

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Experimente
zur atomaren Vielstrahlinterferenz

Michael Mei

**MPQ-Report
258**

Experimente
zur atomaren Vielstrahlinterferenz

Michael Mei

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

Zusammenfassung

Das Gebiet der Interferometrie mit atomaren Materiewellen eröffnet sowohl in der Grundlagenforschung als auch in der angewandten Forschung eine Vielzahl von Möglichkeiten. Diese haben ihren Ursprung in der inneren Struktur von Atomen, der großen Zahl interessanter Eigenschaften, wie Masse, magnetisches Moment, Absorptionsfrequenz oder Polarisierbarkeit und der Vielfalt der Wechselwirkung zwischen Atomen und ihrer Umgebung. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente nutzen einige dieser Eigenschaften aus, um mittels der atomaren Vielstrahlinterferenz neuartige physikalische Effekte zu studieren.

In einer ersten Reihe von Experimenten an einem thermischen Cäsium-Atomstrahl wurde der Einfluß der Lichtverschiebung auf das Vielstrahl-Interferenzsignal untersucht. Das Experiment basiert auf einer Vielstrahl-Ramsey-Anordnung, bei der durch zweimalige Projektion von Atomen auf einen mehrkomponentigen Dunkelzustand ein Interferenzsignal in der Zahl der Atome im Dunkelzustand erzeugt wird. Indem man die Stärke der Lichtverschiebung variiert, beobachtet man einen Kollaps und ein anschließendes Wiederaufleben des Interferenzsignals. Dieser Effekt tritt ohne die Wirkung einer klassischen Kraft auf und kann als verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt interpretiert werden.

In einer weiteren Serie von Experimenten wurde der Dekohärenzprozeß an einer Vielstrahl-Ramsey-Anordnung untersucht. Durch selektive Photonenstreuung wurde die Interferenzfähigkeit eines Teilstrahls manipuliert und die Veränderung des Interferenzmusters untersucht. Dabei zeigte sich, daß der Michelson-Interferenzkontrast bei einer Streuung von Photonen nicht nur ab-, sondern unter geeigneten experimentellen Bedingungen auch zunehmen kann. Folglich eignet sich der Michelson-Kontrast nicht, um die auftretende Dekohärenz an einer Vielstrahl-Anordnung zu beschreiben. Ein alternativer Ansatz, der auf der in den Photonen gespeicherten Weginformation basiert, wurde entwickelt.

In Fortsetzung zu den Experimenten am Atomstrahl wurde ein atomarer Springbrunnen mit ultrakalten Rubidiumatomen aufgebaut. Die mittels Laserkühlung präparierten und gefangenen Rubidiumatome werden auf eine vertikale Trajektorie gebracht. Aufgrund der Gravitation kehren die Atome um und durchqueren die Fallenregion ein zweites Mal. Dadurch sind Wechselwirkungszeiten von bis zu 300 ms möglich, was gegenüber dem thermischen Atomstrahl eine Verbesserung um mehr als drei Größenordnungen darstellt. Mit dieser Quelle ultrakalter Atome sind wir unserem langfristigen Ziel, Präzisionsmessungen der Gravitation und des Photonenrückstoßes durchzuführen, einen großen Schritt näher gekommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kohärente Manipulation von Atomen mit Lichtpulsen	7
2.1	Wechselwirkung von Licht mit einem Zwei-Niveau-System	8
2.1.1	Rabi-Formel	8
2.1.2	Ramsey-Methode	11
2.2	Quantenmechanische Beschreibung von Atominterferometern	12
2.3	Strahlteiler basierend auf Dunkelzuständen	16
3	Verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt am Vielstrahl-Ramsey-Experiment	19
3.1	Idee des Experiments	19
3.2	Berechnung des Interferenzsignals	20
3.2.1	Vielstrahl-Ramsey-Interferenzexperiment	20
3.2.2	Verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt	23
3.3	Experimenteller Aufbau	28
3.4	Ergebnisse	30
4	Dekohärenz am Vielstrahl-Ramsey-Experiment	37
4.1	Idee des Experiments	37
4.2	Einfluß der Dekohärenz	39
4.3	Experimenteller Aufbau	42
4.4	Ergebnisse	44
5	Atominterferometrie mit ultrakalten Atomen und kurzen Lichtpulsen	55
5.1	Atominterferometer als Präzisionsmeßinstrumente	55
5.2	Kurze, intensive Lichtpulse	59
5.3	Atomarer Springbrunnen als Quelle ultrakalter Atome	63
5.3.1	Funktionsprinzip des atomaren Springbrunnens	64
5.3.2	Experimenteller Aufbau	66
5.3.3	Detektion der ultrakalten Atome	71
5.3.4	Zeitliche Steuerung des atomaren Springbrunnens	74
5.3.5	Messungen am atomaren Springbrunnen	75

6 Ausblick	83
Literaturverzeichnis	87
A Energieniveaus für Cäsium und Rubidium	93
A.1 Cäsium	93
A.2 Rubidium	93
B Publikationen	95

1 Einleitung

Die Interferometrie ist eine sehr erfolgreiche Technik, um physikalische Messungen mit einer hohen Genauigkeit durchzuführen. Der Anwendungsbereich umfaßt sowohl die Grundlagenforschung als auch die angewandte Forschung. Dabei teilt man das Gebiet in die Teilbereiche optische Interferometrie und Materiewelleninterferometrie ein. Innerhalb der Interferometrie mit Materiewellen gibt es Interferenzexperimente mit Elektronen, Neutronen und Atomen. Insbesondere das Gebiet der Atominterferometrie ist dabei im Vergleich mit den anderen Methoden eine relativ junge Disziplin. Ungeachtet dessen gelangen hiermit dank der vielfältigen Möglichkeiten innerhalb weniger Jahre neben der Beantwortung vieler fundamentaler Fragestellungen auch schon mehrere Präzisionsmessungen physikalischer Größen. So wurde kürzlich über eine sehr genaue Bestimmung der Erdbeschleunigung mit einem Atominterferometer berichtet [Pet99].

Interferenzerscheinungen spielen in der Physik seit mehreren Jahrhunderten eine bedeutende Rolle. Die Erklärung und Deutung dieser Effekte begann bereits 1802 mit den Versuchen von Young [You02]. Er beobachtete, daß das durch einen Doppelspalt fallende Licht unter geeigneten Bedingungen ein regelmäßiges Muster von Interferenzstreifen zeigt. Die Ergebnisse offenbarten die Wellennatur des Lichts. Weitere lichtoptische Experimente zur Interferenz festigten in den folgenden Jahrzehnten Youngs Wellentheorie. Eine fundamentale Erweiterung dieses Konzeptes gelang im Jahre 1922 de Broglie mit seinem Postulat der Dualität von Teilchen und Wellen. Er schlug vor, daß sowohl Licht als auch Materie Teilchen- und Welleneigenschaften haben. Die Verbindung ist gegeben durch die Beziehung zwischen der Wellenlänge λ_{dB} und dem Impuls p in Form von $\lambda_{dB} = h/p$ mittels des Planckschen Wirkungsquantums h . Unter anderem gelang de Broglie hiermit die Deutung der diskreten Energiezustände des Bohrschen Atommodells als stationäre Elektronenwellen. Die Weiterentwicklung dieser Gedanken führte zur Formulierung der Schrödingerschen Wellenmechanik. Für die vorliegende Arbeit von entscheidender Bedeutung ist die Schlußfolgerung, daß man für Materiewellen ähnliche Interferenzerscheinungen erwartet, wie sie bereits aus der Optik bekannt sind. Der experimentelle Nachweis der Wellennatur von Materie gelang erstmals Davisson und Germer im Jahre 1927 mittels Elektronenbeugung an einer Kristalloberfläche [Dav27]. Die Beugung von Atomen wurde im Jahre 1930 von Estermann und Stern beobachtet [Est30]. Als weiterer wichtiger Meilenstein folgte im Jahre 1954 die erste Realisierung eines makroskopischen Materiewelleninterferometers mit Elektronen. Es gelang, zwei getrennte, kohärente Teilwellen zu überlagern und das

resultierende Interferenzmuster zu beobachten [Mar54, Moe55]. Im Jahre 1962 gelang ein ähnliches Experiment mit Neutronen als interferierenden Teilchen [Mai62]. Damit verfügte man über eine neuartige Methode zur Untersuchung fundamentaler Probleme der Quantenmechanik. Schnell wurde klar, daß Materiewelleninterferometer dank ihrer möglichen hohen Auflösung für die zukünftige Forschung eine bedeutende Rolle spielen würden. Verglichen mit der Wellenlänge von Licht ist die Wellenlänge von thermischen Neutronen oder Atomen um mehrere Größenordnungen kürzer. Sie beträgt nur einige Pikometer. Natürlich bedingt die kurze Wellenlänge auch experimentelle Schwierigkeiten. Materiewelleninterferenz ist ungleich schwieriger zu beobachten als Lichtinterferenz. Ungeachtet dieser experimenteller Schwierigkeiten sind Neutronen- und Elektroneninterferometer bis zum heutigen Tage wichtige Hilfsmittel, um physikalische Problemstellungen zu beantworten [Bad88].

Weitere technische Fortschritte waren nötig, bevor die ersten Interferometer mit neutralen Atomen realisiert wurden. Unter anderem dank verfeinerter Techniken in der Herstellung mikrostrukturierter Elemente wurde es Anfang der neunziger Jahre möglich, atomare Strahlteiler mittels mechanischer Elemente zu konstruieren. Parallel hierzu gab es enorme Entwicklungen auf dem Gebiet der Lasertechnik. Dank ihrer inneren Struktur können Atome mittels resonanter Lichtfelder manipuliert werden. Mit den neu entwickelten intensiven, durchstimmbaren Lasern standen effiziente Strahlteiler zur Verfügung. So konnte im Jahre 1991 erstmals die Interferenz zweier räumlich getrennter atomarer Teilstrahlen beobachtet werden. Dies gelang sowohl mittels Beugung an Spalten beziehungsweise Gittern als auch durch die Wechselwirkung mit resonanten Lichtfeldern [Car91, Kas91]. Inzwischen haben sich Interferometer mit neutralen Atomen als erfolgreiches Instrument zur präzisen Bestimmung physikalischer Größen etabliert. Unter anderem gelang die Bestimmung der Erdbeschleunigung [Pet99], der Rückstoßenergie eines Photons [You97] und der Rotation [Rie91]. Mit anderen Methoden schwer zugängliche Größen wie etwa der Brechungsindex von Materiewellen in Gasen oder die Polarisierbarkeit von Atomen wurden ebenfalls mittels Atominterferometer gemessen [Sch97].

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit atomaren Vielstrahl-Interferenzexperimenten, bei denen die Wechselwirkung der inneren Freiheitsgrade der Atome mit resonanten Lichtfeldern für die Aufspaltung und Überlagerung von atomaren Wellenpaketen ausgenutzt wird. Absorbiert ein Atom ein Photon und gelangt dadurch in einen energetisch höheren Zustand, so wird neben der Energie auch der Impuls des Photons auf das Atom übertragen. Auch bei der Emission findet neben dem Energieübertrag ein Impulsübertrag statt. Dadurch kommt es zu einer Kopplung der inneren und äußeren Freiheitsgrade, die sowohl zur Erzeugung von Interferenzsignalen in den inneren als auch in den äußeren Freiheitsgra-

den ausgenutzt werden kann. Dabei hängt die induzierte Phasenverschiebung für Signale, die auf der Interferenz innerer Freiheitsgrade beruhen, nicht von einer räumlichen Trennung der interferierenden Teilstrahlen ab, sondern ausschließlich vom internen Zustand. Im Hinblick auf Präzisionsexperimente ist es wichtig, eine möglichst große Phasenverschiebung zu erreichen und diese mit einer hohen Auflösung zu messen. In Analogie zur Optik ist die beispielsweise im Falle einer Rotation beobachtete Phasenverschiebung proportional zur eingeschlossenen Fläche. Vergrößert man die eingeschlossene Fläche, so ist damit eine größere Phasenverschiebung verbunden. Eine Steigerung der Auflösung kann erreicht werden, indem man möglichst viele Teilstrahlen mit konstanter Phasendifferenz zwischen den einzelnen Teilstrahlen zur Interferenz bringt. Dies entspricht dem Übergang von einem atomaren Zweistrahl-Interferometer zu einem Vielstrahl-Interferometer. Dabei ist der Übergang vergleichbar mit dem aus der Optik bekannten Übergang von der Lichtbeugung am Doppelspalt zur Beugung am Gitter. Neben der besseren Auflösung haben Vielstrahl-Interferenzsignale noch weitere interessante Eigenschaften. So kann man beispielsweise einen Kollaps und ein anschließendes Wiederaufleben des Signals als Funktion einer quadratischen Phase beobachten.

Im Rahmen dieser Arbeit gelangen erstmals Messungen zum Kollaps und Wiederaufleben des Interferenzsignals als Funktion der Lichtverschiebung an einer Vielstrahl-Ramsey-Anordnung mit fünf interferierenden Teilstrahlen. Hierzu wurden Cäsiumatome eines thermischen Atomstrahls in zwei räumlich getrennten Wechselwirkungszone jeweils einem optischen Ramsey-Puls ausgesetzt. In der ersten Wechselwirkungszone werden die Atome dabei auf einen Dunkelzustand projiziert, der aus einer kohärenten Überlagerung mehrerer Zeeman-Unterniveaus des $6S_{1/2}(F=4)$ Zustandes besteht. Die Zeitentwicklung jeder dieser Unterzustände zwischen den beiden Zonen wird durch einen quantenmechanischen Phasenterm beschrieben. Nach einer Zeit T wird in der zweiten Zone die momentane Phase gemessen, indem die Atome erneut auf den Dunkelzustand projiziert werden. Dabei hängt der Einfluß des zweiten Feldes von der relativen Phase zwischen dem Überlagerungszustand und der des Feldes ab. Sind beide in Phase oder unterscheiden sich in der Phase um ein ganzzahliges Vielfaches von 2π , so verbleiben die Atome im Dunkelzustand. Im allgemeinen jedoch befinden sich die Atome zur Zeit des zweiten Pulses in einer Überlagerung bestehend aus dem Dunkelzustand und Zuständen, die an das Lichtfeld koppeln. Dabei werden die Atome, die sich nicht im Dunkelzustand befinden, durch das Lichtfeld in Zustände gepumpt, die nicht weiter detektiert werden. Als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses kann man daher in der Anzahl der Atome im Dunkelzustand ein Vielstrahl-Interferenzsignal beobachten. Entscheidend für die durchgeführten Experimente ist, daß das Interferenzsignal durch die Lichtverschiebung gezielt manipuliert werden

kann. Damit wurde im Verlaufe der vorliegenden Arbeit erstmals ein Kollaps und ein anschließendes Wiederaufleben des Interferenzsignals als Funktion der Lichtverschiebung beobachtet. Dabei wurde in den Experimenten die Lichtverschiebung durch ein zusätzliches, weit verstimmttes Lichtfeld induziert, das zwischen den beiden Wechselwirkungszonen eingestrahlt wurde. Bemerkenswerterweise wirkt durch das zusätzliche Lichtfeld keine klassische Kraft auf die Atome und der auftretende Effekt kann als verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt interpretiert werden.

