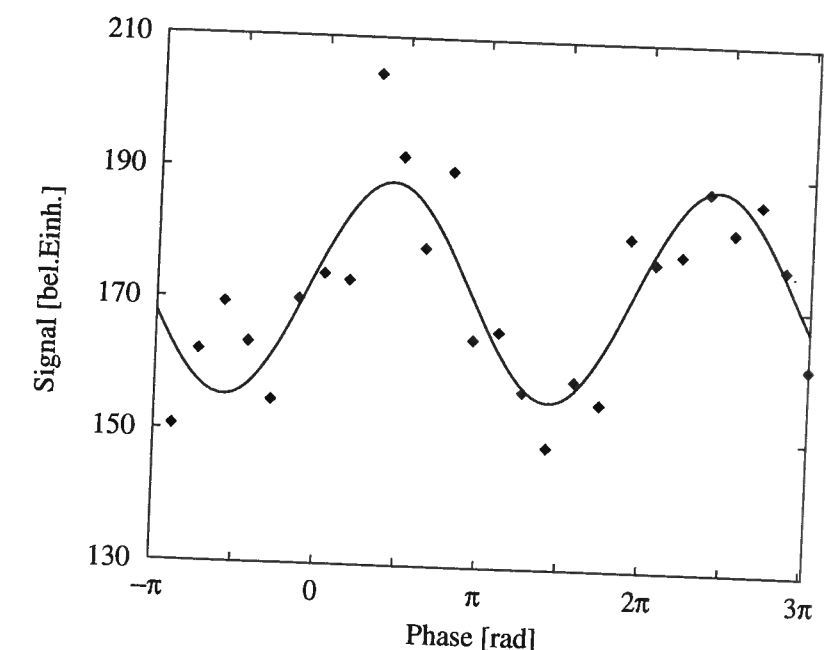


Abb. 4.12: Die Datenpunkte zeigen das Interferometersignal von atomarem Wasserstoff. Die den Daten angepaßte Sinuskurve gibt das Signal sehr gut wieder.

resonanten Atome nach Gl. 2.11 und integriert die Anregungswahrscheinlichkeiten über die Frequenzverstimmung bzw. über die Geschwindigkeit, erhält man in der Näherung einer im Verhältnis zur Frequenzbreite der Pulse und zur Rabi-Frequenz viel größeren Doppler-Breite und für Pulsabstände, die viel größer als die Pulslängen sind, einen theoretisch erreichbaren Kontrast von 27 % [28]. Die Abweichung des erhaltenen Werts hiervon kommt wahrscheinlich zum einen daher, daß die linear polarisierten Lichtpulse Übergänge zwischen mehreren Hyperfein-Zuständen mit verschiedenen Linienstärken treiben können. Die dadurch bewirkte Kontrastverringerung¹ könnte man umgehen, indem man mit zirkularer Polarisation arbeitet und die Atome im wesentlichen nur auf einem Übergang von $F = 1$, $m_F = 1$ nach $F' = 2$, $m_{F'} = 2$ anregt. Darüberhinaus beträgt der Frequenzabstand von $15P_{1/2}$ und $15P_{3/2}$ nur 27 MHz und ist somit kleiner als die Frequenzbreite der Pulse, so daß beide Zustände einzeln zum Signal beitragen können. Darüberhinaus verringert die Lebensdauer des $15P$ -Rydberg-Niveaus, die nur etwa um einen Faktor 3 länger als die Gesamtdauer der Pulssequenz ist, auch den Kontrast.

¹Man beachte, daß man bei der Anregung von einem einzelnen Grundzustand in ein Vielniveausystem im angeregten Zustand für Frequenzverstimmungen, die jeweils deutlich kleiner als die entsprechenden Rabi-Frequenzen für die Übergänge sind, trotzdem komplette Rabi-Oszillationen erhält [77]. In diesem Grenzfall wird keine Verringerung des Kontrasts beobachtet. Mit der hier gegebenen Feinstrukturaufspaltung ist diese Voraussetzung aber nicht erfüllt.

Das beobachtete Interferometer-Signal weist ohne Phasenänderung im letzten Puls, anders als man es entsprechend Gl. 2.24 mit $\Delta\phi=0$ erwartet, kein Minimum auf. Eine mögliche Ursache für die beobachtete Verschiebung des Signals ist das Vorhandensein von großen elektrischen Streufeldern, da das Interferometer-Experiment zur Zeit noch in unmittelbarer Nähe des Channeltron-Detektors durchgeführt wurde. Obwohl das Photon-Echo Schema zumindest im Fall eines Zwei-Niveau Systems unempfindlich auf zeitlich und räumlich homogene Energieverschiebungen ist, erwartet man hier zunächst auf Grund der vielen beteiligten Niveaus dennoch eine gewisse Empfindlichkeit auf Streufelder. Man beachte, daß die verwendeten Rydberg-Niveaus einen vergleichsweise großen linearen Stark-Effekt von $300 \text{ MHz} / (\text{V/cm})$ zeigen. Da die derzeitigen Untersuchungen aus experimentellen Gründen in der unmittelbaren Nähe des Channeltron-Detektors durchgeführt wurden, kann der Einfluß elektrischer Streufelder zur Zeit sicher nicht vernachlässigt werden. Hierzu sollen bald noch weitere Untersuchungen angestellt werden.

Andererseits eröffnet diese große Empfindlichkeit der Rydbergniveaus die Möglichkeit zur Messung der Polarisierbarkeit des 15P -Zustands mit Hilfe des Interferometers. Pulst man zwischen den beiden ersten oder den beiden letzten Interferometerpulsen ein elektrisches Feld in der Wechselwirkungszone an, so erfahren die einzelnen Zustände eine Phasenverschiebung. Da das elektrische Feld zeitlich asymmetrisch eingeschaltet wird, werden diese Phasenverschiebungen im jeweils anderen Abschnitt des Atominterferometers nicht kompensiert. Sind die Felder so groß, daß die Unterschiede bei den zusätzlichen Phasen die Größenordnung von 1 erreichen, wäscht das Interferometersignal aus. Bei ausreichender Kenntnis des elektrischen Feldes kann man so auf die Polarisierbarkeit zurückschließen.

Für spätere Experimente (siehe Kap. 6) sollten sich Schwierigkeiten auf Grund von elektrischen Streufeldern deutlich verringern lassen. Benutzt man eine Interferometer-Pulssequenz mit gegenläufigen Doppelpulsen, so daß man bei jedem Pulspaar das Atom wieder in den metastabilen 2S -Ausgangszustand zurücktransferiert, so kann man das Interferometer-Experiment räumlich sehr gut von der Detektion trennen. Dies erlaubt es, in einem gut abgeschirmten Bereich experimentieren zu können, so daß Phasenverschiebungen nicht auftreten.

5 Ein Vielstrahl-Atominterferometer

Im folgenden Kapitel wird die Realisierung eines Vielstrahl-Atominterferometers berichtet. Wie im analogen Fall der Interferenz von Lichtstrahlen beim Übergang vom Doppelspalt mit einem sinusförmigen Interferenzsignal zum Gitter, bei dem man ein Airy-Funktions-Interferenzsignal beobachtet, erhält man durch mehr als zwei miteinander interferierende atomare Teilstrahlen deutlich schärfere Interferenzlinien. Dies erhöht signifikant das Auflösungsvermögen eines solchen Atominterferometers.

Das realisierte Vielstrahl-Atominterferometer beruht auf der Verwendung von Dunkelzuständen in einem Vielniveau-System (siehe Kap. 2.2). Dabei wird das Atom auf eine quantenmechanische Superposition von Zuständen projiziert, die nicht an das Lichtfeld koppelt: Für einen solchen dunklen Zustand tritt destruktive Interferenz der Anregungsamplituden für die Absorption eines Photons auf, und trotz der Einstrahlung von resonantem Licht macht das Atom keinen Übergang in einen angeregten Zustand. Da zur Projektion Lichtpulse in einer Konfiguration mit zwei entgegengesetzt laufenden Lichtstrahlen verwendet werden, haben die einzelnen Zustände der dunklen Superposition jeweils einen unterschiedlichen Impuls, und die atomaren Wellenpakete spalten sich räumlich auf. Durch eine Folge solcher gepulsten Projektionen auf einen Dunkelzustand können atomare Wellenpakete kohärent in mehrere Teilstrahlen unterteilt und wieder zusammengeführt werden. Neben der erhöhten Empfindlichkeit für Phasenverschiebungen zeigt das Signal des Vielstrahl-Atominterferometers eine gegenüber Zweistrahl-Atominterferometern zusätzliche Eigenschaft auf. Wenn der zeitliche Abstand T zwischen den als Strahlteiler dienenden Lichtpulsen verändert wird, beobachtet man einen Kollaps und später ein Wiederaufleben des Interferometersignals. Dies beruht auf einer mit der Rückstoßenergie verbundenen Phase, die quadratisch mit dem transversalen Impuls im Interferometer ansteigt.

In diesem Kapitel wird zunächst das Prinzip des Vielstrahl-Atominterferometers, das mit geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzuständen realisiert wird, dargestellt. Bei der theoretischen Beschreibung des Interferometers wird die Projektion auf Dunkelzustände zur Strahlteilung und -zurücklenkung eingeführt und mit ihrer Hilfe die Berechnung des erwarteten Interferometersignals durchgeführt. Dabei wird auch auf längere Zeiten T zwischen den Pulsen eingegangen, bei denen der Kollaps und das Wiederaufleben des Interferometersignals auftreten. Nach der Beschreibung des experimentellen Aufbaus werden dann die

experimentellen Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

5.1 Prinzip und Theorie des Dunkelzustands-Interferometers

Das realisierte Vielstrahl-Atominterferometer verwendet einen atomaren Übergang mit mehreren beteiligten Zeeman-Niveaus. Bei einem Zwei-Niveau-Übergang von einem Grundzustand mit Gesamtdrehimpuls F und damit $2F+1$ Zeeman-Subniveaus in einen angeregten Zustand mit Gesamtdrehimpuls $F' = F$ existiert jeweils ein Dunkelzustand [44], der im allgemeinen aus $F+1$ Komponenten des Zeeman-Grundzustandsmultipletts besteht. Die Form dieser Kohärenz hängt jeweils von der Polarisationskonfiguration des Lichtfelds ab. In unserem Experiment wird der $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{1/2}(F'=4)$ -Übergang der D1-Linie im Cäsium-Atom bei 894 nm benutzt. Die Atome werden mit zwei gegenläufigen Lichtfeldern mit rechts bzw. links zirkularer Polarisation beschienen. Die nicht an das Licht koppeln- de Zustandssuperposition setzt sich aus den Zuständen mit gerader m_F -Quantenzahl des $6S_{1/2}(F=4)$ -Grundzustands ($m_F = -4, -2, \dots, 4$) zusammen. Dabei unterscheidet sich der Impuls zweier benachbarter m_F Niveaus um jeweils zwei Photonenrückstöße $\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)$, so daß der Impuls der einzelnen Zeeman-Niveaus $0, \hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-), \dots, 4\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)$ relativ zum Impuls des $m_F = -4$ Niveaus ist (siehe das oben in Abb. 5.1 eingefügte Niveauschema). Hier sind $\mathbf{k}_\pm$ die Wellenvektoren der σ_+ bzw. σ_- polarisierten Welle.

Durch optisches Pumpen [78] werden in einem ersten Puls die Cäsium-Atome, die hier zunächst als plane atomare Wellen angesetzt sind, in einen dunklen Superpositionszustand

$$|\varphi_D(\mathbf{p}, t)\rangle = \sum_{n=0}^4 c_n e^{-i\delta_n t} |g_{2n-4}, \mathbf{p} + n\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\rangle \quad (5.1)$$

gebracht, wobei $|g_{m_F}, \mathbf{p}\rangle$ einen Grundzustand mit magnetischer Quantenzahl m_F und Impuls $\mathbf{p}$ bezeichnet. Die einzelnen Gewichte c_n sind durch die Clebsch-Gordan Koeffizienten des jeweiligen Übergangs gegeben und sind dergestalt, daß die Superposition $|\varphi_D(\mathbf{p}, t=0)\rangle$ ein Dunkelzustand für das Lichtfeld ist. Hier ist angenommen, daß die Rabi-Frequenzen der beiden Wellen zu jeder Zeit gleich sind. Die Raman-Frequenzverstimmungen δ_n sind (siehe Gl. 2.29)

$$\begin{aligned} \delta_n &= n\Delta\omega - \frac{1}{\hbar} \left(\frac{(\mathbf{p} + n\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-))^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \right) \\ &= n[\Delta\omega - (\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \cdot \mathbf{p}/m] - n^2\omega_r \end{aligned} \quad (5.2)$$

mit $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_- - \omega_A$, wobei $\omega_\pm = c|\mathbf{k}_\pm|$ ist. ω_A bezeichnet den Frequenzabstand zwischen zwei benachbarten geraden oder ungeraden m_F -Zuständen und $\omega_r = \hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)^2/2m$

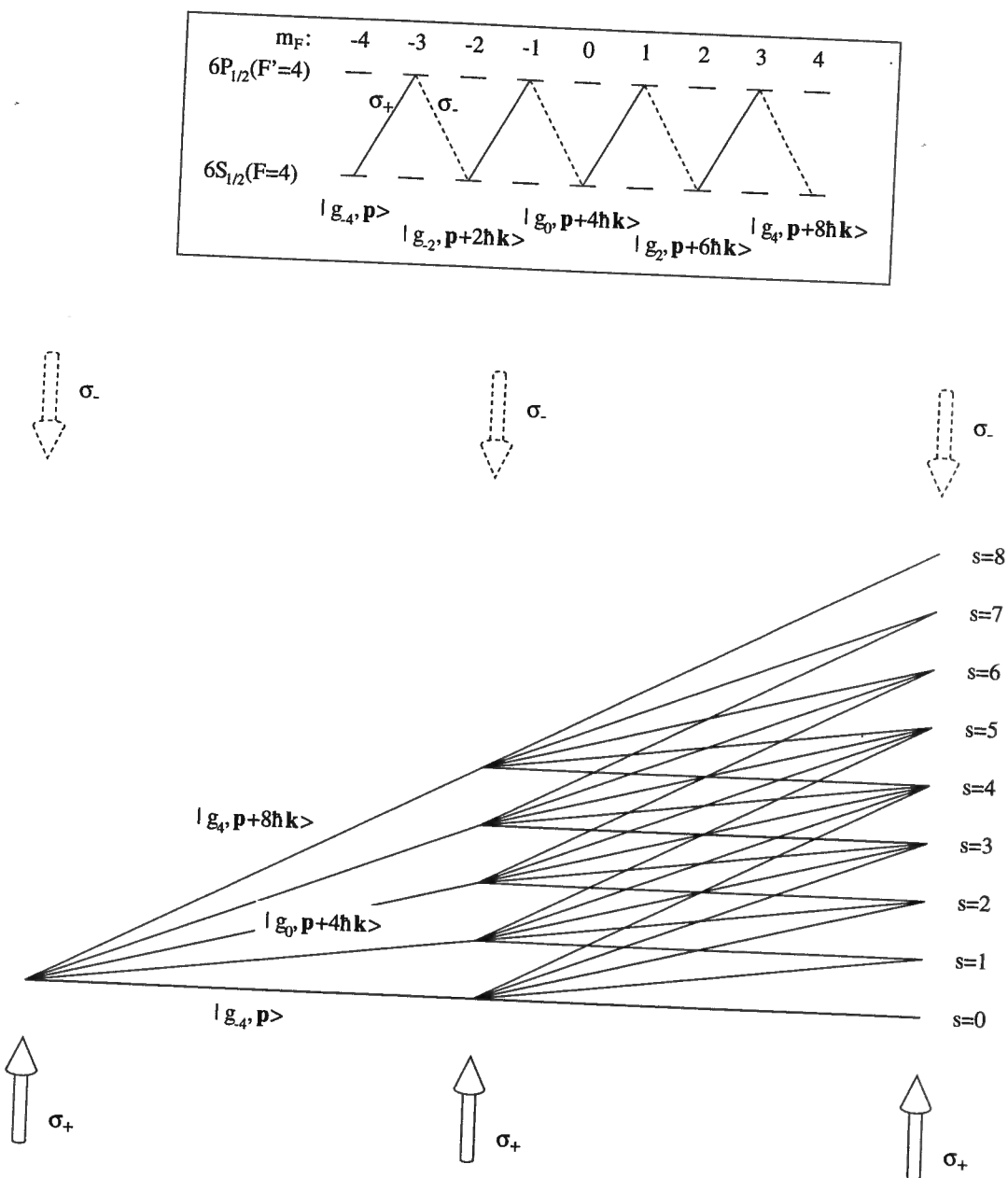


Abb. 5.1: Schema des Vielstrahl-Atominterferometers, das mit einer Sequenz von drei Laserpulsen realisiert wird. Die atomaren Wellenfunktionen interferieren in unterschiedlichen Familien, die mit $s=0, 1, \dots, 8$ nummeriert sind. Oben eingefügt ist das Niveauschema für den geschwindigkeitsselektiven Dunkelzustand im $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{1/2}(F'=4)$ -Übergang der Cäsium D1-Linie bei zwei gegenläufigen Lichtstrahlen mit $\sigma_+ - \sigma_-$ Polarisationskonfiguration. Der Dunkelzustand ist eine kohärente Superposition aus den fünf geraden m_F Niveaus $|g_{-4}, \mathbf{p}\rangle, |g_{-2}, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}\rangle, \dots, |g_4, \mathbf{p} + 8\hbar\mathbf{k}\rangle$, deren Impuls zwischen zwei benachbarten Zuständen sich jeweils um $2\hbar\mathbf{k}$ unterscheidet. Hier ist angenommen, daß die Frequenzen der gegenläufigen Lichtfelder ω_+ und ω_- annähernd gleich sind, so daß für die Wellenvektoren $\mathbf{k}_+ \approx \mathbf{k}$ und $\mathbf{k}_- \approx -\mathbf{k}$ gilt.

die Rückstoßenergie eines Raman-Übergangs in Frequenzeinheiten. Für die Cäsium D1-Linie ist $\omega_r = 2\pi \cdot 7.5 \text{ kHz}$. Zu bemerken ist hier, daß auf Grund des Rückstoßenergiebeitrags, der quadratisch in n ist, die Frequenzverschiebungen δ_n für $\mathbf{k}_+ \neq \mathbf{k}_-$ nicht alle gleichzeitig simultan zu Null gemacht werden können. Dies hat zur Folge, daß der Dunkelzustand niemals komplett stationär für eine Kette von Raman-Pulsen ist, sondern daß er leicht „leckt“ [46]. In den hier beschriebenen Experimenten ist die Dauer der optischen Pumpimpulse ausreichend kurz (einige μs), so daß die Frequenzbreite der Dunkelzustände [79] größer als die Rückstoßenergie von vier Photonenpaaren in Frequenzeinheiten ($\approx 120 \text{ kHz}$) ist. Daher fallen die während eines Pulses durch den quadratischen Phasenterm bewirkten Verluste weniger ins Gewicht.

Da die fünf Zustände des Dunkelzustands unterschiedliche Impulse haben, spalten sich die atomaren Wellenfunktionen räumlich auf (siehe Abb. 5.1), bis nach einer Zeit T ein zweiter Puls eingestrahlt wird. Wenn die räumliche Trennung $\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)T/m$ der einzelnen Pfade entlang der Laserstrahlen zu dieser Zeit die Kohärenzlänge der Wellenpakete überschreitet, so ist das Atom nicht mehr komplett dunkel für das Lichtfeld, da sich die einzelnen Wahrscheinlichkeitsamplituden für einen Übergang in den angeregten Zustand auf Grund der mangelnden Überlagerung der Wellenfunktionen dann nicht mehr weginterferieren können. Der zweite Puls projiziert nun das Atom erneut auf den Dunkelzustand. Durch eine Basistransformation kann jeder der gegenseitig auseinanderlaufenden Pfade aus einer dunklen Superposition und mehreren an das Lichtfeld koppelnden Superpositionen zusammengesetzt dargestellt werden. Der zweite optische Projektionspuls entfernt den größten Teil der Atome, die sich nicht im Dunkelzustandsanteil befinden. Nach wenigen Fluoreszenzzyklen sind die mit dem Licht wechselwirkenden Komponenten in den $6S_{1/2}(F=3)$ Grundzustandshyperfeinzustand gepumpt, wo sie nicht mehr detektiert werden. Durch diese Projektion auf den Dunkelzustand unterteilt der zweite Puls jeden der fünf Pfade nochmals in fünf weitere. Ein dritter Puls, wiederum nach einer Zeit T , bringt die rekombinierenden Pfade zur Interferenz und schließt das Interferometer. Dabei wird die Zahl der im Dunkelzustand verbliebenen Atome als Funktion der optischen Phase des dritten Lichtpulses nachgewiesen.

Das zu erwartende Interferometersignal läßt sich wie folgt berechnen. Zunächst sei das Atom zur Zeit $t=0$ im durch Gl. 5.1 gegebenen Dunkelzustand, wobei die Exponentialfaktoren alle gleich Null sind. Der zweite Puls zur Zeit T projiziert das Atom, das in einer Überlagerung aus einem dunklen und mehreren an das Licht koppelnden Zuständen ist, auf den dunklen Superpositionszustand. Die Wellenfunktion des im Dunkelzustand verblei-

benden Anteils ist

$$|\Psi(\mathbf{p}, T)\rangle = |\varphi_D(\mathbf{p}, T)\rangle \langle \varphi_D(\mathbf{p}, T) | \varphi_D(\mathbf{p}, 0)\rangle = |\varphi_D(\mathbf{p}, T)\rangle \sum_{n=0}^4 c_n^2 e^{i\delta_n T}. \quad (5.3)$$

Der Anteil an Atomen von der Größenordnung $1/(2 \cdot 5 - 1) = 1/9$, der durch den zweiten Puls nicht nach $F=3$, sondern in $F=4$ in den Dunkelzustand zurückgepumpt wird, ist hierbei vernachlässigt. Er führt zu einem inkohärenten Untergrund des Interferometersignals.

Gl. 5.3 liefert, für den allgemeinen Fall mit N Strahlen, bereits das Interferenzsignal für ein Vielstrahl-Ramsey-Experiment mit nur zwei Lichtpulsen und kollinearen Strahlen (d.h. $\mathbf{k}_+ = \mathbf{k}_-$). In diesem Fall verschwindet die Rückstoßenergie ω_r , und die Raman-Frequenzverschiebungen sind $\delta_n = n\Delta\omega$ und damit linear in n . Wenn alle Gewichte c_n gleich wären, so wäre die Wahrscheinlichkeit für das Atom, nach dem zweiten Puls im Dunkelzustand zu sein, proportional zu $\sin^2(N\Delta\omega T/2)/\sin^2(\Delta\omega T/2)$. Dieser Ausdruck entspricht genau dem Interferenzmuster, das sich bei der Beugung an einem Gitter mit N Schlitzen ergibt [80]. Die ungleichen Clebsch-Gordan Koeffizienten für ein Atom verringern die Hauptmaxima und verstärken die Seitenmaxima ähnlich einem Gitter mit verschiedener Transmission für die einzelnen Schlitze.

Benutzt man entgegengesetzt laufende Lichtstrahlen, so wäscht das Interferenzmuster nach dem zweiten Puls schnell aus, und man beobachtet keine Abhängigkeit des Signals von der Phase des zweiten Pulses. Dies läßt sich im Ortsraum dadurch erklären, daß der räumliche Abstand der Wellenpakete größer als ihre Kohärenzlänge z_{coh} ist. In der Impulsdarstellung sieht man, daß die ursprüngliche Geschwindigkeitsbreite $f(v_z)$ entlang der Laserstrahlen, die mit der Größe der Wellenpakete verbunden ist, unterschiedliche Doppler-Phasenfaktoren einfügt (siehe Gl. 5.2), was zu einem Auswaschen des Interferenzsignals führt. Die (transversale) räumliche Kohärenzlänge $z_{\text{coh}} = \hbar/2\Delta p_z$ der Atome entspricht bei minimaler Unschärfe der Größe der atomaren Wellenpakete mit Geschwindigkeitsbreite Δp_z . Während die Größe der Wellenpakete durch Beugung zunimmt, bleibt deren Kohärenzlänge jedoch über die Zeit konstant [81]. Bei den hier beschriebenen Experimenten ist die Kohärenzlänge durch die während des ersten Laserpulses selektierte atomare Geschwindigkeitsbreite bei der Projektion auf den Dunkelzustand bestimmt.