Ebenfalls am thermischen Cäsium-Atomstrahl wurden unter analoger Verwendung der Projektion auf Dunkelzustände in einer Vielstrahl-Ramsey-Anordnung Experimente zur kontrollierten Dekohärenz durchgeführt. In Experimenten mit vier interferierenden Teilstrahlen gelang es, durch selektive Streuung von Photonen an einem der Teilstrahlen kontrollierte Dekohärenz einzuführen. Dabei bewirkt die Streuung von Photonen je nach Stärke eine mehr oder minder große Reduzierung der Interferenzfähigkeit dieses Teilstrahls. Hierbei treten an einem Vielstrahl-Interferometer einige neuartige Aspekte im Vergleich zu früherer Dekohärenzexperimenten an Zweistrahl-Interferometer auf. Neben der von Zweistrahl-Experimenten bekannten Abnahme des Michelson-Interferenzkontrastes für zunehmende Dekohärenz wurde für eine geeignete experimentelle Anordnung erstmals auch eine Zunahme des Kontrastes beobachtet. Folglich ist ein einzelner Michelson-Interferenzkontrast zur Charakterisierung der Dekohärenz in einer Anordnung mit mehr als zwei interferierenden Teilstrahlen ungeeignet. Ein alternativer Ansatz, der auf der in den gestreuten Photonen enthaltenen Weginformation beruht, wurde entwickelt.

Für Präzisionsexperimente ist neben der hohen Auflösung durch Überlagerung möglichst vieler Teilstrahlen auch eine große räumliche Aufspaltung der einzelnen Teilstrahlen wünschenswert. In früheren Arbeiten wurde am thermischen Atomstrahl zwar eine Aufspaltung der fünf Teilstrahlen realisiert [Wei96], deren Größe war jedoch durch die Durchflugszeit der relativ schnellen thermischen Atome durch den Wechselwirkungsbereich begrenzt. Um längere Wechselwirkungszeiten und damit größere Aufspaltungen zu ermöglichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine experimentelle Anordnung konzipiert und aufgebaut, die als Quelle ultrakalte Rubidiumatome verwendet. Nach dem Einfangen und Kühlen der Atome in einer magneto-optischen Falle werden diese durch eine gezielte Wechselwirkung mit geeigneten Lichtfeldern für kurze Zeit nach oben beschleunigt. Aufgrund der Gravitation kehren die Atome nach einer gewissen Zeit um und verlassen den zugänglichen Wechselwirkungsbereich erst nach einer relativ langen Zeit. Mit diesem atomaren Springbrunnen können Wechselwirkungszeiten bis zu 300 ms realisiert werden, was verglichen mit dem thermischen Strahl eine Steigerung um mehr als drei Größenordnungen bedeutet. Zur Detektion der kalten Atome am Ende ihrer Fallstrecke entwickelten wir eine

neuartige Methode mit einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis und kleinen Schuß-zu-Schuß-Fluktuationen. Diese basiert auf einer Frequenzmodulation des Detektionsstrahls mit anschließender Detektion der Seitenbänder in dem Fluoreszenzlicht.

Parallel hierzu wurde ein Schema entworfen, mit dem wir in Zukunft in der Lage sein werden, in Kombination mit den ultrakalten Atomen ein neuartiges Vielstrahl-Atominterferometer zu realisieren. Dieses basiert auf kurzen, intensiven Lichtpulsen als atomaren Strahlteilern und nützt die Interferenz zwischen externen Impulszuständen von Atomen aus. Während einer Pulsdauer, die kürzer als die Lebensdauer des angeregten Zustandes ist, führt ein Atom mehrere Rabi-Zyklen zwischen dem Ausgangszustand und einem angeregten Zustand durch, wobei pro Zyklus ein Impulsübertrag von $2\hbar\mathbf{k}$ stattfindet. Durch die Verwendung eines offenen atomaren Übergangs zerfällt der Anteil der Atome, die sich nach der Wechselwirkung im angeregten Zustand befinden, in Zustände, die nicht weiter verwendet werden. Ausschließlich der Anteil der Atome, der sich nach der Wechselwirkung im ursprünglichen inneren Zustand befindet, wird weiter benutzt. Diese Atome jedoch befinden sich hinsichtlich ihrer externen Zustände in einer Überlagerung von den Impulszuständen $|\mathbf{p}\rangle, |\mathbf{p} \pm 2\hbar\mathbf{k}\rangle, |\mathbf{p} \pm 4\hbar\mathbf{k}\rangle, \dots, |\mathbf{p} \pm (N-1)\hbar\mathbf{k}\rangle$. Dabei wird die Anzahl N der Teilstrahlen lediglich durch die Pulsenergie bestimmt. Verglichen mit den Experimenten am Atomstrahl, bei denen maximal fünf Teilstrahlen zur Interferenz beitragen, erwarten wir mit einer geeigneten Pulssequenz ein Interferometer mit deutlich mehr als fünf Teilstrahlen. Dieser neuartige Strahlteilermechanismus wird in Kombination mit dem atomaren Springbrunnen und seinen langen Wechselwirkungszeiten eine Interferenz von ungefähr 15 Teilstrahlen ermöglichen. Dadurch werden wir in Zukunft in der Lage sein, Präzisionsexperimente zur Bestimmung fundamentaler physikalischer Größen durchzuführen. Dabei wollen wir uns in naher Zukunft auf einen Vergleich der Gravitationsbeschleunigung für die beiden unterschiedlichen Rubidium-Isotope mit der Massenzahl 85 und 87 konzentrieren.

Gliederung der vorliegenden Arbeit

Der Aufbau der vorliegenden Arbeit gliedert sich wie folgt: **Kapitel 2** behandelt die theoretischen Grundlagen der kohärenten Manipulation von Atomen mit Lichtpulsen. Nach einer Einführung der quantenmechanischen Beschreibung von Atominterferometern werden verschiedene Strahlteilermechanismen vorgestellt und diskutiert. In **Kapitel 3** werden Experimente an einer Vielstrahl-Ramsey-Anordnung beschrieben, die als verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt interpretiert werden können. Dabei wird die Modifikation des Interferenzsignals hervorgerufen durch den Einfluß einer induzierten Lichtverschiebung. Die Idee des Experiments wird erklärt und der experimentelle Aufbau beschrieben. Anschließend werden die Resultate zur Messung der verallgemeinerten Aharonov-Bohm Phasenver-

schiebung vorgestellt. Als nächstes werden in **Kapitel 4** Experimente zur kontrollierten Dekohärenz an einer Vielstrahl-Ramsey-Anordnung behandelt. Nach einer Einführung in die Thematik der Dekohärenz werden die experimentellen Resultate der Messungen an unserer Vielstrahlapparatur und deren Konsequenzen auf die Interpretation von Dekohärenzeffekten diskutiert. **Kapitel 5** beschäftigt sich mit der Atominterferometrie mit ultrakalten Atomen. Als Motivation werden Anwendungen aus dem Bereich der Präzisionsexperimente diskutiert. Daran anschließend wird ein Schema für geplante Präzisionsmessungen der Erdbeschleunigung und des Photonenrückstoßes vorgestellt. Dieses basiert auf der Verwendung ultrakalter Rubidiumatome und kurzen Lichtpulsen, die als Strahlteiler eingesetzt werden. Als Grundlage hierfür wird der im Rahmen dieser Arbeit realisierte atomare Springbrunnen als Quelle ultrakalter Atome vorgestellt und charakterisiert. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf zukünftige Projekte in **Kapitel 6**.

2 Kohärente Manipulation von Atomen mit Lichtpulsen

Von entscheidender Bedeutung für die Durchführung von atomaren Interferenzexperimenten ist die kohärente Manipulation von Atomen. Um ein Interferenzsignal beobachten zu können, muß ein Atom durch geeignete Strahlteiler in mindestens zwei atomare Wellenpakete kohärent aufgespalten und anschließend wieder überlagert werden. Dabei unterscheidet man zwischen Interferenzeffekten in den äußeren Freiheitsgraden, bei denen die atomaren Wellenpakete räumlich aufgespalten werden und Interferenzeffekten im internen atomaren Zustandsraum, bei denen keine räumliche Aufspaltung vorliegt. Die räumlichen Interferenzexperimente sind den bekannten optischen Interferometern sehr ähnlich, da in beiden Fällen die Separation der einzelnen Teilstrahlen von grundlegender Bedeutung ist. Dagegen sind die Interferenzeffekte im internen Zustandsraum eher in Analogie zu den Ramsey-Oszillationen zu sehen (siehe Kapitel 2.1.2).

In bisherigen Experimenten wurden verschiedene Ansätze verfolgt, um geeignete Strahlteiler zu realisieren. In Anlehnung an Interferenzexperimente aus der Optik wurden Spalte und Beugungsgitter verwendet, um die atomaren Wellenpakete aufzuteilen und wieder zu überlagern, wobei sowohl mechanische Strukturen als auch periodische Lichtfelder für diese Zwecke benutzt wurden [Ada94]. Für die vorliegende Arbeit von entscheidender Bedeutung sind jedoch atomare Strahlteiler, bei denen die Verknüpfung von inneren und äußeren Freiheitsgraden des Atoms ausgenutzt wird. Solche Strahlteiler können durch resonante Lichtpulse realisiert werden, da durch die Wechselwirkung des Lichtes mit den Atomen die Besetzung der internen atomaren Zustände manipuliert werden kann. Absorbiert ein Atom im Grundzustand ein Photon und wird dadurch in einen energetisch höheren Zustand angeregt, so findet gleichzeitig ein Impulsübertrag durch den Photonenrückstoß statt. Auch bei der Emission eines Photons kommt es zu solch einem Impulsübertrag. Da das Atom aufgrund des Impulsübertrages seine Trajektorie ändert, kann man durch geeignete Wahl der Ausbreitungsrichtung der eingestrahlten Lichtpulse atomare Strahlteiler und Spiegel realisieren. Folglich können durch eine Kombination dieser Elemente sowohl Interferometer im Orts- als auch im Zustandsraum generiert werden. In beiden Fällen wird das Interferenzsignal über die Besetzungsänderung interner atomarer Zustände detektiert.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für atomare Strahlteiler basierend auf Lichtpulsen erläutert. Als Ausgangsbasis wird in Kapitel 2.1 die Wechselwirkung von

Licht mit einem Zwei-Niveau-System betrachtet und die Rabi-Formel hergeleitet. Darauf aufbauend wird die Ramsey-Methode mit getrennten Wechselwirkungszonen diskutiert. Anschließend wird in Kapitel 2.2 der Photonenimpuls eingeführt, der für die Manipulation der externen Freiheitsgrade verantwortlich ist. Als einfachstes Interferometer mit räumlicher Trennung und anschließender Überlagerung der Wellenpakete wird eine $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz diskutiert. Daran anschließend werden in Kapitel 2.3 Strahlteiler eingeführt, die sogenannte atomare Dunkelzustände ausnutzen, die gerade nicht an das Lichtfeld koppeln. Dabei verwendet man wiederum Lichtpulse, um die Atome auf die Dunkelzustände zu projizieren. Unterscheiden sich die einzelnen Komponenten des Dunkelzustandes im Impuls, so laufen sie nach der Wechselwirkung auseinander. Folglich kann solch eine Projektion auf einen Dunkelzustand als atomarer Strahlteiler eingesetzt werden.

2.1 Wechselwirkung von Licht mit einem Zwei-Niveau-System

2.1.1 Rabi-Formel

Der Hamilton-Operator für die Kopplung eines Zwei-Niveau-Systems mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ an das klassische elektromagnetische Feld ist unter Vernachlässigung der Spontanemission gegeben durch (siehe beispielsweise [You97])

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

Dabei sind die Energien des Grund- beziehungsweise des angeregten Zustandes durch $\hbar\omega_g$ und $\hbar\omega_e$ gegeben und

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

bezeichnet das elektromagnetische Feld mit der Frequenz ω , der Phase ϕ und dem Vektor \mathbf{E}_0 , der sowohl die Amplitude als auch die Polarisation des Feldes bestimmt. Der Kopplungsterm des elektrischen Dipolmoments ist $\hat{V} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} = |e\rangle \langle e| \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}$, wobei \mathbf{r} der Vektor vom Kern zum Elektron des Atoms ist. Hierbei wurde die elektrische Dipolnäherung verwendet, bei der man die räumliche Änderung von \mathbf{E} innerhalb der räumlichen Ausdehnung von \hat{V} vernachlässigt. Die Näherung ist gerechtfertigt, da die optische Wellenlänge λ typischerweise mehrere Hundert Nanometer ist, wohingegen die Ausdehnung der atomaren Wellenfunktionen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ fast ausschließlich auf eine Kugel mit einem typischen Radius von kleiner als einem Nanometer beschränkt ist.

Durch die Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle \quad (2.3)$$

ist die zeitliche Entwicklung des Zwei-Niveau-Systems bestimmt, das durch

$$|\Psi(t)\rangle = a_e(t) |e\rangle + a_g(t) |g\rangle \quad (2.4)$$

gegeben ist. Setzt man Gl. 2.4 in Gl. 2.3 ein und benutzt Gl. 2.1, so erhält man folgendes Gleichungssystem für die zeitabhängigen Koeffizienten $a_e(t)$ und $a_g(t)$:

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

Dabei ist der Kopplungsterm \hat{V}_{eg} gegeben durch

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

und die Rabi-Frequenz Ω_{eg} durch

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

Um das Gleichungssystem 2.5 analytisch einfach zu lösen, benutzt man eine weitere Näherung, die sogenannte Drehwellennäherung (*rotating-wave approximation*). Sie besteht darin, Terme der Größenordnung $1/\omega$ gegenüber Termen der Größenordnung $1/\delta$ zu vernachlässigen [Lan58]. Hierbei ist $\delta = \omega - \omega_{eg}$ die Verstimmung der Laserfrequenz von der atomaren Resonanzfrequenz $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$.