Interferenz läßt sich aber mit dem dritten Puls beobachten, wo verschiedene atomare Wellenpakete räumlich überlappen. Die optische Phase des Lichts mit Frequenz ω_+ wird nun im dritten Puls um $\delta\varphi$ variiert. Dies entspricht einer Änderung der Raman-Frequenzverstimmung während des zweiten Pulses, so daß $\Delta\omega$ durch $\Delta\omega' = \Delta\omega + \delta\varphi/T$ zwischen dem zweiten und dritten Puls ersetzt wird. Der diesem Lichtfeld entsprechende

Dunkelzustand ist $|\varphi_D(\mathbf{p}, t)\rangle$. Die Wellenfunktion nach dem dritten Puls ist dann

$$\begin{aligned} |\Psi(\mathbf{p}, 2T)\rangle &= |\varphi_D'(\mathbf{p}, 2T)\rangle \langle \varphi_D'(\mathbf{p}, 2T) | \varphi_D(\mathbf{p}, T)\rangle \langle \varphi_D(\mathbf{p}, T) | \varphi_D(\mathbf{p}, 0)\rangle \\ &= |\varphi_D'(\mathbf{p}, 2T)\rangle \sum_{n=0}^4 \sum_{q=0}^4 c_n^2 c_q^2 \\ &\quad \cdot \exp \{ i [(n+q)(\Delta\omega - (\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\mathbf{p}/m)T + q\delta\varphi - (n^2 + q^2)\omega_r T] \}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Da man experimentell eine Verteilung an atomaren Impulsen hat, die zumindest mit der Größe eines atomaren Wellenpakets einhergeht bzw. die einfach auf einer inhomogenen atomaren Geschwindigkeitsverteilung beruht, erhält man das erwartete Interferometersignal aus der Lösung für ebene Wellen (Gl. 5.4) durch Integration über diese Impulsverteilung. Der Einfachheit halber wird nur die Integration über die Geschwindigkeitskomponente p_z entlang der Laserstrahlen ausgeführt. Die Wellenfunktion eines Atoms nach dem letzten Puls ist damit

$$|\Psi_{\text{final}}\rangle = \int dp_z f(p_z) |\Psi(p_z, 2T)\rangle. \quad (5.5)$$

Der Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit $|\Psi_{\text{final}}\rangle|^2$, daß ein Atom nach dem dritten Puls im Dunkelzustand ist, enthält ein Skalarprodukt $\langle \varphi_D'(p'_z, 2T) | \varphi_D(p_z, 2T)\rangle$, das nur ungleich Null ist, wenn p_z gleich p'_z ist. Man erhält somit

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{final}}\rangle^2 &= \int dp_z |f(p_z)|^2 \sum_{n=0}^4 \sum_{q=0}^4 \sum_{n'=0}^4 \sum_{q'=0}^4 c_n^2 c_q^2 c_{n'}^2 c_{q'}^2 \\ &\quad \cdot \exp \{ i [(n+q-n'-q')(\Delta\omega - (2kp_z/m))T \\ &\quad + (q-q')\delta\varphi - (n^2 + q^2 - n'^2 - q'^2)\omega_r T] \}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Das übrigbleibende Integral kann weiter für eine ursprüngliche atomare Wellenfunktion im Impulsraum, die ausreichend breit ($2k\Delta p_z T/m \gg 2\pi$) und flach ist, so daß der Term $|f(p_z)|^2$ über ein Impulsintervall mit der Breite $\delta p_z = \pi m/Tk$ annähernd konstant ist, gelöst werden. Eine ausreichend große Impulsbreite ist von sich aus für ein Wellenpaket vorhanden, das gut genug lokalisiert ist, um eine klare Trennung der einzelnen Pfade zur Zeit des zweiten Pulses zu erlauben. In diesem Fall kann der Term $|f(p_z)|^2$ vor das Integral gezogen werden. Weiter erhält man bei der Integration nur einen Beitrag verschieden von Null für $n+q-n'-q'=0$, und eine der Summen fällt weg. Damit ist die Wahrscheinlichkeit $|\Psi_{\text{final}}\rangle^2$ nach dem dritten Puls durch

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{final}}\rangle^2 &= \sum_{n=0}^4 \sum_{q=0}^4 \sum_{q'=0}^4 c_n^2 c_q^2 c_{n+q-q'}^2 c_{q'}^2 \\ &\quad \cdot \exp \{ i [(q-q')(\delta\varphi + (n-q')2\omega_r T)] \} \end{aligned} \quad (5.7)$$

gegeben. Zu bemerken ist hier, daß das erhaltene Signal nicht von der Frequenzverstimmung $\Delta\omega$ abhängt. Ein solches Verhalten kennt man von Spin-Echo-Experimenten.

Führt man einen neuen Index $s = n + q$ ein, so kann die Wahrscheinlichkeit, ein Atom nach dem dritten Puls im Dunkelzustand zu finden, als

$$|\Psi_{\text{final}}\rangle^2 = \sum_{s=0}^8 |\Psi_s\rangle^2, \quad (5.8)$$

geschrieben werden, wobei $|\Psi_s\rangle$ durch

$$|\Psi_s\rangle = \left(\sum_q c_{s-q}^2 c_q^2 \exp \{ i [q\delta\varphi + (sq - q^2)2\omega_r T] \} \right) |\varphi_{D,s}\rangle. \quad (5.9)$$

gegeben ist. Die Zustände $|\varphi_{D,s}\rangle$ bezeichnen die Dunkelzustände zum Zeitpunkt des dritten Lichtpulses. Die Summe über den Index q , der die unterschiedlichen möglichen Pfade innerhalb einer Familie von interferierenden Wellenpaketen durchnummeriert, läuft von $\max[0, s-4]$ bis $\min[4, s]$. Wie in Abb. 5.1 dargestellt, entspricht jede Wellenfunktion $|\Psi_s\rangle$ ($5 - (|s-4|)$) Strahlen, die zur Zeit $2T$ räumlich überlappen und während des dritten Pulses bei der Position $[\mathbf{p} + s\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)/2]2T$ relativ zur Position des Atoms zur Zeit $t=0$ interferieren.

Die einzelnen Beiträge $|\Psi_s\rangle^2$ der verschiedenen Familien von interferierenden Wellenpaketen sind für kleine Zeiten T zwischen den Laserpulsen ($\omega_r T \ll 1$), bei denen der Beitrag der Rückstoßenergie in Gl. 5.9 vernachlässigt werden kann, in Abb. 5.2 dargestellt. Die einzelnen Familien $s=0, \dots, 8$ liefern jeweils ein unterschiedliches Interferenzsignal. Für die Familien mit zwei interferierenden Strahlen ($s=1$ und $s=7$) erwartet man ein sinusförmiges Interferenzsignal. Das schärfste Hauptmaximum und drei Seitenmaxima erhält man für die Familie mit fünf interferierenden Strahlen ($s=4$), die auch gleichzeitig den größten Beitrag zum Gesamtsignal liefert. Alle individuellen Signale haben ihr Hauptmaximum bei Phasen $\delta\varphi$ von einem ganzzahligen Vielfachen von 2π . Während man prinzipiell mit einem wohl-kollimierten Atomstrahl und räumlich-auflösender Detektion die Interferenzsignale der einzelnen Familien messen könnte, wurde hier die (inkohärente) Summe aller Interferenzsignale beobachtet. Die durchgezogene Linie in Abb. 5.2 zeigt das erwartete Gesamtsignal des Interferometers, wie durch Gl. 5.8 gegeben.

In Abb. 5.3 ist das erwartete Gesamtsignal des Vielstrahl-Atominterferometers für verschiedene Zeiten T zwischen den Laserpulsen gezeigt. Für kleine Zeiten, bei denen der Rückstoßterm vernachlässigt werden kann, ist die Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden für alle Pfade gleich. Wenn die Phasenverschiebung durch den Rückstoßterm zwischen dem zentralen und den äußersten Pfaden für größere Zeiten die Größenordnung von

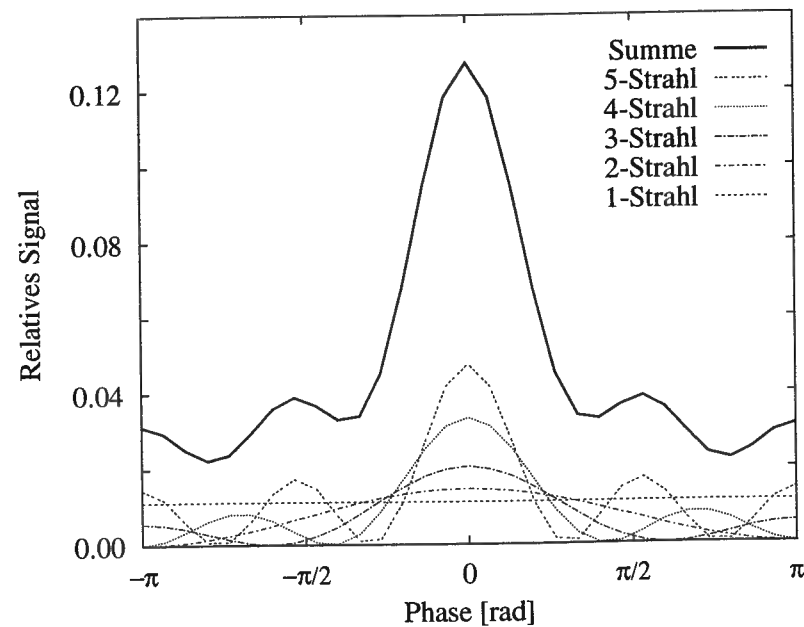


Abb. 5.2: Berechnete Signale der einzelnen Familien von interferierenden Wellenpaketen $|\Psi_s\rangle^2$ und erwartetes Gesamtsignal (durchgezogene Linie) eines Vielstrahl-Atominterferometers mit 5 Pfaden, wie in Abb. 5.1 dargestellt, für kurze Zeiten T zwischen den Laserpulsen, so daß $\omega_r T \ll 1$ mit $\omega_r = 2\hbar k^2/m$ gilt. Der Graph zeigt den Anteil an Atomen, der nach den Lichtpuls im Dunkelzustand bleibt, als Funktion der optischen Phase des dritten Pulses. Das gleiche Signal erhält man auch für $\omega_r T = r\pi$ mit ganzzahligem r .

eins erreicht, so ist die Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden nicht mehr konstant für alle Pfade. Durch Variation der Phase $\delta\varphi$ ist es nicht mehr möglich, konstruktive Interferenz zwischen allen Pfaden zu erhalten, und der Kontrast des Interferometersignals nimmt für größere Zeiten T ab. Wenn jedoch die Zeit zwischen den Pulsen ein ganzzahliges Vielfaches von π/ω_r ($\approx 66.8 \mu\text{s}$ hier) erreicht, so lebt das Interferenzsignal wieder auf, da der Rückstoßterm einen Phasenbeitrag von einem ganzzahligen Vielfachen von 2π liefert (siehe Gl. 5.9). Intuitiv kann man dieses Verhalten verstehen, wenn man beispielsweise die quadratische Phase, die die einzelnen Wellenpakete auf Grund der Photonenrückstoßenergie während der Zeit $2T$ zwischen dem ersten und dem dritten Puls aufsammeln, betrachtet. Wenn die akkumulierte Phasendifferenz zwischen zwei benachbarten Pfaden ein Vielfaches von 2π erreicht, so erhält man wieder das ursprüngliche Interferenzsignal. Für ein Atominterferometer mit sehr vielen interferierenden Pfaden erwartet man generell ein Interferenzsignal bei $\omega_r T = r\pi/s$ mit ganzzahligem r und s [42].

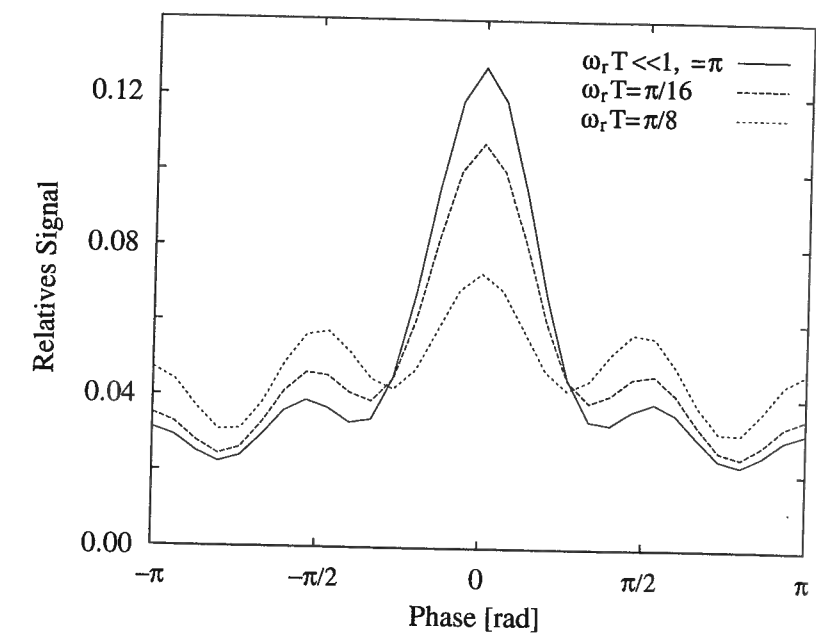


Abb. 5.3: Berechnetes Gesamt-Interferometersignal für unterschiedliche Zeiten T zwischen den optischen Pulsen. Dargestellt ist der Anteil der Atome im Dunkelzustand nach der Pulssequenz in Abhängigkeit von der Phase des dritten Pulses.

5.2 Realisierung und experimenteller Aufbau

Für die experimentelle Realisierung wird ein Cäsium-Atomstrahl verwendet. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 5.4 dargestellt. Bei einem Vakuum von etwa 10^{-6} mbar werden Cäsiumatome aus einem Ofen durch einen $200 \mu\text{m}$ breiten Spalt emittiert. Eine weitere Blende mit $250 \mu\text{m}$ Breite im Abstand von 25 cm vom Ofen kollimiert den Atomstrahl in der Richtung entlang der optischen Strahlen. Die optische Wechselwirkungszone ist mit μ -Metallzylindern gegen magnetische Streufelder abgeschirmt. Innerhalb des Zylinders erzeugt eine Spule ein statisches Magnetfeld von typischerweise 9 mG entlang der Richtung der Laserstrahlen.

Die Atome im Wechselwirkungsbereich werden mit drei Lichtpuls bestrahlt. Das Licht kommt von einem Titan:Saphir-Laser bei 894 nm. Die Pulse erhalten ihre Form durch das Schalten eines ersten akusto-optischen Modulators (AOM 1). Nach dem Aufspalten in zwei Lichtpulse, um die beiden gegenläufigen Lichtstrahlen in der $\sigma_+ - \sigma_-$ Polarisationskonfiguration zu erzeugen, passieren die Strahlen jeweils einen AOM, der ihre optische Frequenz um leicht unterschiedliche Beträge verschiebt, um die Zwei-Photonen Resonanz ($\Delta\omega = 0$) in Anwesenheit des statischen Magnetfelds aufrecht zu erhalten. Die Phase der Radiofrequenz-Treiberfrequenz einer der beiden AOMs kann während der Pulssequenz verändert werden,

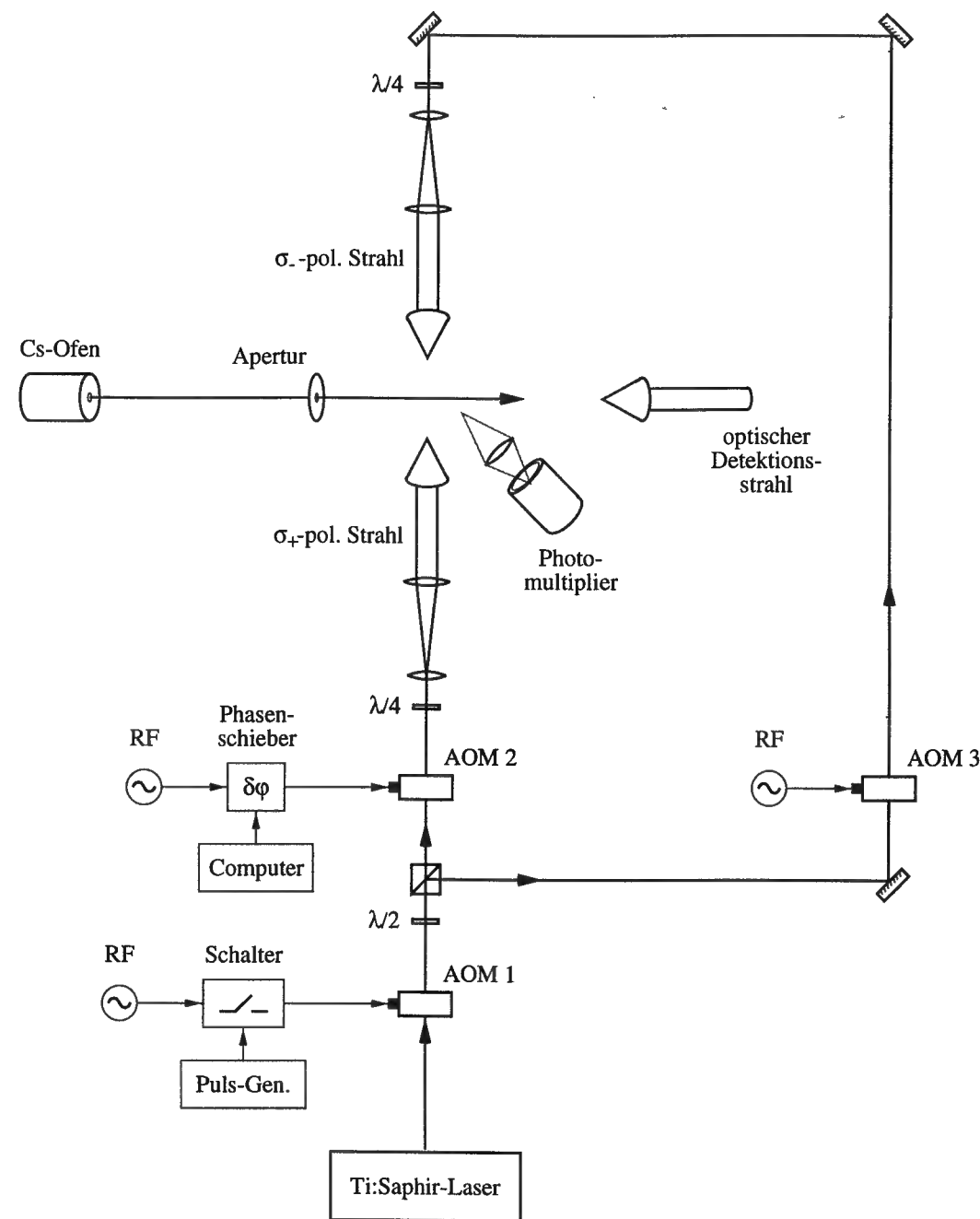


Abb. 5.4: Experimenteller Aufbau für das Vielstrahl-Atominterferometer. Die Atome werden mit einer Sequenz aus drei Lichtpulsen mit zwei gegenläufigen optischen Strahlen in $\sigma_+ - \sigma_-$ Polarisationskonfiguration beschienen. Für den dritten Puls wird die Phase der Treiberfrequenz einer der beiden akusto-optischen Modulatoren um $\delta\varphi$ verschoben. Das Interferenzsignal kann entweder durch die während des dritten Lichtpulses emittierte Fluoreszenz oder die von einem weiteren Detektionsstrahl gestreute Fluoreszenz nachgewiesen werden.

um die optische Phase eines der beiden Strahlen während des letzten Pulses einstellen zu können. Die beiden Strahlen werden mit $50\text{ }\mu\text{m}$ großen Lochblenden räumlich gefiltert und mit einem Teleskop auf einen Gauss'schen Strahldurchmesser von 43 mm aufgeweitet. Die typische optische Leistung in jedem der beiden Strahlen ist 300 mW . Die Interferometerpulse werden während der Durchflugszeit der Atome durch die Wechselwirkungszone eingestrahlt.

In ersten Experimenten [82] wurde in einem vereinfachten Aufbau ohne magnetische Abschirmung das Vielstrahl-Interferenzsignal beobachtet, indem die emittierte Fluoreszenz nach dem dritten Interferometerpuls detektiert wurde. Später wurde die Zahl der im Dunkelzustand verbleibenden Atome (in $F=4$) gemessen, indem die Atome mit einem weiteren optischen Detektionspuls, der auf den geschlossenen Übergang $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{3/2}(F'=5)$ bei 852 nm abgestimmt ist, beschienen und die resultierende Fluoreszenz mit einem Photoelektronen-Vervielfacher und einem Fenster-Integrator aufgezeichnet wurden. Der optische Detektionspuls stammt von einem Diodenlaser, dessen Lichtstrahl mit einem AOM geschaltet wird, und läuft annähernd antiparallel zum Atomstrahl, um aus der breiten thermischen Geschwindigkeitsverteilung der Atome einen kleinen Teil Doppler-selektieren zu können. Während die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Strahl 290 m/s ist, ist die Frequenz des Diodenlasers so eingestellt, daß Atome in der Nähe von 140 m/s adressiert werden. Hierdurch werden die Signalbeiträge von Atomen anderer Geschwindigkeitsklassen nicht detektiert, und es werden deutlich längere effektive Interferometerdriftzeiten erreicht. In einer typischen Pulsfolge für das Vielstrahl-Atominterferometer ist der erste Lichtpuls $2\text{ }\mu\text{s}$ lang, der zweite und dritte Puls jeweils $1.2\text{ }\mu\text{s}$. Der erste Puls hat typischerweise zunächst für $1.2\text{ }\mu\text{s}$ eine niedrigere Lichtintensität, wodurch aus der ursprünglichen Geschwindigkeits-Doppler-Breite von 1.2 MHz (angegeben ist hier die Breite für einen Zwei-Photonen-Raman-Übergang) entlang der Lichtpulse eine Geschwindigkeitsklasse Δv_z mit $2k\Delta v_z/2\pi \approx 200\text{ kHz}$ Doppler-Breite selektiert wird. Durch die niedrigere Intensität wird eine schmalere Geschwindigkeitsbreite des Dunkelzustands erreicht. Dieser Selektionsmechanismus ist mit den Arbeiten über 'velocity selective coherent population trapping' (VSCPT) im Bereich der Laserkühlung unter die Photonenrückstoßgrenze verwandt, wo ein geschlossener Übergang benutzt wird [79]. Hier werden dagegen offene atomare Übergänge verwendet, so daß Atome, die nicht im geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand sind und somit an das Licht koppeln, zum größten Teil in den $F=3$ Hyperfeinzustand gepumpt werden, wo sie nicht mehr detektiert werden. Eine Geschwindigkeitsselektierung ist notwendig, um die Doppler-Breite der wechselwirkenden Atome signifikant unter die Frequenzbreite der optischen Pulse ($\approx 600\text{ kHz}$) zu bringen. Die Lichtintensität wird dann für $0.8\text{ }\mu\text{s}$ auf den vollen

5.3. Experimentelle Vielstrahl-Atominterferometersignale

Wert gesetzt. Die Repetitionsrate einer typischen Interferometerpulssequenz liegt zwischen 3.5 kHz und 8 kHz. Abwechselnd wird eine Sequenz mit im letzten Puls veränderter Phase des Strahls der Frequenz ω_+ und ohne zusätzliche Phasenverschiebung eingestrahlt. Ein Lock-In Verstärker nimmt die Differenz der beiden Fluoreszenzsignale auf, wodurch Streulichteefekte unterdrückt werden.

5.3 Experimentelle Vielstrahl-Atominterferometersignale

Zunächst wurde ein Vielstrahl-Ramsey-Experiment mit zwei Lichtpulsen mit kollinearen Strahlen durchgeführt (vgl. Gl. 5.3 in Abschnitt 5.1). Typische Ramsey-Signale für $0.7 \mu\text{s}$ lange Lichtpulse mit Abstand $T = 5 \mu\text{s}$ sind in Abb. 5.5 dargestellt. Die volle Breite der Hauptmaxima beträgt $0.21 \cdot 2\pi$ und ist geringfügig größer als die theoretisch erwartete von $0.16 \cdot 2\pi$. Dies liegt wahrscheinlich an inhomogenen magnetischen Streufeldern. Dieses Dunkelzustands-Ramsey-Experiment läßt sich gut als sensitive Methode zur Detektion von Magnetfeldern nutzen.

Ein typisches Vielstrahl-Atominterferometersignal bei einer Pulssequenz mit drei Lichtpulsen ist in Abb. 5.6 für eine Zeit von $T = 5 \mu\text{s}$ zwischen den Pulsen dargestellt, so daß $\omega_r T \ll 1$

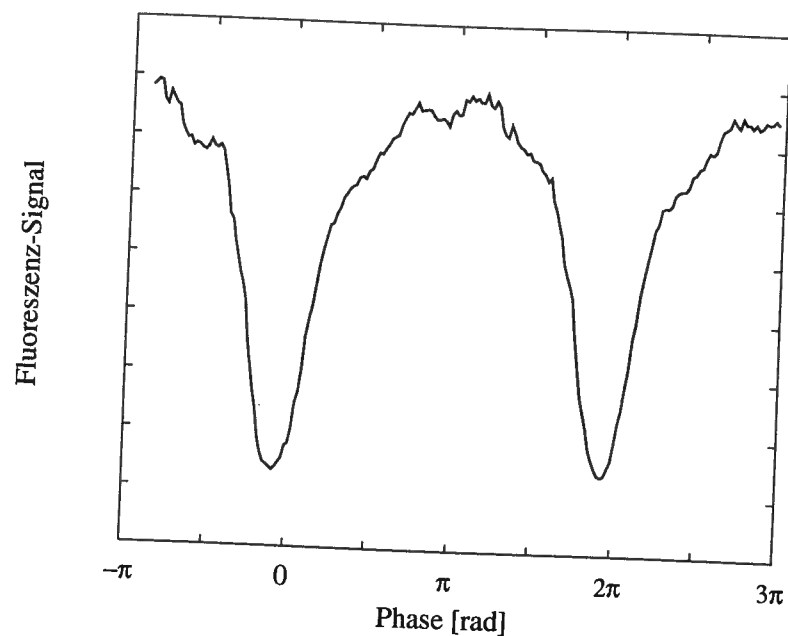


Abb. 5.5: Ramsey-Interferenzsignal für eine Zwei-Puls-Sequenz mit kollinearen Lichtstrahlen. Dargestellt ist das Lock-In Signal der während des zweiten Lichtpulses emittierten Fluoreszenz als Funktion der optischen Phase dieses Pulses. Die Integrationszeit pro Punkt beträgt 0.1 s .