Spaltet man die schnellen Oszillationen von $a_e(t)$ und $a_g(t)$ bei den atomaren Eigenfrequenzen ω_e und ω_g durch den Ansatz

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

ab und berücksichtigt nur die resonanten Terme, d.h. man führt die Drehwellennäherung ein, so erhält man aus Gl. 2.5 die Schrödinger-Gleichung in der Darstellung der langsam variierenden Koeffizienten c_e und c_g :

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{c}_e(t) &= \frac{\hbar\Omega_{eg}}{2} e^{-i(\delta t + \phi)} c_g(t) \\ i\hbar \dot{c}_g(t) &= \frac{\hbar\Omega_{eg}^*}{2} e^{i(\delta t + \phi)} c_e(t). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die allgemeine Lösung dieses Gleichungssystems ist durch die Rabi-Formel gegeben [Ram56]:

$$\begin{aligned} c_e(t_0 + t) &= e^{-i\delta t/2} c_e(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) + i \frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right] \\ &\quad + e^{-i\delta t/2} c_g(t_0) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} \left[-i \frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right] \\ c_g(t_0 + t) &= e^{+i\delta t/2} c_e(t_0) e^{+i(\delta t_0 + \phi)} \left[-i \frac{\Omega_{eg}^*}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right] \\ &\quad + e^{+i\delta t/2} c_g(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) - i \frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right]. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Für den Spezialfall, daß das Atom zur Zeit $t_0 = 0$ im Grundzustand ist, d.h. $c_g(0) = 1$ und $c_e(0) = 0$, ergibt sich

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

mit $\Omega_r = \sqrt{|\Omega_{eg}|^2 + \delta^2}$. Daraus berechnet sich, daß die Wahrscheinlichkeit $|c_g(t)|^2$ beziehungsweise $|c_e(t)|^2$, das Atom im ursprünglichen Zustand $|g\rangle$ beziehungsweise im angeregten Zustand $|e\rangle$ zu finden, mit der Frequenz Ω_r zeitlich oszilliert. Diese Oszillation wird Rabi-Oszillation genannt. Mit zunehmender Verstimmung $|\delta|$ nimmt die Oszillationsfrequenz zu und die Amplitude ab.

Für zusätzlich resonantes Licht ($\delta = 0$) ergibt sich aus der ersten Zeile in Gl. 2.11

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

Hieraus folgt, daß die Wahrscheinlichkeit, das Atom zur Zeit t im Zustand $|e\rangle$ zu finden, für diesen Spezialfall durch

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

gegeben ist. Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß ein Lichtpuls der Dauer $\tau = \pi/\Omega_{eg}$ ein Atom, das sich anfänglich im Grundzustand $|g\rangle$ befindet, gerade in den angeregten Zustand $|e\rangle$ transferiert. Ein solcher Puls wird π -Puls genannt. In analoger Weise wird eine kohärente Superposition aus beiden Zuständen durch einen $\pi/2$ -Puls der Dauer $\tau = \pi/2\Omega_{eg}$ erzeugt. Nach solch einem $\pi/2$ -Puls ist sowohl die Wahrscheinlichkeit, das Atom im Grundzustand zu finden, als auch die Wahrscheinlichkeit, es im angeregten Zustand zu finden, gleich 50%.

2.1.2 Ramsey-Methode

Eine der erfolgreichsten spektroskopischen Techniken ist die Magnetresonanzspektroskopie mit zwei getrennten Wechselwirkungszonen, für deren Idee und Umsetzung N.F. Ramsey den Nobelpreis erhalten hat und die inzwischen seinen Namen trägt [Ram50, Ram89]. Die Idee von Ramsey war, eine lange Wechselwirkungszone, in der die Atome einem elektromagnetischen Feld ausgesetzt sind, durch zwei kurze, durch einen Abstand L getrennte Regionen zu ersetzen. Betrachtet man die Wechselwirkung eines Atoms, das vereinfacht als Zwei-Niveau-System ohne Relaxationsprozesse angenommen wird, läßt sich die Ramsey-Methode wie folgt beschreiben: In der ersten Region wird in Resonanznähe eine kohärente Überlagerung aus dem Grund- und angeregten Zustand erzeugt. Detektiert man nach der ersten Wechselwirkung den Anteil der Atome im angeregten Zustand als Funktion der Anregungsfrequenz, so beobachtet man eine durchflugsverbreiterte Linie, deren Breite durch den Kehrwert der Wechselwirkungszeit bestimmt ist. Zwischen den beiden Zonen oszilliert der atomare Dipol für eine Zeit T mit der ungestörten Übergangsfrequenz, die der Energiedifferenz der beiden Zustände entspricht. Der Einfluß des zweiten Feldes hängt nun von der relativen Phase zwischen dem atomaren Dipol und der des Feldes ab. Sind beide in Phase oder unterscheiden sich in der Phase um ein ganzzahliges Vielfaches von 2π , so findet weitere Anregung statt. Für den entgegengesetzten Fall, d.h. die Phasen unterscheiden sich um ein ungerades Vielfaches von π , wird das Atom abgereggt und endet im Grundzustand. Beobachtet man nach den zwei Wechselwirkungen die Besetzung im angeregten Zustand als Funktion der Verstimmung des treibenden Feldes von der Resonanz, so erhält man eine oszillierende Funktion, die sogenannten Ramsey-Streifen. Der Abstand zweier benachbarter Streifen ist durch den Kehrwert der Zeit bestimmt, die die Atome zwischen den beiden Zonen verbringen ($1/T$). Damit ist die Auflösung nicht durch die Größe einer einzigen Zone limitiert, sondern skaliert mit der Flugzeit T der Atome zwischen den beiden Zonen. Einzig die Breite der Einhüllenden ist durch die Größe einer einzelnen Zone bestimmt. Die berühmteste Anwendung findet die Ramsey-Methode sicherlich in den heutzutage verwendeten Cäsium-Atomuhren, in denen ein Atomstrahl zwei Wechselfelder kreuzt.

Im folgenden betrachten wir die Wechselwirkung eines Atoms, das sich anfänglich im Grundzustand befindet, mit zwei räumlich getrennten Feldern. Das Atom wird dabei vereinfacht als Zwei-Niveau-System ohne Relaxationsprozesse angenommen. In der ersten Zone wechselwirkt das Atom mit einem $\pi/2$ -Puls mit der Pulslänge $\tau = \pi/(2\Omega_r)$. Aus Gl. 2.11 folgt

$$c_e(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{-i(\delta\tau/2 + \phi)} \left(-i \frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r} \right) \right]$$

$$c_g(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{+i\delta\tau/2} \left(1 - i \frac{\delta}{\Omega_r} \right) \right]. \quad (2.14)$$

Nach dem Puls propagiert das Atom für eine Zeit T im feldfreien Raum. Ohne Wechselwirkung mit dem Lichtfeld verändern sich die Koeffizienten des Wechselwirkungsbildes c_e und c_g nicht (siehe Gl. 2.10). Zur Zeit $\tau + T$ wird ein zweiter $\pi/2$ -Puls in der zweiten Zone eingestrahlt. Berechnet man $c_e(2\tau + T)$ mittels Gl. 2.10 und setzt $c_e(\tau)$ und $c_g(\tau)$ aus Gl. 2.14 ein, so erhält man für kleine Verstimmungen $|\delta| \ll \Omega_{eg}$ folgende Wahrscheinlichkeit, das Atom nach dem zweiten Puls im angeregten Zustand zu finden:

$$|c_e(2\tau + T)|^2 \approx \frac{1}{2} [1 + \cos(\delta T)]. \quad (2.15)$$

Hieraus ist ersichtlich, daß es sich bei der Ramsey-Methode um eine spektroskopische Methode mit der Linienbreite $\delta_{\text{FWHM}} = \pi/T$ handelt. Mit ihr kann mit zwei kurzen Pulsen der Länge τ und dem Abstand T die gleiche Auflösung erreicht werden wie mit einem langen Puls der Länge T . Experimentell ist die Ramsey-Methode jedoch einfacher zu realisieren, da eine langer Wechselwirkungsbereich hohe Ansprüche an den experimentellen Aufbau stellt. In den Kapiteln 3 und 4 werden Experimente beschrieben, die eine neuartige Variation der Ramsey-Methode ausnutzen, um ein atomares Vielstrahl-Interferenzexperiment zu realisieren.

2.2 Quantenmechanische Beschreibung von Atominterferometern

Der Formalismus des Kapitels 2.1.2 wurde ursprünglich für den Mikrowellenbereich entwickelt. Aufgrund der großen Wellenlängen der Mikrowellen im Vergleich zu der transversalen Ausdehnung eines Atomstrahls erfahren alle Atome während der Wechselwirkung mit den Mikrowellenfeldern dieselbe relative Phase. Darüber hinaus kann die Position der Atome als klassische Variable betrachtet werden.

Um die Ramsey-Methode auf den optischen Bereich zu übertragen, muß man berücksichtigen, daß die Atome im optischen Fall im allgemeinen unterschiedliche relative Phasen in den zwei getrennten Wechselwirkungszonen erfahren, da die endliche Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung zu einer Separation der Atome führt, die größer als der Abstand der optischen Phasenfronten ist. Zusätzlich können kalte Atome de Broglie Wellenlängen haben, die größer als die optischen Wellenlängen sind. Folglich kann die halbklassische Näherung nicht aufrechterhalten werden. Man muß den Ort und Impuls der Atome als quantenmechanische Variablen betrachten. Als Konsequenz können die atomaren de Broglie Wellenfelder räumliche Bereiche mit unterschiedlichen Potentialen

besetzen, wie etwa unterschiedliche Eigenzustände in optischen Potentialen. Dabei treten für atomare Materiewellen im Vergleich zur Optik eine Reihe neuer Möglichkeiten auf. Erstens besitzen Atome eine innere Struktur, die gezielt manipuliert und ausgenutzt werden kann. Zweitens haben Atome eine Masse, die an das Gravitationsfeld koppelt und drittens sind nicht alle Atome Bosonen, was zu Unterschieden hinsichtlich der Besetzungswahrscheinlichkeit führen kann.

Ausgangsbasis für die quantenmechanische Beschreibung von Atominterferometern ist der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| + \hbar\omega_g |g\rangle \langle g| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}. \quad (2.16)$$

Dabei beinhaltet der Kopplungsterm $-\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ im Gegensatz zu Gl. 2.2 nun die räumliche Abhängigkeit des elektrischen Feldes

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t + \phi). \quad (2.17)$$

Der neue Term $e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$ führt über die Vollständigkeitsrelation der Impulsbasiszustände zu

$$\begin{aligned} 1 \cdot e^{\pm i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} &= \int d^3\mathbf{p} e^{\pm i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} |\mathbf{p}\rangle \langle \mathbf{p}| \\ &= \int d^3\mathbf{p} |\mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{p}|. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Folglich ergibt die räumliche Abhängigkeit des elektrischen Feldes das wohlbekannte Ergebnis, daß die Absorption oder Emission eines Photons mit Wellenzahlvektor \mathbf{k} mit einer Änderung des Impulses des Atoms von $\pm\hbar\mathbf{k}$ verknüpft ist. Aufgrund der Eins-zu-Eins Verknüpfung zwischen den internen und externen Freiheitsgraden lauten die neuen Basiszustände nun $|g, \mathbf{p}\rangle$ und $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$. Durch das Auftreten des Impulses \mathbf{p} in diesen Basiszuständen enthält die Verstimmung δ gegenüber der atomaren Resonanz die neuen Terme $\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}/m$ von der Dopplerverschiebung und $\hbar\mathbf{k}^2/2m$ von dem Photonenrückstoß:

$$\delta = \omega - \left(\omega_{eg} + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}}{m} + \frac{\hbar\mathbf{k}^2}{2m} \right). \quad (2.19)$$

Der Photonenrückstoß ist es nun, der dafür verantwortlich ist, daß bei der Absorption eines Photons mit Impuls $\hbar\mathbf{k}$ das atomare Wellenpaket umgelenkt wird. In Abb. 2.1(a) ist das entsprechende Rückstoßdiagramm für einen π -Puls für ein Zwei-Niveau-System gezeigt. Das Atom, das sich anfänglich im Grundzustand befindet, wird durch einen π -Puls in den angeregten Zustand überführt und seine Trajektorie umgelenkt. Wird das Atom wie in Abbildung (b) durch einen $\pi/2$ -Puls in eine kohärente Superposition aus Grund- und angeregtem Zustand überführt, so führt der Rückstoß zur räumlichen Trennung der beiden Wellenpakete entsprechend dem jeweiligen Impuls der Zustände $|g, \mathbf{p}\rangle$

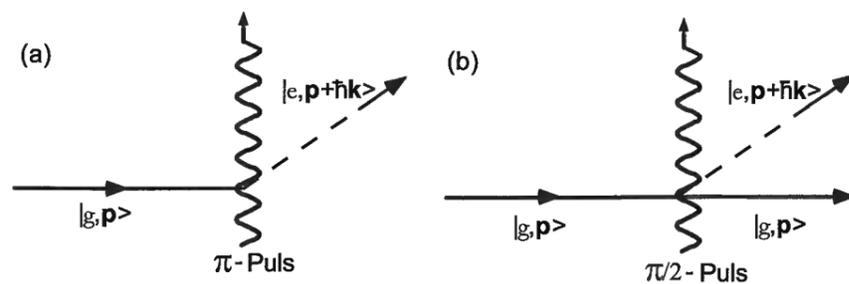


Abb. 2.1: Rückstoßdiagramm für die Wechselwirkung eines π - beziehungsweise $\pi/2$ -Pulses mit einem Zwei-Niveau-System. Die vertikale Achse entspricht der Position eines Atoms relativ zu einem Bezugssystem, das entlang der ursprünglichen Trajektorie des Atoms frei fällt. Die horizontale Achse beschreibt die Zeitentwicklung. (a) Ablenkung der Trajektorie durch einen π -Puls. (b) Kohärente Aufspaltung durch einen $\pi/2$ -Puls.

und $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}\rangle$. Sollen die beiden Zustände zu einem späteren Zeitpunkt interferieren, muß durch eine geeignete Pulssequenz sichergestellt werden, daß sie zum Zeitpunkt der gewünschten Interferenz räumlich überlappen. Ist der räumliche Abstand dagegen größer als die atomare Kohärenzlänge, so kann keine Interferenz beobachtet werden.

In Abb. 2.2 ist das Rückstoßdiagramm für eine $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz gezeigt, mit der das konzeptionell einfachste Atominterferometer realisiert werden kann [Kas91, Kas92]. Ist das Atom in Resonanz mit dem Lichtfeld, so wirkt der erste $\pi/2$ -Puls als Strahlteiler. Dabei tritt eine Geschwindigkeitsdifferenz von $\mathbf{v}_{\text{rec}} = \hbar \mathbf{k} / m$ zwischen den beiden Zuständen auf. Nach einer Zeit T wird ein π -Puls eingestrahlt, der sich wie ein Spiegel verhält und die beiden Pfade umlenkt, so daß sie zur Zeit $2T$ des zweiten $\pi/2$ -Pulses überlappen. Erst dieser zweite $\pi/2$ -Puls bringt die Atome zur Interferenz, indem er sowohl den Grundzustand $|g, \mathbf{p}\rangle$ als auch den angeregten Zustand $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}\rangle$ in eine kohärente Superposition beider Zustände überführt. Damit wird die Korrelation eines Wellenpaketes mit dem oberen beziehungsweise dem unteren Pfad zerstört und die Ununterscheidbarkeit der Pfade als Voraussetzung zur Interferenzfähigkeit gewährleistet. Alternativ kann die $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz auch als Photon-Echo Experiment interpretiert werden. Zur Beschreibung greift man auf bekannte Konzepte aus dem Bereich der Kernspinresonanz zurück [All75].

Der Ausgangspunkt der mathematischen Beschreibung des $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Interferometers ist Gl. 2.10. Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß die Verstimmung klein ist gegenüber der Rabi-Frequenz: $|\delta| \ll \Omega_r$. Eine allgemeine Behandlung kann beispielsweise in

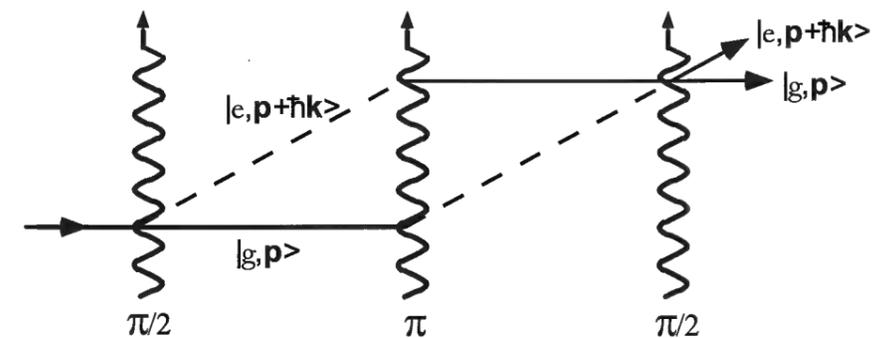


Abb. 2.2: Rückstoßdiagramm für eine $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz. Mit dieser Sequenz ist das konzeptionell einfachste geschlossene Interferometer realisierbar.

[Wei94] gefunden werden. Weiter nehmen wir an, daß die Rabi-Frequenz Ω_r für alle drei Pulse gleich ist, d.h. wenn die Pulsdauer für einen π -Puls τ ist, beträgt sie für einen $\pi/2$ -Puls $\tau/2$. Wir betrachten ein Atom, das sich anfänglich im Grundzustand $|g, \mathbf{p}\rangle$ befindet. Dabei behandeln wir den Fall einer konstanter Verstimmung δ und einer variabler Phase ϕ der einzelnen optischen Pulse. Wiederholtes Anwenden von Gl. 2.10 für einen $\pi/2$ -Puls zur Zeit t_1 , einen π -Puls zur Zeit $t_2 = t_1 + T + \tau/2$ und einen weiteren $\pi/2$ -Puls zur Zeit $t_3 = t_1 + 2T + 3\tau/2$ ergibt

$$c_{e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}}(t_3 + \tau/2) = -\frac{i}{2} e^{-i\delta\tau/2} e^{-i(\delta t_2 + \phi(t_2))} [1 - e^{-i\delta\tau/2} e^{-i\Delta\phi}] \quad (2.20)$$

mit

$$\Delta\phi = \phi(t_1) - 2\phi(t_2) + \phi(t_3). \quad (2.21)$$

Zu jeder Zeit t_i ist $\phi(t_i)$ die Phase des Lichtes bezogen auf einen zeitlich festen Bezugspunkt. Hieraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, das Atom nach dem dritten Puls im angeregten Zustand zu finden, als

$$|c_{e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}}(2T + 2\tau)|^2 = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Delta\phi - \delta\tau/2)]. \quad (2.22)$$

Bemerkenswert ist, daß die Anregungswahrscheinlichkeit nicht vom atomaren Impuls abhängt. Folglich tragen Atome unterschiedlicher Impulszustände kohärent zum Signal bei. Wird die Phase der Lichtpulse während der gesamten Pulssequenz konstant gehalten, so tragen zum Phasenunterschied $\Delta\phi$ nur die atomaren Phasen $(kz + \delta t_i)$ bei und es ergibt sich $\Delta\phi = \delta\tau/2$. Folglich befindet sich das Atom nach dem letzten Puls im Grundzustand. Für den allgemeinen Fall, daß die relative Phase der Pulse während der

Pulssequenz geändert wird, oszilliert die Besetzung des angeregten Zustands. Die detektierten Interferenzsignale spiegeln letztendlich diesen Besetzungsunterschied wider. Inertielle Felder, wie beispielsweise die Gravitation oder die Rotation bewirken zusätzliche Phasenunterschiede. Folglich erlaubt die Sensitivität von Atominterferometern gegenüber Phasenunterschieden die Messung dieser Größen.

Neben der beschriebenen $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz gibt es viele verschiedene Möglichkeiten, ein geschlossenes Interferometer zu realisieren. Beispielsweise kann man eine Sequenz bestehend aus einem ersten Paar $\pi/2$ -Pulse, gefolgt von einem zweiten Paar $\pi/2$ -Pulse mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung verwenden, um die Rückstoßverschiebung genau zu messen [Wei93]. Solch ein Schema ist unter dem Namen Ramsey-Bordé Interferometer bekannt [Bak76b, Bor84].

2.3 Strahlteiler basierend auf Dunkelzuständen

Dunkelzustände sind atomare Zustände, die nicht durch das Lichtfeld angeregt werden können. Neben den trivialen Dunkelzuständen aufgrund von falscher Frequenz oder Polarisation des Lichts gibt es nicht-triviale Dunkelzustände. Diese Zustände sind Superpositionszustände, die beispielsweise durch optisches Pumpen oder adiabatischen Besetzungstransfer erzeugt werden können. Ein Spezialfall sind geschwindigkeitsabhängige Dunkelzustände, bei denen die atomare Wellenfunktion noch zusätzlich vom atomaren Impuls abhängt. Im folgenden soll das Prinzip von Dunkelzuständen am Beispiel eines Drei-Niveau-Systems beschrieben werden. Es wird gezeigt, wie sich sowohl die inneren Zustände als auch der Impuls von atomaren de Broglie Wellen mit geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzuständen manipulieren lassen.

Wir betrachten die in Abb. 2.3(a) dargestellte Situation. Es handelt sich um eine geschlossene Drei-Niveau Λ -Konfiguration. Dabei sind die zwei entarteten Zeeman-Unterniveaus des Grundzustandes $|g_{-}\rangle$ und $|g_{+}\rangle$ ($m = \mp 1$) an das energetisch höhere Niveau $|e\rangle$ ($m = 0$) durch zwei gegenläufige σ^{+} - und σ^{-} -polarisierte Lichtstrahlen mit der selben Frequenz ω und der selben Intensität gekoppelt. Für ein Atom in Ruhe kommt es durch einen Zwei-Photonen Raman-Prozess zur Ausbildung eines nichtabsorbierenden, kohärenten Superpositionszustandes. Bewegt sich der Schwerpunkt des Atoms hingegen, so ist die Raman-Resonanzbedingung aufgrund der unterschiedlichen Dopplerverschiebung der einzelnen Strahlen nicht mehr erfüllt. Dieses einfache Argument beschreibt die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Prozesses. In einer vollständigen mathematischen Analyse hingegen werden neben den internen Zuständen auch die externen Impulszustände eingeführt. Beispielsweise beschreibt der Zustand $|e, \mathbf{p}\rangle$ ein Atom im angeregten Zustand $|e\rangle$ mit dem

2.3. Strahlteiler basierend auf Dunkelzuständen

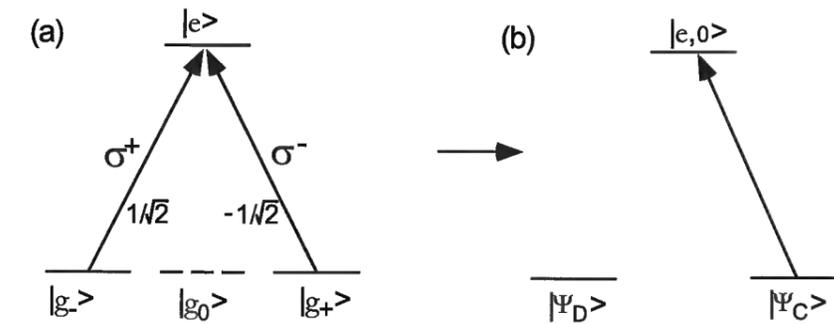


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Übergangs von den Eigenfunktionen $|g_{\mp}\rangle$ zu den neuen Eigenfunktionen $|\Psi_D\rangle$ und $|\Psi_C\rangle$. (a) Erlaubte Übergänge mit entsprechenden Clebsch-Gordan Koeffizienten. Da der Übergang $|e\rangle \leftrightarrow |g_0\rangle$ verboten ist, werden alle Atome innerhalb weniger Fluoreszenzzyklen in die Zustände $|g_{-}\rangle$ und $|g_{+}\rangle$ gepumpt. (b) Die durch eine Basistransformation resultierenden neuen Eigenzustände $|\Psi_D\rangle$ und $|\Psi_C\rangle$. Der Zustand $|\Psi_D\rangle$ koppelt nicht mehr an das Lichtfeld.

Impuls \mathbf{p} . Vernachlässigt man die Spontanemission, so ist der Zustand $|e, \mathbf{p}\rangle$ über die stimulierte Emission nur an die Zustände $|g_{-}, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}\rangle$ und $|g_{+}, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$ gekoppelt. Dabei wird ein σ^{+} -polarisiertes Photon mit Impuls $+\hbar\mathbf{k}$ bzw. ein σ^{-} -polarisiertes Photon mit Impuls $-\hbar\mathbf{k}$ emittiert. Es ist naheliegend, für jeden Wert von \mathbf{p} die Familie $F(\mathbf{p})$ der drei über den Wechselwirkungsoperator \hat{V} (siehe Gl. 2.16) gekoppelten Zustände einzuführen [Asp88]:

$$\langle g_{\mp}, \mathbf{p} \mp \hbar\mathbf{k} | V | e, \mathbf{p} \rangle = \mp \frac{\hbar\Omega}{2} e^{i\omega t}. \quad (2.23)$$

Hierbei beschreibt Ω die Rabi-Frequenz der beiden Lichtstrahlen. Die \mp Zeichen stammen von den unterschiedlichen Vorzeichen der Clebsch-Gordan Koeffizienten für die zwei betrachteten Übergänge.

Durch eine Basistransformation kann man zu den neuen Eigenzuständen $|\Psi_D\rangle$ und $|\Psi_C\rangle$ übergehen. Diese können geschrieben werden als

$$\begin{aligned} |\Psi_D\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|g_{-}, -\hbar\mathbf{k}\rangle + |g_{+}, +\hbar\mathbf{k}\rangle) \\ |\Psi_C\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|g_{-}, -\hbar\mathbf{k}\rangle - |g_{+}, +\hbar\mathbf{k}\rangle). \end{aligned} \quad (2.24)$$

In Abb. 2.3(b) ist dieser Übergang zu den neuen Eigenzuständen veranschaulicht. Dabei entspricht der Zustand $|\Psi_D\rangle$ einem Dunkelzustand, da die beiden Zustände $|g_{\mp}, \mathbf{p} \mp \hbar\mathbf{k}\rangle$ sowohl dieselbe interne Energie als auch kinetische Energie besitzen und die Anregungsrate

für $|\Psi_D\rangle$ nach $|e, 0\rangle$ exakt gleich Null ist (siehe Gl. 2.23):

$$\langle \Psi_D | V | e, 0 \rangle = 0. \quad (2.25)$$

Der Zustand $|\Psi_C\rangle$ hingegen koppelt weiterhin über das Lichtfeld an den Zustand $|e\rangle$. Auch wenn man die spontane Emission berücksichtigt, ändern sich die Eigenschaften von $|\Psi_D\rangle$ nicht und der Zustand bleibt weiterhin ein Dunkelzustand [Alz76]. Folglich werden die Atome optisch in diesen Zustand gepumpt. Da es sich um einen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand handelt, laufen die atomaren Wellenpakete entsprechend ihren Impulsen nach der Wechselwirkungszone auseinander, d.h. man kann hiermit einen atomaren Strahlteiler realisieren. Kombiniert man in geeigneter Weise mehrere solche Wechselwirkungszone, kann man ein räumliches Interferometer erzeugen. In Kapitel 3.2 wird erklärt, wie man in ähnlicher Weise durch Projektion auf geschwindigkeitsunabhängige Dunkelzustände Interferenz im internen Zustandsraum der Atome erzeugen kann.

3 Verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt am Vielstrahl-Ramsey-Experiment

Das folgende Kapitel behandelt Interferenzexperimente mit mehr als zwei interferierenden Teilstrahlen. Der Schwerpunkt liegt auf Experimenten, bei denen der Einfluß der Lichtverschiebung¹ auf das Interferenzmuster eines atomaren Vielstrahl-Ramsey-Interferometers untersucht wird. Dabei wird die Lichtverschiebung durch ein weit verstimmtes Lichtfeld induziert. Über die Intensität des Lichtfeldes kann das Interferenzmuster gezielt manipuliert werden, ohne daß eine klassische Kraft wirkt. Daher kann der auftretende Effekt als verallgemeinerten Aharonov-Bohm-Effekt interpretiert werden.