5 Ein Vielstrahl-Atominterferomet

ist. Hier wurde die Fluoreszenz, die während des dritten Lichtpulses von den Atomen gestreut wird, als Funktion der optischen Phase dieses Pulses gemessen. Zu beachten ist, daß hier das Fluoreszenzsignal in den Interferenzmaxima abnimmt, da weniger Fluoreszenz im letzten Puls emittiert wird, wenn das Atom zu diesem Zeitpunkt für das Licht dunkel ist. Die beobachtete Breite der Interferenzmaxima ist typischerweise $0.32 \cdot 2\pi$. Dies ist deutlich breiter als der theoretisch erwartete Wert von $0.18 \cdot 2\pi$. Dies wird auf die große transversale Geschwindigkeitsbreite der Atome und unvollkommene optische Wellenfronten [83] zurückgeführt. Nichtsdestoweniger liegt die beobachtete Breite deutlich unter dem Wert $0.5 \cdot 2\pi$, den man für Zweistrahl-Interferometer erhält. Die gestrichelte Linie in Abb. 5.6 stellt das Signal der während des zweiten Lichtpulses emittierten Fluoreszenz als Funktion der optischen Phase dieses Pulses dar. Hier wird keine Interferenz beobachtet, was ein Anzeichen dafür ist, daß zu dieser Zeit T die räumliche Trennung von zwei benachbarten Pfaden $2T\hbar k/m = T \cdot (6.67 \text{ mm/s})$ die atomare Kohärenzlänge $z_{\text{coh}} = \hbar/2m\Delta v_z \approx 2.7 \text{ nm}$, die der während des ersten Laserpulses selektierten atomaren Geschwindigkeitsbreite entspricht, überschreitet.

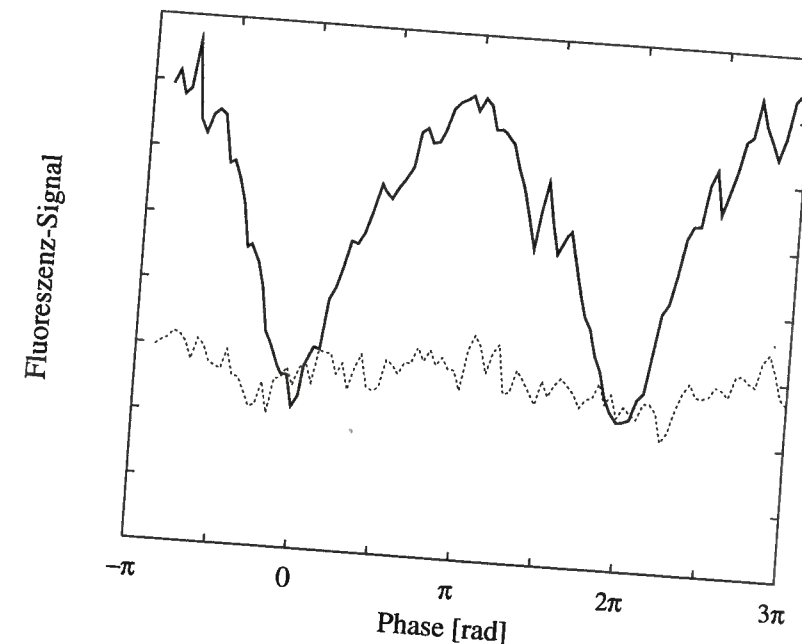


Abb. 5.6: Experimentelles Signal eines Vielstrahl-Atominterferometers mit drei Lichtpulsen und gegenläufigen Lichtstrahlen. Die durchgezogene Linie zeigt das Lock-In Signal der während des dritten Lichtpulses emittierten Fluoreszenz als Funktion der optischen Phase dieses Pulses. Die Integrationszeit pro Punkt ist 1 s . Zum Vergleich zeigt das Signal der während des zweiten Lichtpulses emittierten Fluoreszenz als Funktion der optischen Phase dieses Pulses keine Interferenzstruktur (gestrichelte Linie), da hier die Interferometerpfade räumlich getrennt sind.

In späteren Experimenten wurde die Vielstrahl-Interferenz detektiert, indem die Anzahl der nach der Pulssequenz im Dunkenzustand verbleibenden Atome (in $F=4$) gemessen wurde. Anders als zuvor nimmt hier das Signal der von den Atomen gestreuten Fluoreszenz in den Interferenzmaxima ähnlich wie auch bei der Darstellung der theoretisch erwarteten Interferenzsignale in Abb. 5.2 und Abb. 5.3 zu. Abb. 5.7 zeigt solche Vielstrahl-Atominterferometersignale für verschiedene Zeiten T zwischen den Pulsen. Die unterste Kurve mit $T=5\mu\text{s}$ entspricht dem in Abb. 5.6 dargestellten Fall kleiner Zeiten zwischen den Pulsen ($\omega_r T \ll 1$). Für längere Zeiten T zwischen den Pulsen nimmt der Kontrast deutlich ab, und das Interferenzsignal kollabiert auf Grund der Rückstoßenergiephase, die quadratisch mit dem transversalen atomaren Impuls ansteigt. Nähert sich die Driftzeit aber der Wiederauflebezeit $T = \pi/\omega_r$ bei $66.8\mu\text{s}$, so wird das Interferenzsignal wieder deutlich sichtbar und erreicht seinen maximalen Kontrast bei der Wiederauflebezeit. Für längere Driftzeiten kollabiert das Signal erneut.

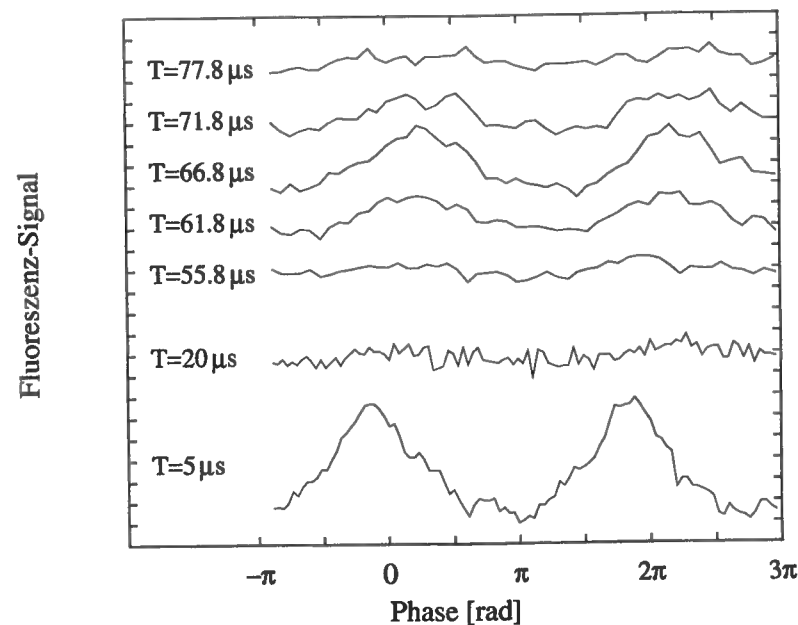


Abb. 5.7: Experimentelles Signal des Vielstrahl-Atominterferometers für unterschiedliche Zeiten T zwischen den Lichtpulsen. Der Graph zeigt die Anzahl der im Dunkenzustand verbleibenden Atome als Funktion der Phase des dritten Lichtpulses. Das Signal nimmt in den Interferenzmaxima zu. Für Zeiten oberhalb von $T=50\mu\text{s}$ wurden die Daten mit einer höheren Versorgungsspannung für den Photoelektronen-Vervielfacher aufgenommen.

Die Beobachtung vom Kollaps und Wiederaufleben des Interferenzsignals ist von großer praktischer Bedeutung. Es zeigt, daß Vielstrahl-Atominterferometer mit langen Driftzeiten zwischen den Pulsen realisiert werden können. Dies ist insbesondere für Präzisionsexperi-

mente etwa zur Bestimmung von Gravitation oder Rotationen notwendig, da die erreichbare Empfindlichkeit für Phasenänderungen proportional zu dieser Zeit T ist. Aus der Messung der Wiederauflebezeit läßt sich zudem die Photonenrückstoßenergie präzise bestimmen, wenn man ausreichend lange Zeiten zwischen den Interferometerpulsen zur Verfügung hat.

6 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neuartige Quelle für kurze, intensive, phasenkohärente Lichtpulse entwickelt und aufgebaut. Mit den erzielten Pulsflächen konnte zunächst die Signatur von Rabi-Oszillationen für den Übergang vom metastabilen 2S-Zustand zum 15P-Rydbergniveau in atomarem Wasserstoff aufgezeichnet werden. Darauf aufbauend konnte das erste makroskopische Wasserstoff-Atominterferometer mit räumlich getrennten Wellenpaketen realisiert werden. Die Pulse dienten dabei als atomare Strahlteiler in einer $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz.

Mit Cäsiumatomen konnte ein Vielstrahl-Atominterferometer demonstriert werden. Die atomaren Wellenpakete wurden hier durch die Projektion auf einen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand aufgespaltet. Das erhaltene Interferenzsignal ist analog zum Fall der Interferenz von Lichtstrahlen deutlich schmäler als bei einem Zweistrahl-Interferometer. Dadurch wird die Auflösung für Phasenmessungen stark erhöht. Für längere Zeiten zwischen den als atomare Strahlteiler dienenden Lichtpulsen wurde ein Kollaps und darauffolgend ein Wiederaufleben des Interferenzsignals beobachtet. Dieses Wiederaufleben des Signals ist von großer praktischer Bedeutung, da so auch Vielstrahl-Atominterferometer mit langen Driftzeiten möglich sind.

Für die phasenkohärenten Lichtpulse wird in naher Zukunft der bisher zur Frequenzverdopplung verwendete Lithium-Iodat Kristall durch periodisch-gepoltes Lithium-Tantalat ersetzt. Dadurch werden die für die Wasserstoff-Experimente zur Verfügung stehenden Pulse eine deutlich höhere Pulsleistung aufweisen. Dies ermöglicht längerfristig die Verwendung eines größeren optischen Strahldurchmessers, so daß mögliche Probleme etwa durch die Phasenfronten der Pulse deutlich verringert werden. Andererseits können mit der erhöhten zur Verfügung stehenden Leistung Übergänge in Rydberg-P-Niveaus mit größerer Hauptquantenzahl n angeregt werden. Da die Lebensdauer der Zustände mit n^3 anwächst, läßt sich so der Einfluß der Lebensdauer des angeregten Zustands deutlich verringern. Gleichzeitig nehmen allerdings auch die entsprechenden Übergangsmatrixelemente mit n^3 ab, so daß größere Pulsleistungen zum Treiben der Übergänge benötigt werden.

Als nächstes ist es geplant, die als atomare Strahlteiler dienenden Pulse für die Wasserstoff-Experimente durch Pulspaare zu ersetzen. Durch Anregung vom 2S-Zustand in das 15P-Niveau und stimulierte Emission zurück in das 2S-Niveau mit gegenläufigen Lichtpulsen

lassen sich so zwei Photonenimpulse auf das Atom übertragen, so daß die einzelnen Wellenpakete sich weiter voneinander trennen. Vor allem werden auf diese Weise die Beschränkungen durch die Lebensdauer des angeregten 15P-Zustands eliminiert [84], da die Zeit, die das Atom im kurzlebigen angeregten P-Niveau ist, sich so minimieren läßt. Darüberhinaus kann so die Wechselwirkungszone räumlich gut vom Detektionsbereich getrennt werden, da der metastabile 2S-Zustand ausreichend lange die Wechselwirkungsinformation behält. Der Zielpunkt für diese Arbeiten ist die Realisierung eines Atominterferometers zur Messung der Rückstoßenergie $\hbar\omega_{\text{rec}}$ bei Absorption und Emission von Photonen ($\omega_{\text{rec}} = \hbar k^2 / 2M_{\text{H}}$) bei Wasserstoffatomen. Hieraus erhält man bei exakter Kenntnis der Übergangswellenlänge direkt einen präzisen Wert für h/M_{H} . Dies stellt einerseits einen großen Schritt in Richtung eines atomaren Massenstandards dar. Andererseits ist h/M_{H} eine der interessantesten physikalischen Größen, die sich mit Atominterferometern messen lassen, da sich daraus zusammen mit der Rydberg-Konstante R_{∞} die Feinstrukturkonstante α bestimmen läßt. Diese erhält man durch die Relation

$$\alpha^2 = \frac{2R_{\infty}}{c} \frac{h}{m_e} \quad (6.1)$$

mit der Masse m_e des Elektrons und der Lichtgeschwindigkeit c . Für eine solche Messung ist Wasserstoff ein sehr guter Kandidat, da der Rückstoß auf Grund seiner kleinen Masse M_{H} sehr groß ist. Zudem ist das benötigte Masseverhältnis M_{H}/m_e bis auf $2.2 \cdot 10^{-9}$ [18] äußerst präzise bekannt, und die Übergangswellenlänge kann ausreichend genau berechnet werden. Mit der Genauigkeit der Rydberg-Konstante von $8.3 \cdot 10^{-12}$ [17] und der definierten Lichtgeschwindigkeit c beschränkt somit nur die Unsicherheit in der Bestimmung von h/M_{H} die Bestimmung von α . Zu beachten ist hier, daß man auf diese Weise einen von QED-Berechnungen unabhängigen Wert erhält. Im Gegensatz dazu basiert die momentan genaueste Bestimmung von α über das anomale magnetische Moment des Elektrons $a_e \equiv (g - 2)/2$ mit einer Unsicherheit von $4.2 \cdot 10^{-9}$ auf einem Vergleich zwischen experimentellem und theoretischem Wert für a_e .