Nach einer Einführung in die Funktionsweise des Experiments wird in Kapitel 3.2 die theoretische Ableitung des Interferenzsignals vorgestellt. Zuerst wird das Signal für eine Ramsey-Anordnung ohne zusätzliches Potential berechnet. Daran anschließend wird der Einfluß des gepulsten, weit verstimmtten Lichtfeldes berücksichtigt und die Verbindung zum klassischen Aharonov-Bohm-Effekt diskutiert. In Kapitel 3.3 wird der experimentelle Aufbau beschrieben. Schließlich werden in Kapitel 3.4 die experimentellen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

3.1 Idee des Experiments

Die durchgeführten atomaren Vielstrahl-Experimente beruhen auf der Verwendung von Dunkelzuständen in einem Vielniveausystem. Die experimentelle Anordnung entspricht einer Ramsey-Geometrie mit zwei Wechselwirkungszone. Dabei werden in der ersten Wechselwirkungszone die Atome eines thermischen Cäsium-Atomstrahls auf einen mehrkomponentigen Dunkelzustand projiziert, der nicht an das eingestrahlte Lichtfeld koppelt. Zur Projektion werden mit dem $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{1/2}(F'=4)$ Übergang resonante σ^+ - und σ^- -polarisierte Lichtpulse verwendet. Der resultierende Dunkelzustand in $F=4$ besteht aus einer quantenmechanischen Superposition von verschiedenen Zeeman-Zuständen des Atoms, die jedoch alle den selben Impuls besitzen. Die beschriebene Situation ist in Abb. 3.1 veranschaulicht. Dabei löschen sich die Anregungsamplituden benachbarter geradzahligter Zeeman-Zustände gegenseitig genau aus, so daß Atome, die durch das Lichtfeld

¹Die Lichtverschiebung ist in der Literatur auch unter dem Namen *AC-Stark-Verschiebung* bekannt.

in den Superpositionszustand gepumpt werden, nicht länger mit dem Lichtfeld wechselwirken. Die Atome hingegen, die nicht in dem Dunkelzustand enden, werden optisch in andere Zustände gepumpt und nicht weiter detektiert. Zwischen den beiden Zonen kann die Entwicklung der einzelnen Zeeman-Niveaus durch einen quantenmechanischen Phasenterm beschrieben werden, der anschließend in der zweiten Zone ausgelesen wird. Dazu wird nach einer Zeit T die momentane Phase und damit die Entwicklung des Zustandes gemessen, indem die Atome erneut auf den Dunkelzustand projiziert werden. Hierbei überprüft man, ob die Atome sich immer noch in einer dunklen Zustandsüberlagerung befinden. Dabei hängt der Einfluß des zweiten Ramsey-Pulses von der relativen Phase zwischen dem Überlagerungszustand und der des Feldes ab. Im allgemeinen befinden sich die Atome zum Zeitpunkt des zweiten Pulses in einer Überlagerung bestehend aus dem Dunkelzustand und Zuständen, die an das Lichtfeld koppeln. Nur wenn die Phase zwischen dem Überlagerungszustand und dem eingestrahlten Lichtfeld sich um ein ganzzahliges Vielfaches von 2π unterscheidet, verbleiben die Atome im Dunkelzustand. Folglich beobachtet man als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses ein Vielstrahl-Interferenzsignal in der Anzahl der Atome im Dunkelzustand. Wegen des einheitlichen Impulses aller Komponenten des Dunkelzustandes tritt zwischen den Wechselwirkungszonen keine räumliche Trennung der atomaren Wellenpakete auf, was bedeutet, daß die beobachteten Signale ausschließlich von der Interferenz interner Zustände herrühren können. Im Vergleich zu den bekannten Zweistrahl-Interferenzexperimenten beobachtet man mit einer Vielstrahlapparatur schärfere Interferenzmaxima. Die Phasenempfindlichkeit steigt mit der Anzahl der interferierenden Teilstrahlen analog zur Lichtoptik. Neben den schärferen Maxima treten noch weitere interessante Effekte auf, die in Zweistrahl-Interferometern unbekannt sind [Wei96, Wei97]. In diesem Kapitel werden Experimente beschrieben, bei denen das Interferenzsignal durch ein zusätzliches, weit verstimmtes Lichtfeld gezielt beeinflusst werden kann. Dieses wird zwischen den beiden Ramsey-Zonen eingestrahlt und führt über die induzierte Lichtverschiebung zu einem Kollaps und einem anschließenden Wiederaufleben des Interferenzsignals [Mei00].

3.2 Berechnung des Interferenzsignals

3.2.1 Vielstrahl-Ramsey-Interferenzexperiment

Wir betrachten ein Atom mit einem Grundzustand mit Gesamtdrehimpuls F und einem angeregten Zustand mit Gesamtdrehimpuls $F' = F$. Wechselwirkt das Atom gleichzeitig mit σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht der Frequenzen ω^+ und ω^- , so gibt es einen mehrkomponentigen Dunkelzustand. Für den betrachteten Übergang mit $F' = F$ exi-

3.2. Berechnung des Interferenzsignals

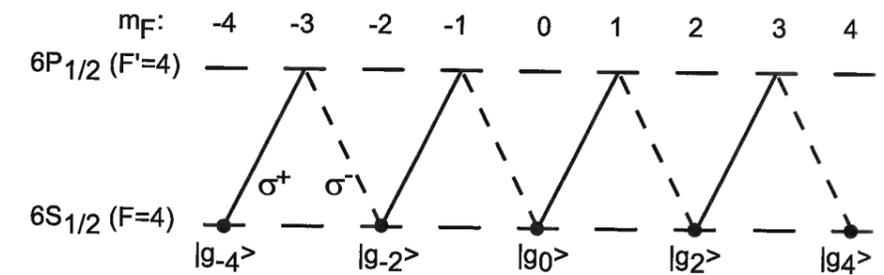


Abb. 3.1: Niveauschema für einen geschwindigkeitsunabhängigen Dunkelzustand für den $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{1/2}(F'=4)$ Übergang der Cäsium D1-Linie. Wird das Atom gleichzeitig mit σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht der gleichen Ausbreitungsrichtung beleuchtet, so existiert ein Dunkelzustand in $F=4$, der aus den fünf geradzahigen m_F -Niveaus besteht.

tiert immer genau solch ein Zustand, der nicht mit dem Lichtfeld wechselwirkt. Dieser besteht aus den N geradzahigen Komponenten der Zeeman-Unterniveaus. Wählt man für die zwei Lichtstrahlen dieselbe Ausbreitungsrichtung, so bildet sich ein geschwindigkeitsunabhängiger Dunkelzustand, dessen Komponenten sich nur in der magnetischen Quantenzahl m_F unterscheiden. Ein Nettoimpulsübertrag findet aufgrund der gleichen Ausbreitungsrichtung der zwei Lichtstrahlen nicht statt. In Abb. 3.1 ist diese Situation für den $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{1/2}(F'=4)$ Übergang der Cäsium D1-Linie gezeigt. Unter Verwendung des Dunkelzustandes in einer Ramsey-Anordnung kann ein Interferenzsignal im internen atomaren Zustandsraum erzeugt werden. Das Interferenzsignal ergibt sich aus der Besetzung des Dunkelzustandes nach dem zweiten Ramsey-Puls als Funktion der Phase des Pulses. Man erwartet scharfe Interferenzmaxima entsprechend den N interferierenden Pfaden (die N verschiedenen internen Zustände entsprechen in dieser Notation den N verschiedenen Pfaden).

Im folgenden betrachten wir nur die internen Zustände und vereinfachen die Notation durch $|g, \mathbf{p}\rangle \equiv |g\rangle$. Dies ist gerechtfertigt, da bei gleichgerichteten Laserstrahlen der gleichen Frequenz kein Impuls übertragen wird und daher die externen Freiheitsgrade nicht verändert werden. Um die Wellenfunktion des Dunkelzustandes zu berechnen, betrachtet man den zugehörigen Hamilton-Operator in der Wechselwirkungsdarstellung, in der die atomaren Eigenfrequenzen herausfaktorisiert sind [Wei97]. Der Vorteil ist, daß sich die atomare Wellenfunktion in der Wechselwirkungsdarstellung zwischen den optischen Pulsen nicht ändert. Während des ersten Ramsey-Pulses zur Zeit $t=0$ werden die Atome

auf den nicht-absorbierenden quantenmechanischen Superpositionszustand

$$|\Psi_{\text{atom}}\rangle = |\Psi_{\text{D}}(0)\rangle = \sum_{n=1}^N c_n |g_{2n-(N+1)}\rangle \quad (3.1)$$

projiziert. Hierbei bezeichnet $|g_{2n-(N+1)}\rangle$ einen Grundzustand mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = 2n - (N + 1)$. Es wurde berücksichtigt, daß für $\omega^+ \approx \omega^-$ und gleichgerichteten Laserstrahlen keine merkliche räumliche Trennung zwischen den atomaren Wellenpaketen auftritt. Daher tritt der Impuls \mathbf{p} in Gl. 3.1 nicht auf. Die Gewichte c_n sind so gewählt, daß $|\psi_{\text{D}}\rangle$ nicht an das Lichtfeld koppelt:

$$c_n = c_1 \left(-\frac{\Omega_+}{\Omega_-} \right)^n \cdot \frac{C_{-N+2}^{2n-(N+2)} C_{-N+3}^{2n-(N+3)} \dots C_{2n-(N+3)}^{2n-(N+2)}}{C_{-N+3}^{2n-(N+2)} C_{-N+5}^{2n-(N+3)} \dots C_{2n-(N+1)}^{2n-(N+2)}}. \quad (3.2)$$

Hierbei bezeichnen $C_{m_F}^{m_F'}$ die Clebsch-Gordan Koeffizienten für den Übergang vom Grundzustand $|g_{m_F}\rangle$ in den angeregten Zustand $|e_{m_F'}\rangle$. Mit den Rabi-Frequenzen Ω_+ und Ω_- für die σ^+ - und σ^- -polarisierten Strahlen für einen Übergang mit einem Clebsch-Gordan Koeffizienten gleich Eins ergeben sich die Beziehungen

$$\begin{aligned} \Omega_+ C_{m_F}^{m_F+1} &= \frac{e}{\hbar} \langle e_{m_F+1} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{0,+} | g_{m_F} \rangle \\ \Omega_- C_{m_F}^{m_F-1} &= \frac{e}{\hbar} \langle e_{m_F-1} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{0,-} | g_{m_F} \rangle \end{aligned} \quad (3.3)$$

mit $\mathbf{E}_{0,+}$ und $\mathbf{E}_{0,-}$ als den Amplituden des zugehörigen Lichtfeldes. Durch geeignete Wahl von c_1 kann $|\Psi_{\text{D}}\rangle$ normalisiert werden. Im folgenden nehmen wir an, daß für alle Zeiten $\Omega_+ = \Omega_-$ gilt, was zu einem symmetrischen Dunkelzustand führt.

Nach dem ersten Ramsey-Puls, der zur Zeit $t = 0$ endet, befindet sich das Atom in dem kohärenten Superpositionszustand aus Gl. 3.1. Zwischen den Wechselwirkungszonen wird die Entwicklung der einzelnen Komponenten des Superpositionszustandes durch einen quantenmechanischen Phasenterm beschrieben. Anschließend wird nach einer Zeit T in der zweiten Zone die momentane Phase gemessen, indem überprüft wird, ob sich das Atom noch immer in einer dunklen Zustandsüberlagerung befindet. Dabei projiziert der zweite Puls das Atom erneut auf den Dunkelzustand. Strahlt man diesen Puls mit einer Phasenverschiebung von θ ein, so ergibt sich der Dunkelzustand zur Zeit T als

$$|\Psi_{\text{D}}(T)\rangle = \sum_{n=1}^N c_n e^{-i(n-1)\varphi(T)} |g_{2n-(N+1)}\rangle. \quad (3.4)$$

Hierbei ist $\varphi(T) = (\omega_+ - \omega_- - \omega_A)T + \theta$ und ω_A bezeichnet die Zeeman-Aufspaltung zwischen benachbarten geradzahigen (oder ungeradzahigen) m_F -Niveaus. Der zweite Puls

entfernt den größten Teil der Population, der sich nicht mehr im Dunkelzustand befindet. Diese Atome werden optisch in andere Hyperfein-Zustände gepumpt und nicht weiter detektiert (für den in Abb. 3.1 gezeigten Fall enden diese Atome in dem $F = 3$ Grundzustand). Der Anteil, der im Dunkelzustand verbleibt, ist die Projektion

$$\langle \Psi_{\text{D}}(T) | \Psi_{\text{atom}} \rangle = \sum_{n=1}^N c_n^2 e^{i(n-1)\varphi(T)}. \quad (3.5)$$

Hierbei wurde der kleine Anteil von Atomen vernachlässigt, der durch den zweiten Puls in den Dunkelzustand zurückgepumpt wird². Das zugehörige Interferenzsignal ist gegeben durch $|\langle \Psi_{\text{D}}(T) | \Psi_{\text{atom}} \rangle|^2$. Ohne zusätzliche Phase ($\theta = 0$) und für den Fall, daß die Ramsey-Pulse genau in Resonanz mit dem Zwei-Photonen-Übergang sind, befindet sich das Atom zur Zeit T noch im Dunkelzustand. Variiert man beispielsweise die Phase des zweiten Pulses, so befindet sich das Atom im allgemeinen in einer kohärenten Überlagerung von dem Dunkelzustand und den an das Lichtfeld koppelnden Zuständen. Das Atom koppelt nach dem zweiten Puls nur dann nicht an das Lichtfeld, falls sich die relative Phase zwischen dem Lichtfeld und dem Atom genau um ein ganzzahliges Vielfaches von 2π unterscheidet. Man erwartet ein der Airy-Funktion ähnliches Interferenzmuster in der Zahl der Atome im Dunkelzustand [Wei96]. Mit Gl. 3.5 wird auch die Verbindung zur ursprünglichen Ramsey-Methode deutlich. Der auftretende Phasenterm $\varphi(T)$ und damit die erreichbare Auflösung ist proportional zum Abstand T zwischen den Pulsen.

3.2.2 Verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt

Mit dem atomaren Vielstrahl-Ramsey-Interferometer eröffnet sich die Möglichkeit, eine Variante des Aharonov-Bohm-Effektes zu untersuchen. Dazu benötigt man neben der Ramsey-Apparatur zusätzlich ein weit verstimmtes Lichtfeld, das zwischen den Wechselwirkungszonen eingestrahlt wird und eine Lichtverschiebung induziert. Betrachtet man die in Abb. 3.2(a) dargestellte elektrische Variante des Aharonov-Bohm-Effektes, so wird die Verbindung zu unserem Vielstrahl-Ramsey-Experiment offensichtlich. In dem Experiment wird ein Elektron kohärent in zwei Wellenpakete aufgespalten. Jedes dieser Wellenpakete passiert den feldfreien Innenraum eines leitenden Faraday-Zylinders. Während sich die Wellenpakete vollständig im Inneren befinden, werden die elektrostatischen Potentiale der Zylinder für eine Zeitdauer τ auf die Werte Φ_1 und Φ_2 geschaltet. Obwohl keine klassische Kraft wirkt, erfahren die Wellenpakete eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi_i = -V_i\tau/\hbar$, die

²Dieser Anteil ist für den in Abb. 3.1 dargestellten Fall von der Größenordnung $1/9$, da es neun Basiszustände gibt, von denen genau einer dem Dunkelzustand entspricht. Dabei werden die relativen Gewichte von den Clebsch-Gordan Koeffizienten bestimmt.

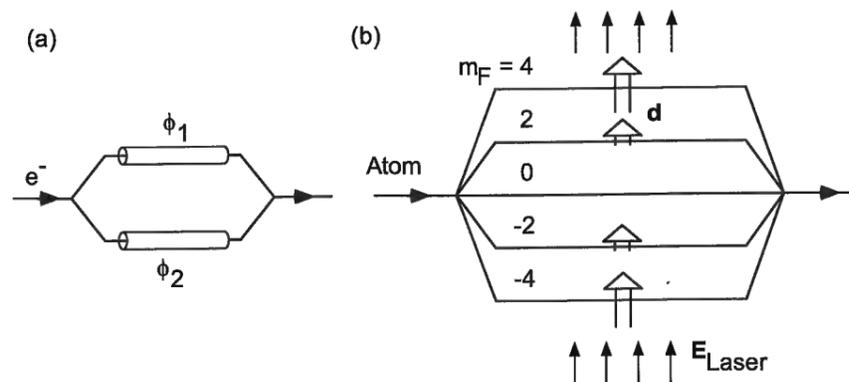


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des elektrischen Aharonov-Bohm-Effektes (a) mit Elektronen und zwei interferierenden Teilstrahlen und (b) mit neutralen Atomen und fünf interferierenden Teilstrahlen. Man beachte die quadratische Abhängigkeit des induzierten Dipolmomentes \mathbf{d} von der magnetischen Quantenzahl m_F .

durch das skalare Potential $V_i = -e\Phi_i$ verursacht wird. Bislang handelt es sich bei diesem Experiment für geladene Teilchen noch um ein Gedankenexperiment. Eine der experimentellen Schwierigkeiten besteht darin, die Potentiale schnell genug zu schalten. Indem man aber die benötigten Potentiale durch die Wechselwirkung eines Dipolmomentes mit einem Feld induziert [All92, Mü195], kann man dieses Problem umgehen. Für ein elektrisches Dipolmoment \mathbf{d} in einem elektrischen Feld \mathbf{E} ergibt sich $V = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$. Das elektrische Dipolmoment eines Atoms ist $\mathbf{d} = \mathbf{d}_{\text{perm}} + \hat{\alpha} \mathbf{E}$, mit $\hat{\alpha}$ als dem Tensor der elektrischen Polarisierbarkeit. Im folgenden wird das permanente elektrische Dipolmoment \mathbf{d}_{perm} vernachlässigt. Dies ist sicher gerechtfertigt, da es sich trotz seiner vermeintlichen Existenz bisher jedem experimentellem Nachweis aufgrund seines kleinen Wertes entzogen hat. Mittels eines statischen elektrischen Feldes oder eines elektrischen Wechselfeldes kann jedoch ein signifikantes elektrisches Dipolmoment induziert werden. Die Wechselwirkungsenergie ist dann gegeben durch den statischen beziehungsweise den AC-Stark-Effekt.

Im Falle eines statischen Feldes oder eines linear polarisierten elektrischen Wechselfeldes wird während einer Wechselwirkungszeit τ über den Stark-Effekt eine Phasenverschiebung von

$$\Delta\varphi_{m_F} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\alpha_{\text{skalar}}}{2} + \frac{\alpha_{\text{tensor}}}{2} \cdot \frac{3m_F^2 - F(F-1)}{F(2F-1)} \right) \mathbf{E}^2 \cdot \tau \quad (3.6)$$

induziert [Ang68, Bon67]. Hierbei bezeichnet F den Gesamtdrehimpuls des Atoms. Der von m_F unabhängige Term skaliert mit dem skalaren Beitrag α_{skalar} , der in m_F quadrati-

sche Term mit dem tensoriellen Beitrag α_{tensor} des Polarisierbarkeitstensors³. Im Falle eines statischen Feldes ist die Tensorpolarisierbarkeit gegenüber der skalaren Polarisierbarkeit stark unterdrückt. Der Grund dafür ist, daß die Tensorpolarisierbarkeit für Niveaus mit Drehimpuls $J = 1/2$ erst in dritter Ordnung Störungstheorie unter Berücksichtigung der Hyperfeinwechselwirkung auftritt [San67]. Für eine Abschätzung der Größe eignet sich folgende Formel, für die sich mit typischen Zahlenwerten ergibt⁴:

$$\alpha_{\text{tensor}} \approx \alpha_{\text{skalar}} \frac{\Delta W_{\text{hfs}}}{\Delta W_{g \leftrightarrow e}} \approx 10^{-5} \cdot \alpha_{\text{skalar}} \quad (3.7)$$

Hierbei bezeichnet ΔW_{hfs} die Energieaufspaltung des Grundzustandes aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung und $\Delta W_{g \leftrightarrow e}$ den Energieunterschied zwischen Grund- und angeregtem Zustand. Jedoch kann die Tensorpolarisierbarkeit von Grundzustands-Alkaliatomen durch ein optisches Feld um viele Größenordnungen erhöht werden. Dies wird ersichtlich, wenn man in Gl. 3.7 die „Verstimmung“ $\Delta W_{g \leftrightarrow e}$ des statischen Falles durch die Verstimmung Δ des optischen Falles ersetzt. Ist die Verstimmung Δ gegenüber der Resonanz kleiner oder vergleichbar mit der Hyperfeinaufspaltung, so ist der erste Term von der Größenordnung Eins und die Tensorpolarisierbarkeit vergleichbar mit der skalaren Polarisierbarkeit. Dadurch ist es möglich, schon mit moderaten Intensitäten im Bereich von einigen mW/cm^2 eine große, in m_F nichtlineare Phasenverschiebung zu erreichen. Diese nichtlineare Phasenverschiebung lesen wir mit dem in Abb. 3.2(b) gezeigten Interferometer aus. Dabei werden die Atome in einer kohärenter Überlagerung von fünf Teilstrahlen präpariert, die sich jeweils in der magnetischen Quantenzahl m_F unterscheiden. Während einer Zeit τ wechselwirken die Atome mit dem weit verstimmtten Lichtfeld, das die Phasenverschiebung abhängig von m_F induziert. Anschließend werden die unterschiedlichen Teilstrahlen zur Interferenz gebracht und das resultierende Signal als Funktion der Stärke der Wechselwirkung ausgelesen.

Wichtig für unser Experiment ist die quadratische Abhängigkeit von $\Delta\varphi$ von der magnetischen Quantenzahl m_F . Dabei wird die Phasenverschiebung ohne eine klassische Kraft induziert, sofern die Atome keinem elektrischen Feldgradienten ausgesetzt sind. Aus Gl. 3.6 folgt, daß es möglich sein sollte, eine Variante des elektrischen Aharonov-Bohm Experimentes durchzuführen. Wie erläutert basiert das ursprünglich vorgeschlagene Experiment auf interferierenden Pfaden mit derselben Ladung, die sich durch Regionen mit unter-

³Der vektorielle, in m_F lineare Beitrag entfällt im Falle eines statischen Feldes beziehungsweise eines linear polarisierten Wechselfeldes.

⁴Der vollständige mathematische Ausdruck für die Tensorpolarisierbarkeit ist recht komplex (siehe beispielsweise [San67]). Für uns entscheidend ist die Proportionalität zu $1/\Delta W_{g \leftrightarrow e}$.

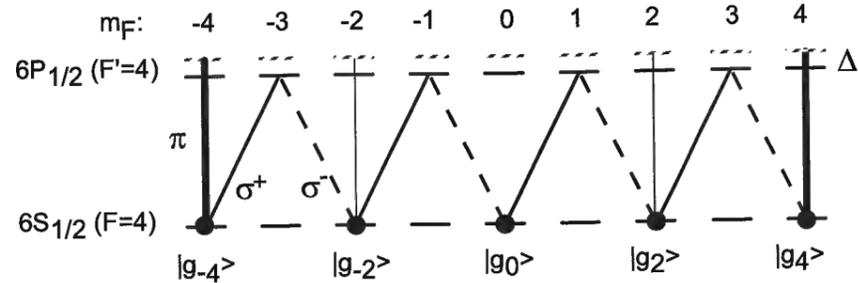


Abb. 3.3: Relevante Energieniveaus von Cäsium. Die Matrixelemente für das π -polarisierte Licht sind proportional zu m_F (verdeutlicht durch die verschiedenen Strichstärken).

schiedlichem Potential ausbreiten. Unser Experiment hingegen basiert auf einer pfad-abhängigen Polarisierbarkeit. Dabei kann man dasselbe elektrische Feld für alle Pfade benutzen. Daher ist eine räumliche Trennung der verschiedenen Pfade nicht notwendig. Dieser Effekt kann als verallgemeinerter Aharonov-Bohm-Effekt interpretiert werden. Es sei angemerkt, daß es in der Literatur zu verwandten Spin-Rotations-Experimenten eine lebhafte Diskussion gibt, inwieweit es sich dabei um ein komplettes Analogon zum originalen Aharonov-Bohm-Effekt handelt [All92, Mül95].

Für π -polarisiertes Licht sind die Matrixelemente für einen Übergang von $F \rightarrow F' = F$ proportional zu m_F [Con67]. Folglich skaliert die induzierte Lichtverschiebung quadratisch mit m_F . Zur Veranschaulichung ist die Situation für den im Experiment benutzten Cäsium $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{1/2}(F'=4)$ Übergang in Abb. 3.3 dargestellt. Berücksichtigt man, daß das Problem für π -polarisiertes Licht in viele Zwei-Niveau-Systeme zerfällt, so berechnet sich die Phasenverschiebung am einfachsten über die Lichtverschiebung eines einzelnen m_F -Unterniveaus. Für den Fall großer Verstimmung Δ des Lichtfeldes gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz ergibt sich die individuelle Verschiebung als [Met99]

$$\Delta\varphi_{m_F} = \frac{\Omega_{m_F}^2}{4\Delta} \tau. \quad (3.8)$$

Hierbei bezeichnet Ω_{m_F} die Rabi-Frequenz für das entsprechende m_F -Unterniveau. Bezogen auf die Rabi-Frequenz $\Omega_{m_F=1}$ des $m_F = 1$ Unterniveaus ergibt sich

$$\Delta\varphi_{m_F} = \frac{m_F^2 \Omega_{m_F=1}^2}{4\Delta} \tau. \quad (3.9)$$

Sowohl Gl. 3.6 als auch Gl. 3.9 beschreiben den selben Sachverhalt: die durch ein weit verstimmtes Lichtfeld hervorgerufene Phasenverschiebung. Setzt man die beiden Ausdrücke gleich und ordnet nach Termen gleicher Potenz in m_F , so erkennt man, daß nur der in m_F quadratische Term das Interferenzsignal beeinflusst. Die Phasenverschiebungen, die durch die skalare Polarisierbarkeit hervorgerufen werden, spielen keine Rolle, da sie alle Pfade gleichermaßen betreffen. Da der in m_F quadratische Term auch den tensoriellen Beitrag α_{tensor} der Polarisierbarkeit enthält, sprechen wir im folgenden von einer tensoriellen Phasenverschiebung und bezeichnen das weit verstimmtes Lichtfeld als TP-Licht. Setzt man die in Gl. 3.9 auftretende Rabi-Frequenz $\Omega_{m_F=1}$ in Beziehung zu der Intensität I_{TP} , so ergibt sich nach entsprechender mathematischer Umformung

$$\Omega_{m_F=1}^2 = I_{\text{TP}} \frac{8\pi c^2 \Gamma}{\hbar \omega^3} \frac{1}{(1+2S)^2}. \quad (3.10)$$

Hierbei ist Γ die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustandes, ω die Frequenz des TP-Lichtes und S der Kernspin. Damit hat man die Verbindung zu experimentell leicht zugänglichen Größen vollzogen und die Größe der Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ kann über die Bestimmung der Intensität I_{TP} berechnet werden.

Der Einfluß der hervorgerufenen Lichtverschiebung auf das Interferenzmuster ergibt sich aus Gl. 3.5. Mit der zusätzlichen Phase $\Delta\varphi_{m_F}$ ergibt sich für den Anteil der Wellenfunktion, der sich nach dem zweiten Puls im Dunkelzustand befindet

$$\langle \Psi_{\text{D}}(T) | \Psi_{\text{atom}} \rangle = \sum_{n=1}^N c_n^2 e^{i(n-1)\varphi(T) + (2(n-1)-F)^2 \frac{\Omega_{m_F=1}^2}{4\Delta} \tau}. \quad (3.11)$$

Hierbei wurde sowohl der Anteil der Atome vernachlässigt, der durch den zweiten Puls in den Dunkelzustand zurückgepumpt wird, als auch die durch andere Hyperfein-Unterniveaus hervorgerufenen Phasenverschiebungen. Gl. 3.11 beschreibt das durch das gepulste Lichtfeld modifizierte Vielstrahl-Interferenzsignal. Für die experimentell realisierte Situation von fünf interferierenden Pfaden ist das erwartete Interferenzbild in der Zahl der Atome im Dunkelzustand nach dem zweiten Ramsey-Puls sowohl als Funktion der Phase θ des zweiten Ramsey-Pulses als auch der Intensität I_{TP} in einer dreidimensionalen Darstellung in Abb. 3.4 gezeigt. Variiert man ausschließlich die Phase θ für $I_{\text{TP}} = 0$, so erhält man ein Fünfstrahl-Interferenzsignal. Im Vergleich zu den sinusförmigen Signalen eines Zweistrahl-Interferometers zeichnet sich das Signal des Fünfstrahl-Interferometers durch schmale Interferenzmaxima und drei charakteristische Nebenmaxima aus. Bei zusätzlicher Variation der Intensität I_{TP} erhält man eine interessante Struktur des Interferenzmusters. Neben einem Kollaps und anschließendem Wiederaufleben des Signals ergeben sich weitere Charakteristika, wie ein Teil-Wiederaufleben mit verringerter

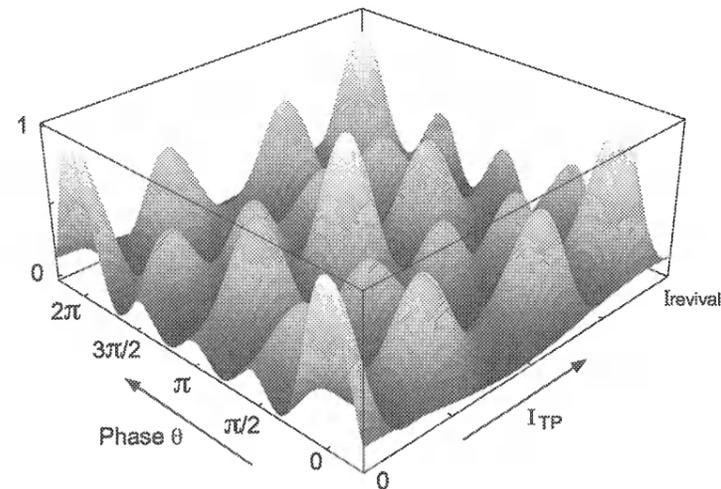


Abb. 3.4: Theoretisches Interferenzsignal für einen $F = 4$ nach $F' = 4$ Übergang als Funktion sowohl der Phase des zweiten Ramsey-Pulses θ als auch der Intensität I_{TP} des Tensorpolarisationsstrahls. Entlang der vertikalen Achse ist das Verhältnis $|\langle \Psi_D(T) | \Psi_D(0) \rangle|^2$ der Atome im Dunkelzustand nach den zwei Pulsen zu den Atomen aufgetragen, die sich nach dem ersten Puls in diesem Zustand befanden.