Zusätzlich bietet es sich an, dieses Interferometer-Experiment sowohl mit Wasserstoff als auch mit Deuterium durchzuführen. Die Verschiebungen der Übergangswellenlängen auf Grund der unterschiedlichen Massen sind sehr klein, so daß die experimentellen Parameter kaum modifiziert werden müssen. Die jeweils erhaltenen Rückstoßenergien sollten dabei genau mit dem Masseverhältnis der beiden Isotope skalieren. Hierdurch erhält man eine gute Möglichkeit zur Untersuchung von systematischen Fehlerquellen, die von der jeweiligen Isotopensorte abhängen.

Zur Realisierung des Atominterferometers für die Bestimmung der Rückstoßenergie wird

eine Doppler-freie Zweiphotonen Ramsey-Anregung des 1S–2S Übergangs mit zusätzlichen Pulsen vom 2S-Niveau zu hochliegenden Rydberg-P-Zuständen [85] verwendet. Während der ersten Ramsey-Anregung wird das Wasserstoffatom in eine kohärente Superposition aus dem 1S Grundzustand und dem metastabilen 2S-Niveau gebracht. Während der eine Arm des Interferometers unverändert im 1S Grundzustand bleibt und als Phasenreferenz dient, wird der Anteil der Atome im 2S-Zustand durch paarweise π Puls-Übergänge zu einem hochliegenden P-Zustand und zurück zum 2S-Zustand ausgelenkt. Durch eine geeignete Abfolge dieser Paare mit jeweils gegenläufigen π Pulsen kann der 2S-Arm später wieder zurückgeführt werden. Nachdem der 2S-Arm mit dem 1S-Arm zur Überlagerung gebracht worden ist, wird das Interferometer mit der zweiten Ramsey-Anregung geschlossen. Der Anteil an Atomen im 2S-Zustand kann weit entfernt von der Wechselwirkungszone entweder über das 1S–2S Fluoreszenzsignal oder nach Einstrahlen eines 2S– n P Detektionspulses über Fluoreszenzphotonen beim Zerfall aus dem Rydbergniveau nach 1S nachgewiesen werden. Aus der Verschiebung des Ramsey-Signals kann dann die Rückstoßenergie bestimmt werden. Die Rückstoßenergie liegt für ein Paar von gegenläufigen π Pulsen mit einer Wellenlänge von ~ 370 nm bei etwa 5.8 MHz. Zu beachten ist hier, daß die zu messende Phasenverschiebung quadratisch von der Anzahl der Lichtpulse abhängt. Eine Zweiphotonen Ramsey-Anregung wurde bei atomarem Wasserstoff bereits sowohl mit zwei räumlichen Zonen [86] als auch zeitlich gepulst [87] beobachtet. Die dabei erreichten Linienbreiten betrugen bei gutem Signal-zu-Rausch Verhältnis wenige kHz, wobei man die Phasenlage des Ramsey-Signals noch deutlich besser bestimmen kann. Benutzt man jeweils 10 π Puls-Paare für das Aufspalten und spätere Zusammenführen der Interferometerarme, so sollte damit eine Messung von h/M_H mit einer Genauigkeit im Bereich von 10^{-9} realisierbar sein. Mit mehr Pulsen und ausreichender Statistik liegen damit die bisher genauesten Bestimmungen von α in unmittelbarer Reichweite.

Anhang A Im Resonator überhöhte stimulierte Brillouin Streuung

Im externen, passiven Resonator für die Erzeugung phasenkohärenter, intensiver Lichtpulse haben wir stimulierte Brillouin Streuung (SBS), die durch den Resonator verstärkt wurde, beobachtet [52]. Die Brillouin Streuung tritt in der Quarzglasplatte auf, aus der der akustooptische Modulator aufgebaut ist. Diese Platte befindet sich im Fokus des im Resonator gespeicherten Lichtstrahls.

Stimulierte Brillouin Streuung ist ein nichtlinearer Prozeß, bei dem ein intensiver Lichtstrahl, der Pumpstrahl, eine Verstärkung für einen gegenläufigen, rotverschobenen Brillouin-gestreuten Strahl generiert. In einem vereinfachten Bild des SBS-Prozesses wird zunächst ein kleiner Teil der im Resonator umlaufenden Leistung an thermischen Phononen Brillouin-gestreut. Von besonderer Bedeutung ist dabei die rückgestreute Strahlung von einer sich mit dem Pumpstrahl kollinear ausbreitenden akustischen Welle. Die rückgestreute Brillouin Welle ist relativ zu der umlaufenden Pumpwellenstrahlung um $(2nv_a/c)f_p$ zu niedrigeren Frequenzen Doppler-verschoben. Hier bezeichnet n den Brechungsindex bei der Pumpfrequenz und v_a die Schallgeschwindigkeit im Medium, c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und f_p die Frequenz des Pumpstrahls. Die rückgestreute Strahlung ist am stärksten für eine akustische Welle, die der Bragg-Bedingung genügt, für die also gilt: $2\lambda_a \approx \lambda_p$, wobei λ_a die Wellenlänge der akustischen Welle und λ_p die Wellenlänge des Pumpstrahls im Medium ist. Die Frequenz der akustischen Welle ist dann $(2nv_a/c)f_p$ und damit gleich der Frequenzverschiebung der Pumpwelle bei der Brillouin Streuung.

Die Strahlung, die entlang der Richtung des umlaufenden Lichts zurückgestreut wird, interferiert mit dem Pumplicht. Das Interferenzmuster der beiden Lichtwellen erzeugt ein schwaches Intensitätsgitter, das sich in Richtung des Pumpstrahls mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet. Dieses Intensitätsgitter treibt über den elektrostriktiven Effekt¹ eine akustische Welle bei der Differenzfrequenz, die gerade die ursprüngliche Phononenfrequenz ist,

¹Elektrostriktion beschreibt die Tendenz von Isolator-Materialien, sich in Gegenwart von elektrischen Feldern zusammenzuziehen. Dies ist eine Folge der Anziehung von in Feldrichtung hintereinanderliegenden Dipol-Momenten, die durch das elektrische Feld induziert werden. Der piezoelektrische Effekt ist ein prominentes Beispiel von Elektrostriktion.

an, wodurch wiederum die Brillouin Streuung verstärkt wird.

Die Bandbreite der SBS Verstärkung ist durch die Dämpfung der akustischen Welle, also der Phononenlebensdauer im Medium gegeben [88]. Sie beträgt für Quarzglas bei einer Pumpstrahlwellenlänge von 732 nm etwa 80 MHz. Die Frequenzverschiebung der Brillouin Welle bei dieser Wellenlänge ist $2\nu_a/\lambda_p \approx 23.5$ GHz.

In dem verwendeten Resonator kann zusätzlich zum Pumpstrahl auch die Brillouin-gestreuete Welle gespeichert und überhört werden. Da der freie Spektralbereich des Resonators $\nu_{FSR} = c/L \approx 100$ MHz vergleichbar mit der Bandbreite der SBS Verstärkung ist, überlappt stets auch die frequenzverschobene SBS Welle mit einer Mode des Resonators und kann daher ebenfalls resonant umlaufen.

Wenn die im Resonator gespeicherte Leistung die Schwellenleistung zur Ausbildung der stimulierten Brillouin Streuung überschreitet, ist der Prozeß durch eine extrem hohe nichtlineare Verstärkung gekennzeichnet. In dem verwendeten Resonator ist die Schwelle aus zwei Gründen vergleichsweise gering. Erstens führt der Resonator zu einem großen Überhöhungsfaktor der umlaufenden Pumpleistung. Zweitens wird ein Teil der rückgestreuten Leistung auch im Resonator gespeichert und überhört und wirkt daher als Quellfeld für die Brillouin-gestreuete Welle. Oberhalb der Schwelle wird der Streuprozess demnach nicht mehr vom spontanen Rauschen, den thermischen Phononen initiiert, sondern vielmehr von einem relativ starken rückgekoppelten Quellfeld [89, 90, 91].

Stimulierte Brillouin Streuung im Überhöhungsresonator läßt sich mit einem Aufbau beobachten, der schematisch in Abb. A.1 dargestellt ist. Der im Resonator überhöhte Strahl des Titan:Saphir-Lasers agiert als Pumpstrahl für die stimulierte Brillouin Streuung. Sowohl die im Resonator gespeicherte und überhöhte Leistung des Pumpstrahls als auch des SBS Strahls können mit den Photodioden PD1 und PD2, die hinter einem Resonatorspiegel positioniert sind, gemessen werden. Da ein Ringresonatoraufbau gewählt wurde, sind die beiden Strahlen räumlich getrennt.

Wird der Laser in der Frequenz durchgestimmt, kommt in Resonanz mit dem Resonator und wird durch Regelkomponenten in Resonanz gehalten (siehe Kap. 3.2), so nimmt die im Resonator überhöhte Leistung bis zu einem Maximalwert stark zu, wie in Abb. A.2 dargestellt ist. Die beobachtete Zeitkonstante für das Aufbauen der Leistung ist durch die 100 kHz Bandbreite der Photodiode gegeben. Nach etwa $100 \mu s$ ist der Verstärkungsfaktor für stimulierte Brillouin Streuung so groß, daß ein beträchtlicher Teil der Leistung aus dem Pumpstrahl zurückgestreut wird und sich ein zweiter, in umgekehrter Richtung umlaufender Strahl mit Stokes-verschobener Frequenz ausbildet. Nach einer kurzen Zeit mit transientem Verhalten [92] erreichen die beiden Leistungsniveaus ihren stationären

A Im Resonator überhöhte stimulierte Brillouin Streuung

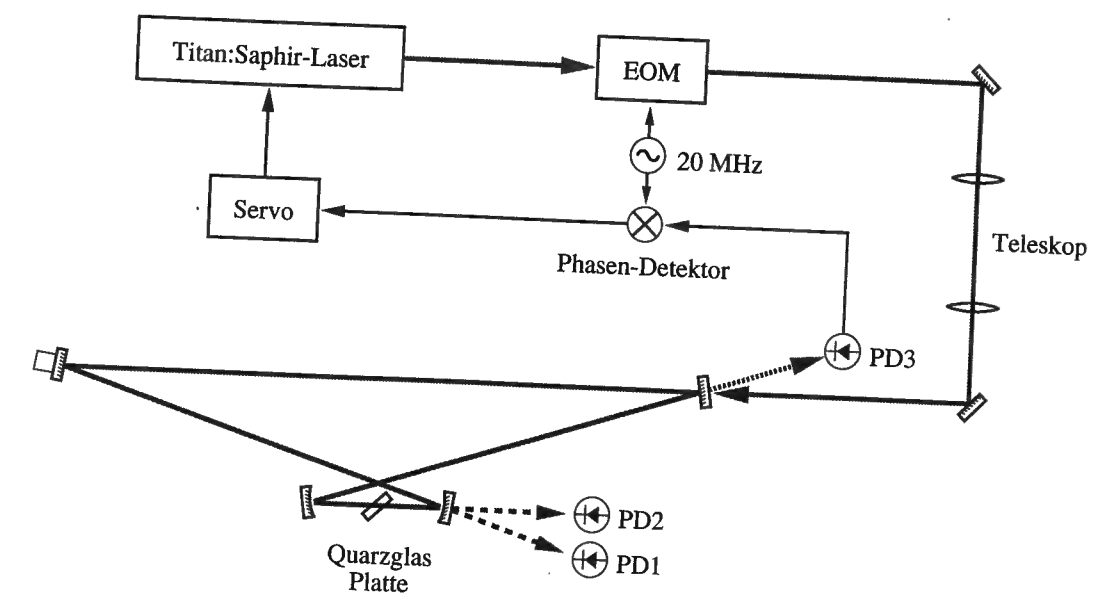


Abb. A.1: Experimenteller Aufbau für die Beobachtung der im Resonator verstärkten stimulierten Brillouin Streuung. Die beiden Photodioden PD1 und PD2 werden benutzt, um jeweils die im Resonator gespeicherte Leistung des Pumpstrahls und des Brillouin-gestreuten Strahls aufzuzeichnen.

Wert. Zu beachten ist hier, daß beim Auftreten der stimulierten Brillouin Streuung eine Verringerung der Resonatorfinesse beobachtet wird, welche die Einkoppeleffizienz in den Resonator verringert und damit die insgesamt gespeicherte Leistung erniedrigt. Verändert man die eingekoppelte Pumpleistung, so beobachtet man, daß sich oberhalb der Schwellenleistung der stationäre Wert der im Resonator gespeicherten Pumpleistung nicht ändert, die Leistung der stimuliert Brillouin-gestreuten Welle aber mit der Pumpleistung linear zunimmt. Die Schwellenleistung gibt demnach den maximalen Wert für das stationäre Niveau der im Resonator umlaufenden Leistung an. Die Schwelle für SBS wird erreicht, wenn die Verstärkung für SBS gleich den Umlaufverlusten im Resonator ist. Wenn die gespeicherte Pumpleistung größer als die Schwellenleistung ist, so nimmt die Verstärkung für die Brillouin-gestreuete Welle zu, wodurch mehr SBS generiert wird. Dadurch erfährt der Pumpstrahl einen zusätzlichen Verlust, und die gespeicherte Pumpleistung wird bis zum Erreichen der Schwellenleistung verringert. Demnach bleibt die gespeicherte Pumpleistung bei zunehmender eingekoppelter Leistung konstant, wohingegen die erzeugte SBS Leistung ansteigt.