Amplitude und Änderungen in der Periodizität des Signals. Beispielsweise tritt das erste Wiederaufleben bei $I_{TP} = I_{\text{revival}}$ auf und ein um π phasenverschobenes Signal bei der halben Intensität dieses Wiederauflebens.

3.3 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb. 3.5 dargestellt. Er ähnelt dem Aufbau früherer Experimente an dem Vielstrahl-Atominterferometer mit räumlicher Trennung der einzelnen Pfade und kann im Detail in [Wei98] nachgelesen werden. In dem Aufbau durchfliegt ein Strahl thermischer Cäsiumatome in einer Vakuumkammer nach geometrischer Selektion eine magnetisch abgeschirmte Wechselwirkungszone. In der Wechselwirkungszone liegt ein homogenes magnetisches Feld der Größe 10 mG an. Die Richtung des Feldes ist senkrecht zum Atomstrahl und entlang der optischen Ramsey-Strahlen. Zur Erzeugung der Ramsey-Strahlen wird ein Argon-Ionen gepumpter Ti:Saphir Laser verwendet, der bei einer Wellenlänge von 894 nm betrieben wird. Mittels eines Polarisationspektroskopie-Aufbaus [Dem91] und einer elektronischen Regelschleife wird die Frequenz des Lasers auf die Cäsium D1-Linie stabilisiert. Zwischen dem Laser und der Wechselwirkungszone

3.3. Experimenteller Aufbau

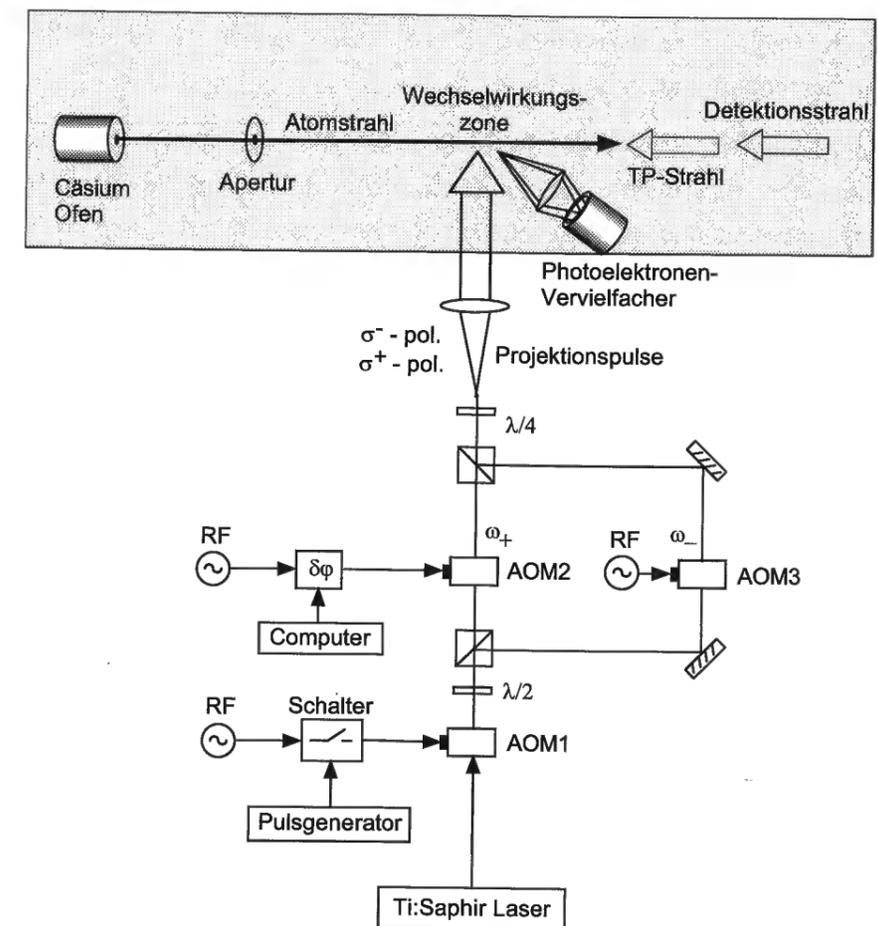


Abb. 3.5: Vereinfachte Darstellung des experimentellen Aufbaus des Vielstrahl-Ramsey-Experiments.

ne befinden sich mehrere akusto-optische Modulatoren (AOMs), die zur Manipulation der Ramsey-Strahlen eingesetzt werden. Aus dem kontinuierlichen Lichtstrahl wird durch entsprechendes Schalten von AOM1 ein gepulster Strahl. Anschließend wird dieser mit Hilfe eines Polarisationsstrahlteilers aufgeteilt und jeder der zwei Pulse durchläuft einen weiteren AOM (AOM2 bzw. AOM3). Diese beiden AOMs verschieben die Frequenz um leicht unterschiedliche Beträge, um die Zwei-Photonen-Resonanz in Anwesenheit des Magnetfeldes aufrecht zu erhalten. Schließlich werden die Pulse wieder überlagert und räumlich expandiert. Durch diese Abfolge erhält man zwei σ^+ - beziehungsweise σ^- -polarisierte Pulse mit den Frequenzen ω_+ beziehungsweise ω_- . Vor der Wechselwirkungszone haben die Gaußförmigen Strahlen einen Durchmesser von 43 mm und eine Leistung von typischer-

weise 300 mW pro Strahl. Zusätzlich kann die Phase der Radiofrequenz (RF) an AOM2 während der Pulssequenz variiert werden. Diese Änderung der RF-Phase überträgt sich direkt auf die betreffende optische Phase.

Der linear polarisierte TP-Strahl, der die Lichtverschiebung induziert, wird ebenfalls vom Ti:Saphir Laser erzeugt. Auch er durchläuft einen AOM, der zum Schalten der Pulsform dieses Lichtstrahls dient und anschließend einen weiteren AOM, der eine zusätzliche Frequenzverschiebung bewirkt. Der Einfachheit halber ist der Strahlengang des TP-Strahl in Abb. 3.5 nicht gezeigt. Nach räumlicher Filterung wird der Gaußförmige Strahl auf einen Durchmesser von 15 mm aufgeweitet, was um einen Faktor fünf größer als die Breite des Atomstrahls ist. Eingestrahlt wird das Licht in entgegengesetzter Richtung zum Atomstrahl.

Die Detektion der Anzahl der Atome im $F = 4$ Dunkelzustand nach dem zweiten Ramsey-Puls geschieht mittels eines zusätzlichen Detektionsstrahls, der auf den geschlossenen $F = 4 \rightarrow F' = 5$ Übergang der Cäsium D2-Linie bei 852 nm stabilisiert ist und für den die Atome sich nicht in einem Dunkelzustand befinden. Folglich werden die Atome in $F = 4$ durch diesen Lichtstrahl in ein höheres Niveau angeregt. Dazu wird das Licht eines Diodenlasers mit einem weiteren AOM geschaltet (ebenfalls nicht in Abb. 3.5 zu sehen) und der resultierende Puls entgegengesetzt zum Atomstrahl eingestrahlt. Dadurch ist über den Doppler-Effekt eine Selektion der langsamen Atome möglich, wodurch die maximale Wechselwirkungszeit erhöht werden kann. Das resultierende Fluoreszenzlicht der Doppler-selektierten langsamen Atomen wird auf einen Photoelektronen-Vervielfacher abgebildet. Das Signal dieses Photoelektronen-Vervielfachers wird mit einem Integrator aufgenommen und anschließend in einen PC eingelesen. Für die detektierte Geschwindigkeitsklasse, dessen mittlere Geschwindigkeit bei 200 m/s liegt, erscheint der TP-Strahl 400 MHz blauverstimmt zum $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{1/2}(F' = 4)$ Übergang. Dadurch wird garantiert, daß der Einfluß des energetisch tieferliegenden Hyperfeinniveaus des angeregten Zustandes kleiner ist, als etwa bei einem gegenüber dem $F = 4 \rightarrow F' = 4$ Übergang rotverstimmt TP-Strahl. Die Repetitionsrate für das Experiment beträgt 3.5 kHz.

3.4 Ergebnisse

Zunächst wurde das Vielstrahl-Ramsey-Experiment am $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{1/2}(F' = 4)$ Übergang durchgeführt. Ein typisches Spektrum ist in Abb. 3.6 gezeigt. Aufgetragen ist die Zahl der Atome im Dunkelzustand nach dem zweiten Ramsey-Puls als Funktion der Phase des zweiten Pulses. Für das gezeigte Spektrum wurde der TP-Strahl noch nicht eingestrahlt. Die Pulsdauer der zwei Ramsey-Pulse betrug jeweils $1.3 \mu\text{s}$, der Abstand

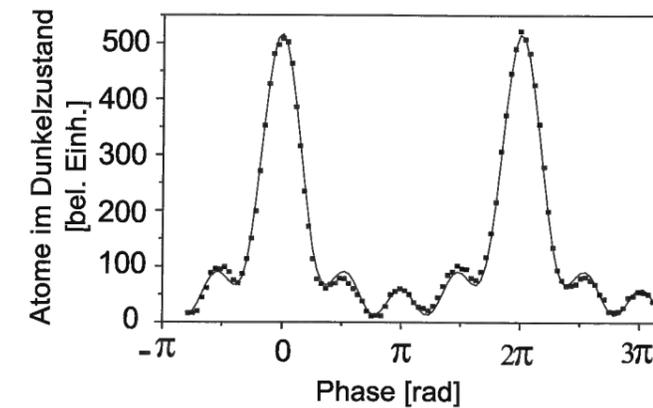


Abb. 3.6: Ramsey-Spektrum für den Dunkelzustand in $F = 4$. Aufgetragen ist die Zahl der Atome im Dunkelzustand als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses. An die experimentellen Werte wurde ein Fünfstrahl-Interferenzsignal angepasst (durchgezogene Linie).

zwischen den Pulsen $T = 63 \mu\text{s}$. Man beobachtet ein der Airy-Funktion ähnliches Interferenzmuster mit gutem Kontrast. Die Breite der Maxima beträgt $0.20 \cdot 2\pi$ in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Breite für unser Fünfstrahl-Experiment von $0.16 \cdot 2\pi$. Sie liegt damit deutlich unter der Breite von $0.50 \cdot 2\pi$ eines Zweistrahlensignals. Auch die drei für das Fünfstrahl-Experiment charakteristischen Nebenmaxima sind zu erkennen. In der dreidimensionalen Darstellung aus Abb. 3.4 entspricht das Spektrum dem Wert Null auf der I_{TP} -Achse.

Strahlt man nun zusätzlich zwischen den Pulsen für eine Dauer von $\tau = 60 \mu\text{s}$ den TP-Strahl ein, so entspricht eine zunehmende Intensität I_{TP} einer Bewegung entlang der zugehörigen Achse in Abb. 3.4. Die experimentellen Spektren sind in Abb. 3.7 in einer leicht unterschiedlichen Darstellungsweise gezeigt. Aufgetragen ist wiederum die Zahl der Atome im Dunkelzustand nach dem zweiten Ramsey-Puls als Funktion der Phase dieses Pulses. Die einzelnen Spektren entsprechen von unten nach oben zunehmender Intensität I_{TP} , wobei die entsprechenden Intensitäten jeweils am rechten Rand in mW/cm^2 angegeben sind. Die drei Spektren mit der höchsten Intensität sind in vergrößertem Maßstab auf der rechten Seite nochmals gezeigt. Man sieht deutlich den Einfluss des TP-Strahls auf das Interferenzmuster. Während ohne TP-Strahl die Phasendifferenz zwischen benachbarten Teilstrahlen konstant ist und man ein Vielstrahl-Interferenzsignal mit scharfen Maxima und gutem Kontrast beobachtet, ändern sich die Spektren für zunehmende Intensität I_{TP}

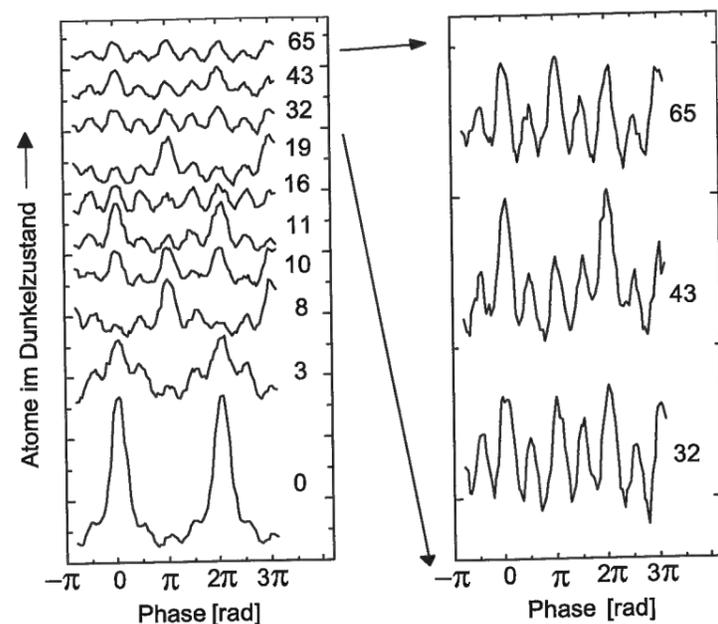


Abb. 3.7: Experimentelle Interferenzsignale für den Dunkelzustand in $F = 4$ als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses. Die einzelnen Spektren entsprechen den am rechten Rand angegebenen Intensitäten I_{TP} in mW/cm^2 . Die drei Spektren mit den höchsten Intensitäten sind zusätzlich auf der rechten Seite in vergrößertem Maßstab gezeigt.

dramatisch. Durch die induzierte, in m_F quadratische Phasenverschiebung ist die Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden für $I_{TP} \neq 0$ nicht mehr konstant und die unterschiedlichen Phasen führen zu einem kollabierenden Interferenzsignal. Dieses lebt jedoch wieder auf, falls die Phasendifferenz benachbarter Teilstrahlen einem ganzzahligen Vielfachen von 2π entspricht. Neben diesem Kollaps und Wiederaufleben des Interferenzsignals kommt es zu weiteren interessanten Effekten wie einer Periodenverdopplung und einem Teil-Wiederaufleben des Signals.