Um sowohl die Frequenzverschiebung des Stokes-Strahls als auch die Linienbreite des Frequenzabstands bestimmen zu können, wurde das Schwebungssignal zwischen dem Pumpstrahl und dem Brillouin-gestreuten Strahl auf einer schnellen Photodiode (New Fo-

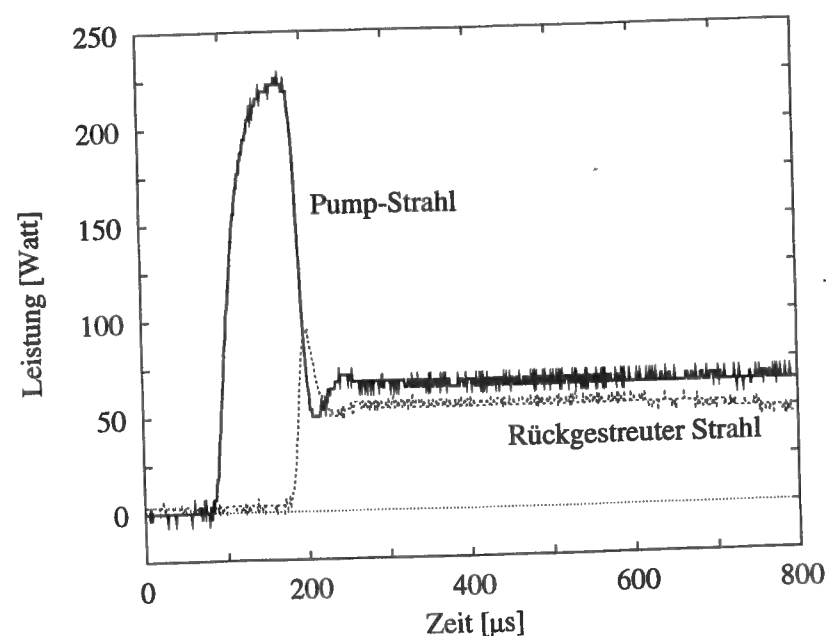


Abb. A.2: Aufbau der im Resonator gespeicherten und überhöhten Leistung des Pumpstrahls (dicke Linie) und des SBS Strahls (dünne Linie) aufgenommen mit der Photodiode PD1 bzw. PD2 (siehe Abb. A.1). Die Leistung des eingekoppelten Strahls direkt vor dem Einkoppelspiegel betrug 145 mW.

cus Modell 1002, 60 GHz Bandbreite) aufgezeichnet. Die Signalfrequenz wurde mit einem Radiofrequenzmischer zu kleineren Frequenzen heruntergemischt und mit einem elektronischen Spektrumanalysator dargestellt. Ein typisches Schwebungssignal bei etwa 23.5 GHz ist in Abb. A.3 zu sehen. Da das Aufbauen der stimulierten Brillouin Streuung in starkem Maße durch die optische Rückkopplung im Resonator verstärkt wird, ist die Linienbreite des Frequenzabstands nicht durch die Bandbreite der Brillouin Streuung gegeben, sondern durch den Resonator auf weniger als 500 Hz reduziert. Dieser experimentell beobachtete Wert ist wahrscheinlich durch akustische Vibrationen der Optik, die zum Zusammenführen der beiden Strahlen außerhalb des Resonators benutzt wird, beschränkt.

Die durch den Resonator verstärkte stimulierte Brillouin Streuung wurde typischerweise oberhalb einer Schwellenleistung von 35 mW, gemessen direkt vor dem Einkoppelspiegel des Resonators, bei 732 nm beobachtet. Mit steigender Pumpleistung kann der SBS Strahl selbst intensiv genug sein, um als Pumpstrahl für einen in zweiter Ordnung stimuliert Brillouin-gestreuten Strahl zu wirken. Wenn die Pumpleistung etwa 220 mW überschreitet, kann ein zweiter-Ordnung-SBS Strahl, der sich kollinear mit dem nicht-frequenzverschobenen Pumpstrahl ausbreitet und in der Frequenz um zweimal die Brillouin Frequenzverschiebung, also um $(4\nu_a/c)f_p$ oder etwa 47 GHz in unserem Fall, ver-

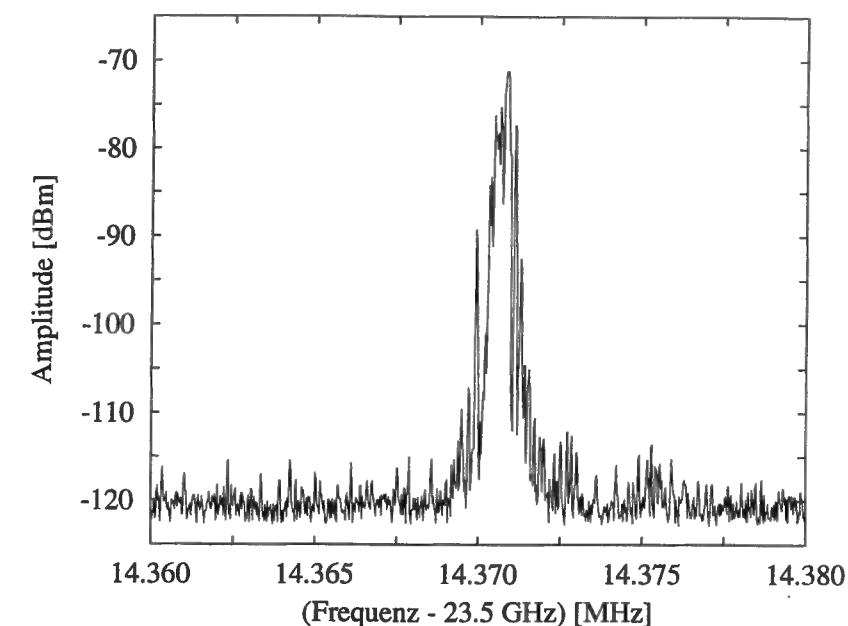


Abb. A.3: Schwebungssignal des Pumpstrahls und des SBS Strahls bei 23.5 GHz. Das Signal wurde mit einer schnellen Photodiode aufgezeichnet und heruntergemischt. Die beobachtete Linienbreite des Signals ist kleiner als 500 Hz.

schoben ist, beobachtet werden. Das Schwebungssignal der beiden Frequenzen im mit dem Pumpstrahl kollinearen Strahl wurde mit einer schnellen Photodiode detektiert, mit einem Radiofrequenzmischer zu kleineren Frequenzen heruntergemischt und sowohl mit einem Spektrumanalysator als auch mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet. Das zeitliche Verhalten des heruntergemischten Schwebungssignals bei einer Laserpumpleistung von 250 mW ist im unteren Teil der Abb. A.4 dargestellt. Die Amplitude des gemessenen Schwebungssignals gibt ein Maß für den in zweiter Ordnung Brillouin-gestreuten Strahl an. Im oberen Teil der Abb. A.4 ist das Leistungsniveau des gespeicherten, mit dem Pumpstrahl kollinear sich ausbreitenden Strahls, das mit der Photodiode PD1 detektiert wurde, als Funktion der Zeit dargestellt. Zum Zeitpunkt des Auftretens des in zweiter Ordnung Brillouin-gestreuten Strahls wurde eine erhöhte gespeicherte Leistung detektiert.

Das Auftreten der in zweiter Ordnung Brillouin-gestreuten Welle begrenzt offensichtlich die erreichbare Leistung des in erster Ordnung Brillouin-gestreuten Strahls. Durch Verwendung eines optischen Isolators direkt hinter dem Titan:Saphir-Laser, der den gegenläufigen, in erster Ordnung Brillouin-gestreuten Strahl auslenkt und vom Laserstrahl trennt, haben wir eine ausgekoppelte Leistung im Brillouin-verschobenen Strahl von 25 mW erzielt. Dieses kann wahrscheinlich noch durch eine geeignete Wahl der Resonatorparameter vergrößert

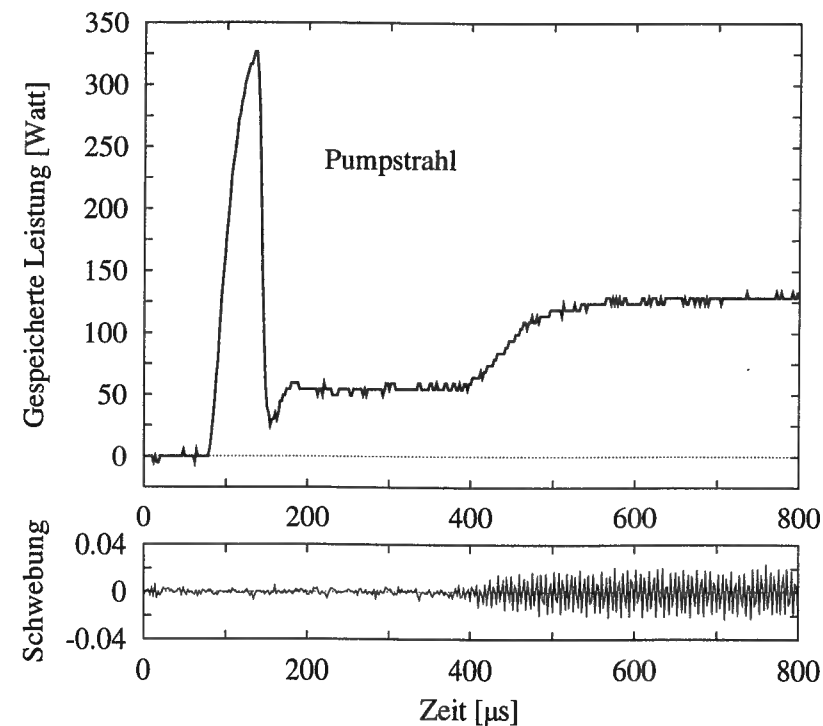


Abb. A.4: Zeitliches Verhalten des Leistungsniveaus des gespeicherten, mit dem Pumpstrahl kollinear umlaufenden Strahls (oberer Teil) und des Schwebungssignals des Pumpstrahls mit dem in zweiter Ordnung Brillouin-gestreuten Strahl (unterer Teil) bei einer eingekoppelten Pumpleistung von 250 mW. Das Leistungsniveau wurde mit der Photodiode PD1 aufgezeichnet. Das Schwebungssignal bei 47 GHz wurde mit einer schnellen Photodiode detektiert und heruntergemischt.

werden. Die erreichte Leistung ist um Größenordnungen größer als bei anderen Methoden zur Erzeugung einer Brillouin-verschobenen Welle mit kleiner spektraler Breite. Stimulierte Brillouin Streuung kann in optischen Fasern bereits bei sehr moderaten optischen Pumpleistungen beobachtet werden (hinab zu optischen Leistungen $\leq 100 \mu\text{W}$) [93, 94, 92]. In Ringresonatoren bestehend nur aus Faserelementen wurde stimulierte Brillouin Streuung benutzt, um einen stimulierten Brillouin Faserlaser mit Submilliwatt Pumpschwellenleistung und einer spektralen Breite von wenigen kHz zu realisieren [95]. Allerdings liegt die hier maximal erreichte Leistung der SBS Welle im Bereich von $120 \mu\text{W}$. Bei Brillouin Lasern, die nicht komplett aus Faserelementen aufgebaut sind, wurden Leistungen bis 20 mW bei einer Pumpleistung von 750 mW erreicht [89], allerdings ohne daß die spektrale Breite verringert wurde.

Andererseits kann man das Auftreten der im Resonator verstärkten stimulierten Brillouin Streuung durch frequenzselektive Elemente im Resonator, die die optische Rückkopplung

unterdrücken, reduzieren. Dies ist insbesondere dann erwünscht, wenn der Effekt der stimulierten Brillouin Streuung, etwa bei Anwendungen zur Pulserzeugung, die maximal mögliche Leistung begrenzt. Bei Einfügen eines gut polierten, 0.5 mm dicken Etalons in den langen Arm des Resonators (die Strahltaile ist hier etwa $2w_0 \approx 800 \mu\text{m}$) nahm der Leistungstransfer vom Pumpstrahl in den Brillouin gestreuten Strahl um mehr als zwei Größenordnungen ab. Für Laserleistungen bis zu 1.8 W vor dem Einkoppelspiegel konnte keine signifikante Abnahme der umlaufenden Strahlintensität auf Grund von SBS beobachtet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Young, Phil. Trans. Roy. Soc., London **12**, 387 (1802).
- [2] W. R. Hamilton, Phil. Trans. Roy. Soc., London **124**, 247 (1834).
- [3] L. de Broglie, C. R. Acad. Sci. Paris **175**, 811 (1922).
- [4] C. J. Davisson and L. H. Germer, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).
- [5] G. P. Thomson, Nature **120**, 802 (1927).
- [6] I. Estermann und O. Stern, Z. Phys. **61**, 95 (1930).
- [7] L. Marton, Phys. Rev. **85**, 1057 (1952). L. Marton, J. A. Simpson, and J. A. Suddeth, Rev. Sci. Instrum. **25**, 1099 (1954).
- [8] G. Mollenstedt und H. Duker, Naturwissenschaften **42**, 41 (1955).
- [9] H. Maier-Leibnitz und T. Springer, Z. Phys. **167**, 368 (1962).
- [10] Für einen Überblick siehe Artikel in Physica B **151**, 3 ff (1988).
- [11] O. Carnal and J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991).
- [12] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
- [13] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991).
- [14] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [15] J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, D. A. Korowski, A. Lenef, R. A. Rubinstein, E. T. Smith, and D. E. Pritchard, in *Atom Interferometry*, edited by P. Berman (Academic Press, San Diego, 1997), S. 1.
- [16] B. Young, M. Kasevich, and S. Chu, in *Atom Interferometry*, edited by P. Berman (Academic Press, San Diego, 1997), S. 363.

- [17] Th. Udem, A. Huben, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **79**, 2646 (1997).
- [18] D. L. Farnham, R. S. Van Dyck, Jr., and B. P. Schwinberg, Phys. Rev. Lett. **75**, 3598 (1995).
- [19] C. S. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143 (1994).
- [20] Siehe zum Beispiel N. F. Ramsey, *Molecular Beams* (Oxford University Press, Oxford, 1956).
- [21] J. Ishikawa, F. Riehle, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé, Phys. Rev. A **49**, 4794 (1994).
- [22] R. Friedberg and S. R. Hartmann, Phys. Rev. A **48**, 1446 (1993).
- [23] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. II France **4**, 1999 (1994).
- [24] R. Beach, S. R. Hartmann, and R. Friedberg, Phys. Rev. A **25**, 2658 (1982).
- [25] Ch. J. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
- [26] Siehe beispielsweise L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Wiley, New York, 1975).
- [27] M. Kasevich, Yale University, persönliche Mitteilung (1998).
- [28] M. Kasevich and S. Chu, Appl. Phys. B **54**, 321 (1992).
- [29] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Postdeadline Paper bei der Quantum Electronics and Laser Science Conference*, Baltimore, Mai 1997.
- [30] A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **78**, 760 (1997).
- [31] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).
- [32] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Appl. Phys. B **59**, 217 (1994).
- [33] W. E. Bell and A. L. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 623 (1961).
- [34] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cimento **36B**, 5 (1976).
- [35] E. Arimondo and G. Orriols, Nuovo Cimento Lett. **17**, 333 (1976).

- [36] H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, Jr., *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978).
- [37] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
- [38] P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, *Phys. Rev. A* **44**, R4118 (1991).
- [39] J. Lawall and M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 993 (1994).
- [40] L. C. Goldner, C. Gerz, R. J. C. Spreeuw, S. L. Rolston, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. Marte, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 997 (1994).
- [41] M. Weitz, B. C. Young, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994).
- [42] M. Weitz, T. Heupel, and T. W. Hänsch, *Appl. Phys. B* **65**, 713 (1997).
- [43] Siehe hierzu auch die qualitative Diskussion in M. Weitz, Habilitationsschrift, Ludwig-Maximilians-Universität München (1998, unveröffentlicht).
- [44] V. S. Smirnov, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP* **69**, 913 (1989).
- [45] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, revised edition (Addison-Wesley, Reading, MA, 1994).
- [46] C. J. Foot, H. Wu, E. Arimondo, and G. Morigi, *J. Phys. II (France)* **4**, 1913 (1994), und darin enthaltene Referenzen.
- [47] Siehe zum Beispiel W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Vol. 1 of Springer Series in Optical Sciences, 4th edition (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
- [48] J. Dirscherl, MPQ Garching, persönliche Mitteilung (1995).
- [49] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, 1986).
- [50] H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes, and C. V. Shank, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-8**, 373 (1972).
- [51] Laut Herstellerangaben der Firma *Research Electro-Optics*, Boulder, Colorado lassen sich Quarzglasplatten mit Gesamtverlusten von weniger als 10 ppm beim Durchgang unter dem Brewsterwinkel herstellen.
- [52] T. Heupel, M. Weitz, S. Chu, and T. W. Hänsch, *Opt. Commun.* **140**, 281 (1997).

- [53] R. V. Pound, *Rev. Sci. Instrum.* **17**, 490 (1946).
- [54] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
- [55] W. Winkler, K. Danzmann, A. Rüdiger, and R. Schilling, *Phys. Rev. A* **44**, 7022 (1991).
- [56] S. Gerstenkorn, J. Vergès et J. Chevillard, *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode, 11000 cm⁻¹ - 14000 cm⁻¹* (Laboratoire Aimé Cotton, C.N.R.S. II, Orsay, 1982).
- [57] S. Gerstenkorn and P. Luc, *J. Phys.* **46**, 867 (1985).
- [58] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, and H. G. Robinson, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 680 (1981).
- [59] T. W. Hänsch, M. H. Nayfeh, S. A. Lee, S. M. Curry, and I. S. Shanin, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1336 (1974).
- [60] J. J. Snyder, R. K. Raj, D. Bloch, and M. Ducloy, *Opt. Lett.* **5**, 163 (1980).
- [61] G. D. Boyd and D. A. Kleinman, *J. Appl. Phys.* **39**, 3597 (1968).
- [62] R. C. Eckardt, H. Masuda, Y. X. Fan, and R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-26**, 922 (1990).
- [63] R. S. Longhurst, *Geometrical and Physical Optics* (Longman, London, 1973).
- [64] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28**, 2631 (1992).
- [65] J.-P. Meyn and M. M. Fejer, *Opt. Lett.* **22**, 1214 (1997).
- [66] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2268 (1997).
- [67] J.-P. Meyn, Universität Kaiserslautern, persönliche Mitteilung (1998).
- [68] S. Chu, Stanford University, persönliche Mitteilung (1996).
- [69] E. Tiemann, Universität Hannover, persönliche Mitteilung (1996).

- [70] J. Vigué, M. Broyer, and J. C. Lehmann, *J. Physique (Paris)* **42**, 937 (1981); **42**, 949 (1981); **42**, 961 (1981).
- [71] E. Martínez, M. T. Martínez, and F. Castaño, *J. Mol. Spectr.* **128**, 554 (1988).
- [72] D. Leibfried, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1995, unveröffentlicht).
- [73] W. A. Huber, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1997, unveröffentlicht).
- [74] T. W. Hänsch and B. Couillaud, *Opt. Commun.* **35**, 441 (1980).
- [75] A. Huber, B. Gross, M. Weitz, und T. W. Hänsch (zu veröffentlichen).
- [76] J. Robert, Ch. Miniatura, S. Le Boiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski, and J. Baudon, *Europhys. Lett.* **16**, 29 (1991).
- [77] B. Pioline, Magistère Interuniversitaire de Physique – Stage long à l'étranger, Stanford University (1994, unveröffentlicht).
- [78] C. Cohen-Tannoudji and A. Kastler, in *Progress in Optics* **5**, edited by E. Wolf (North-Holland, Amsterdam, 1966).
- [79] C. Cohen-Tannoudji, in *Les Houches 1990, Session LIII*, edited by J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin (North-Holland, Amsterdam, 1992).
- [80] Siehe zum Beispiel E. Hecht und A. Zajac, *Optics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1974).
- [81] H. Kaiser, S. A. Werner, and E. A. George, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 560 (1983); A. G. Klein and G. I. Opat, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 563 (1983); comment by G. Comsa, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1105 (1983); reply by H. Kaiser, S. A. Werner, and E. A. George, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1106 (1983). Siehe auch die Diskussion in U. Sterr, K. Sengstock, W. Ertmer, F. Riehle, and J. Helmcke, in *Atom Interferometry*, edited by P. Berman (Academic Press, San Diego, 1997), S. 293.
- [82] M. Weitz, T. Heupel, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2356 (1996).
- [83] M. Weitz, T. Heupel, and T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **37**, 517 (1997).

- [84] V. S. Voitsekhovich, M. V. Danileiko, A. M. Negriiko, V. I. Romanenko, and L. P. Yatsenko, *JETP Lett.* **59**, 408 (1994).
- [85] Ch. J. Bordé, M. Weitz, and T. W. Hänsch, in *Laser Spectroscopy XI*, edited by L. Bloomfield, T. Gallagher, and D. Larson (AIP, New York, 1994), p. 76.
- [86] A. Huber, B. Gross, M. Weitz und T. W. Hänsch (zu veröffentlichen).
- [87] B. Gross, A. Huber, M. Niering, M. Weitz und T. W. Hänsch (zu veröffentlichen).
- [88] D. Heiman, D. S. Hamilton, and R. W. Hellwarth, *Phys. Rev. B* **19**, 6583 (1979).
- [89] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 608 (1976).
- [90] V. I. Odintsov and L. F. Rogacheva, *JETP Lett.* **36**, 344 (1982).
- [91] G. K. N. Wong and M. J. Damzen, *J. Mod. Opt.* **35**, 483 (1988).
- [92] R. Kadiwar and I. P. Giles, *Opt. Lett.* **14**, 332 (1989).
- [93] E. P. Ippen and R. H. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **11**, 539 (1972).
- [94] L. F. Stokes, M. Chodorow and H. J. Shaw, *Opt. Lett.* **7**, 509 (1982).
- [95] S. P. Smith, F. Zarinetchi and S. Ezekiel, *Opt. Lett.* **16**, 393 (1991).

Danksagung

Diese Arbeit konnte nur durch die Beteiligung, die Mühe und Hilfe vieler entstehen. Allen, die dazu beigetragen haben, möchte ich sehr dafür danken.

Bei Herrn Professor Theodor W. Hänsch möchte ich mich für die Möglichkeit, an einem mich von Anfang an faszinierenden Experiment der Grundlagenforschung arbeiten zu können, bedanken. Er hat diese Arbeit stets unterstützt, und sein Ideenreichtum war eine wichtige Motivationsquelle zur Lösung der anstehenden Fragen.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Martin Weitz für all seine Unterstützung und seine Antworten auf viele Fragen. In der Anfangszeit habe ich sehr viel von ihm gelernt und auch später immer wieder von seinem großen Hintergrund in allen möglichen Bereichen der Experimental-Physik profitiert. Mit Bruno Gross, Markus Niering und Michael Mei verbinden mich die sehr intensiven letzten Experimentierwochen, in denen sie mit mir um ein Wasserstoff-Interferometersignal kämpften, als ginge es um ihre eigene Arbeit. Dr. Andreas Huber, Dr. Jochen Walz und Dr. Kjeld Eikema danke ich für viele hilfreiche und erhellende Diskussionen. Viel Unterstützung physikalischer wie sonstiger Art habe ich von Susanne Friebe, Jörg Reichert und Gerald Uhlenberg bekommen. Aber auch allen anderen in der Hänsch-Gruppe, sowohl am MPQ als auch in der Schellingstraße, sei für die nette, kooperative und immer offene Atmosphäre gedankt.

Bei den Diskussionen mit Professor Christian J. Bordé, Université Paris-Nord, Villetaneuse, habe ich sehr viel über die theoretische Beschreibung von Atominterferometern gelernt. Professor Steven Chu, Stanford University, war sehr behilflich bei der Entdeckung der im Resonator verstärkten stimulierten Brillouin Streuung und hat den Erkennensprozeß deutlich abgekürzt.

Bei Fragen zu molekularem Iod war ich bei Professor Eberhard Tiemann, Universität Hannover, stets gut aufgehoben, der mir mit seinem Erfahrungsschatz weiterhalf.

Von Dr. Jan-Peter Meyn, Universität Kaiserslautern, habe ich den periodisch-gepolten Lithium-Tantalat Kristall und durch die Diskussionen mit ihm gleichzeitig einen hervorragenden Einblick in ein interessantes Arbeitsfeld bekommen.

Helmut Brückner war bei Elektronikproblemen stets ansprechbar, und Wolfgang Simon und Charlie Linner als Labortechniker halfen immer perfekt und umgehend, wenn es 'mal wieder schnell gehen mußte. Unsere Sekretärinnen Frau Hecht und Gabriele Gschwendner sorgten für einen reibungslosen Organisationsablauf in unserer Gruppe.

Allen meinen Freunden danke ich für die (oftmals indirekte) Unterstützung, gerade in den Zeiten meiner sozialen Abstinenz. Die Bereitschaft, sich auch nur ein Bier zu 'last orders' antragen zu lassen, hat stets einen Lichtpunkt an das Ende eines langen Tags gesetzt.

Nicht zuletzt gebührt mein großer Dank meiner Familie und dabei insbesondere meiner Mutter. Hier habe ich immer Ausgleich und Anregung gefunden und damit Kraft für alles weitere.

Danke.