Das erste Wiederaufleben des Signals tritt auf, wenn die Phasendifferenz zwischen den Pfaden mit $m_F = 0$ und $m_F = \pm 2$ gleich 2π und zwischen $m_F = 0$ und $m_F = \pm 4$ gleich 8π ist. Für diesen Fall interferieren alle magnetischen Unterzustände konstruktiv bei Phase Null des zweiten Ramsey-Pulses. Wir beobachten dieses Wiederaufleben bei einer Intensität $I_{TP} = 43 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Verglichen mit dem erwarteten Wert $I_{\text{revival}} = 33 \text{ mW}/\text{cm}^2$ unter Berücksichtigung aller Hyperfein-Zustände tritt das Wiederaufleben erst bei etwas höheren Intensitäten auf. Wir führen dies auf eine 20% Ungenauigkeit in der Kalibrierung der Intensitäten zurück. Bei noch größeren Intensitäten I_{TP} kollabiert das Signal wieder.

Desweiteren beobachten wir ein um π verschobenes Signal bei $I_{TP} = 19 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Man erwartet dieses Signal bei der halben Intensität des zur Beobachtung des Signals für das vollständige Wiederaufleben benötigten Intensität, da für diesen Fall die induzierte Phasendifferenz gleich π zwischen den Zuständen mit $m_F = 0$ und $m_F = \pm 2$ und 4π zwischen den Zuständen $m_F = 0$ und $m_F = \pm 4$ ist. Nur wenn man den zweiten Ramsey-Puls mit einer zusätzlichen Phase von π einstrahlt, interferieren alle magnetischen Unterzustände konstruktiv. Zusätzlich kann man ein Teil-Wiederaufleben des Interferenzsignals beobachten. Dies tritt bei $I_{TP} = 11 \text{ mW}/\text{cm}^2$ auf, wobei die erwartete Amplitude 70% des vollen Signals beträgt.

Aus Abb. 3.7 erkennt man, daß für große Intensitäten I_{TP} die experimentellen Spektren an Kontrast verlieren. Wir führen dies auf eine verbleibende Abhängigkeit der tensoriellen Phasenverschiebung von der Trajektorie der Atome zurück. Obwohl der Strahldurchmesser des TP-Strahls circa fünfmal größer als die transversale Ausdehnung des Atomstrahls ist, verbleiben kleine räumliche Variationen in der Intensität des TP-Strahls über die vertikale Ausdehnung des Atomstrahls. Im Vergleich hierzu sind die Intensitätsgradienten entlang des Atomstrahls relativ klein, da der optische TP-Strahl parallel hierzu eingestrahlt wird. Dadurch werden eventuelle Phasenverschiebungen, hervorgerufen durch eine klassische Kraft aufgrund eines Gradienten entlang des Atomstrahls, um mindestens zwei Größenordnungen unterdrückt. Ein weiterer, wenn auch nicht so gravierender Grund für den reduzierten Kontrast ist die endliche Breite von 18 MHz der selektierten Geschwindigkeitsklasse durch den Detektionsstrahl, die von der Doppler-Verbreiterung herrührt. Da die Lichtverschiebung von der Verstimmung des I_{TP} -Strahls gegenüber der Resonanz und damit von der Dopplerverschiebung abhängt, führt die endliche Breite der Geschwindigkeitsverteilung ebenfalls zu einer Reduktion des Kontrastes bei größeren Lichtintensitäten.

Auf den ersten Blick könnte man argumentieren, daß während des An- und Ausschaltens des I_{TP} -Strahls elektrische Feldgradienten entstehen, die zu einer klassischen Kraft führen. Man kann jedoch zeigen, daß die resultierende Phasenverschiebung um einen Faktor v/c kleiner als die Phasenverschiebung aus Gl. 3.6 ist [Mül95]. Daher kann für Experimente an thermischen Strahlen die durch den Schaltprozeß bedingte Phasenverschiebung vernachlässigt werden. Experimentell haben wir dies überprüft, indem wir die zur Beobachtung eines Wiederauflebens notwendige Laserintensität für unterschiedliche Pulszeiten τ des TP-Lasers bestimmt haben. Hinge die quadratische Phasenverschiebung von Feldgradienten ab, so würde man in Gl. 3.6 statt der Abhängigkeit von dem Produkt $I_{TP} \cdot \tau$ eine Abhängigkeit ausschließlich von I_{TP} erhalten. Die experimentellen Daten bestätigen jedoch, daß die notwendige Laserintensität wie erwartet von $I_{TP} \cdot \tau$ abhängt und damit keine nachweisbare Abhängigkeit von etwaigen Feldgradienten auftritt.

Neben den Experimenten mit fünf magnetischen Unterniveaus haben wir auch Experimente mit nur vier interferierenden magnetischen Unterniveaus durchgeführt. Hierzu wurden die Ramsey-Pulse resonant mit dem $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{1/2}(F'=3)$ Übergang eingestrahlt. Ähnlich dem oben beschriebenen Fall bildet sich ein Dunkelzustand. Dieser setzt sich nun jedoch aus den Zeeman-Unterniveaus des $F=3$ Zustandes mit den ungeraden magnetischen Quantenzahlen m_F zusammen. Die beteiligten Energieniveaus sind im Anhang dieser Arbeit dargestellt. Der Dunkelzustand besteht in diesem Fall aus den vier Zeeman-Unterniveaus $m_F = -3, -1, 1$ und 3 . In analoger Weise untersucht man nun den Einfluß der Lichtverschiebung auf das Signal des Vierstrahl-Interferometers. Dazu werden die Frequenzen der beteiligten Laser entsprechend den atomaren Übergängen eingestellt. Insbesondere wird der Detektionsstrahl zur Messung der Zahl der Atome in $F=3$ resonant mit dem $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=2)$ Übergang eingestrahlt. Da es sich nicht um einen geschlossenen Übergang handelt, maximieren wir die Anzahl der gestreuten Photonen und damit die Größe des Signals, indem wir die Polarisation des Detektionsstrahls mit Hilfe einer Pockelszelle variieren. Diese wird mit einer Radiofrequenzquelle bei einer Frequenz von einigen MHz betrieben. Entsprechende Interferenzsignale sind in Abb. 3.8 gezeigt. Das Signal beim ersten Wiederaufleben (für $I_{TP} = 13.8 \text{ mW/cm}^2$) hat ein sehr viel höheren Kontrast als das entsprechende Signal für den $F=4 \rightarrow F'=4$ Übergang. Die Ursache

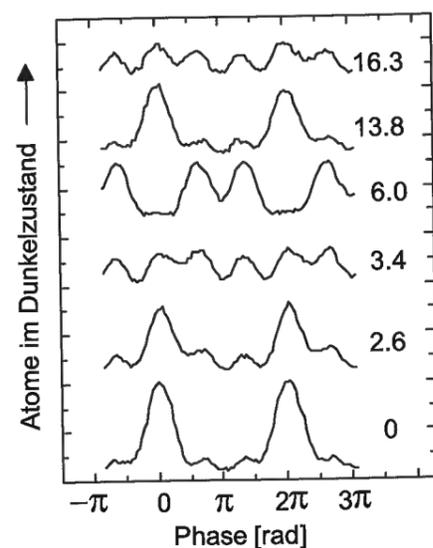


Abb. 3.8: Experimentelle Interferenzsignale für den Dunkelzustand in $F=3$ als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses. Die einzelnen Spektren entsprechen wiederum den in mW/cm^2 angegebenen Intensitäten I_{TP} .

hierfür ist die kleinere Anzahl von beteiligten m_F -Niveaus. Für die vier Niveaus tritt das Wiederaufleben des Signals schon bei einer Phasendifferenz von 2π zwischen einem der beiden zentralen und einem der äußersten Pfade auf. Verglichen mit dem $F=4 \rightarrow F'=4$ Übergang, bei dem der Phasenunterschied zwischen den betrachteten Pfaden beim ersten Wiederaufleben 8π beträgt, erwartet man, daß die räumlichen Intensitätsschwankungen des TP-Strahls über die Breite des Atomsstrahls lediglich einen um einen Faktor vier verminderten Einfluß haben. Dieser Vorteil des besseren Kontrastes beim Wiederaufleben bedingt jedoch gleichzeitig eine weniger interessante Struktur des Interferenzmusters, da durch die kleinere Anzahl an beteiligten m_F -Niveaus der untersuchte Übergang weniger reichhaltig ist.

Mit den beschriebenen Experimenten ist es uns gelungen, einen verallgemeinerten Aharonov-Bohm-Effekt an einer Vielstrahl-Ramsey-Apparatur nachzuweisen. Die Lichtverschiebung, die durch die Wechselwirkung eines gepulsten, nicht-resonanten Lichtfeldes mit dem tensoriellen Beitrag zur atomaren Polarisierbarkeit induziert wird, führt zu einem Kollaps und einem anschließenden Wiederaufleben des Interferenzsignals. Eine klassische Kraft tritt dabei nicht auf. Interessanterweise kann das Experiment auch als eine QND-Messung (quantum non-demolition) der Anzahl der Photonen in dem TP-Lichtfeld interpretiert werden [Bru90]. Aus dem gemessenen Interferenzmuster kann die quadratische Phasenverschiebung bestimmt werden. Mit der Phasenverschiebung hat man ein Maß für die Anzahl der Photonen in dem π -polarisierten TP-Lichtfeld, ohne daß bei dem Meßvorgang die Anzahl dieser Photonen geändert worden wäre. Folglich handelt es sich um eine störungsfreie QND-Messung.

Die Technik der Vielstrahl-Ramsey-Spektroskopie könnte in zukünftigen Experimenten angewandt werden, bei denen nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment (EDM) eines Atoms gesucht wird [Ram95]. In den Experimenten wird ein möglichst großes statisches elektrisches Feld angelegt, um ein eventuell vorhandenes Dipolmoment aufzuspüren. Dabei wird die Differenz des Dipolmomentes zwischen zwei benachbarten Zeeman-Niveaus gemessen. Im Falle der Vielstrahl-Ramsey-Spektroskopie führt bei einem angelegten statischen elektrischen Feld das permanente Dipolmoment zu einer Änderung der Präzessionsfrequenz und damit zu einer Verschiebung des Interferenzmusters. Dadurch ergeben sich neben der besseren Auflösung aufgrund der Messung der Differenz des Dipolmomentes der äußersten m_F -Niveaus Vorteile hinsichtlich systematischer Fehler. Der quadratische Stark-Effekt, der in den meisten EDM-Experimenten zu den größten systematischen Fehlerquellen zählt, führt in dem Vielstrahl-Ramsey-Schema lediglich zu einem Kollaps und Wiederaufleben des Signals, was gut von einer Verschiebung des Interferenzmusters aufgrund des eventuell vorhandenen permanenten Dipolmomentes getrennt werden kann.

4 Dekohärenz am Vielstrahl-Ramsey-Experiment

Im diesem Kapitel wird der Einfluß der Dekohärenz auf das Interferenzsignal eines Vielstrahl-Ramsey-Experiments untersucht. Dabei wird die Dekohärenz durch die selektive Streuung von Photonen an einem von vier interferierenden Pfaden im Experiment kontrolliert. Im Vergleich zu verwandten Dekohärenzexperimenten an Zweistrahl-Interferometern treten neue Effekte auf. So beobachtet man unter geeigneten experimentellen Bedingungen eine Zunahme des Michelson-Interferenzkontrastes mit stärkerer Streuung von Photonen [Mei00b, Mei00c].

Die Gliederung des Kapitels ist wie folgt: Zunächst wird in Kapitel 4.1 die Idee des Experiments beschrieben und das Prinzip der selektiven Photonenstreuung vorgestellt. Daran anschließend wird in Kapitel 4.2 der Einfluß des Dekohärenzprozesses auf das Interferenzmuster berechnet. In Kapitel 4.3 wird der experimentelle Aufbau beschrieben, insbesondere die Unterschiede im Vergleich zu den Experimenten zum verallgemeinerten Aharonov-Bohm-Effekt. Schließlich werden in Kapitel 4.4 die Ergebnisse vorgestellt und deren Konsequenzen auf die Beschreibung von Vielstrahl-Interferenzsignalen diskutiert.

4.1 Idee des Experiments

Durch die Experimente zum Kollaps und Wiederaufleben des Interferenzsignals wurde unsere Aufmerksamkeit auf verwandte Dekohärenzeffekte gelenkt. Insbesondere interessierte uns die Fragestellung, in welcher Art und Weise sich der Interferenzkontrast verhält, wenn man kontrolliert einen der Pfade eines Vielstrahl-Ramsey-Interferometers beobachtet und damit einen Dekohärenzprozeß gezielt für diesen Pfad einführt.

Die Quantenmechanik lehrt uns, daß mikroskopische Systeme in einer kohärenten Überlagerung von zwei oder mehr Eigenzuständen, wie z.B. unterschiedlichen räumlichen Positionen, existieren können. Jeder Versuch jedoch, den Eigenzustand des Teilchens zu messen, hinterläßt seine Spuren bezüglich des Zustands des Teilchens. So beschäftigen sich viele Gedankenexperimente zum Welle-Teilchen-Dualismus aus den frühen Jahren der Quantenmechanik mit dieser Thematik [Whe83]. Feynman diskutiert in seinem Lehrbuch zur Quantenmechanik diesen Dualismus für ein Elektronen-Wellenpaket am Doppelspalt [Fey65]. Dabei passiert ein Elektronen-Wellenpaket den Doppelspalt und das zugehörige Signal wird mit einem geeigneten Detektor, der in einiger Entfernung zum Doppelspalt po-

sitioniert ist, aufgezeichnet. Besitzt man keinerlei Information, durch welchen der beiden Spalte das Elektron sich zum Detektor bewegt hat, so beobachtet man ein sinusförmiges Interferenzmuster, welches die Wellennatur des Elektrons widerspiegelt. Falls es einem jedoch gelingt, eine beliebige Weginformation über das Elektron zu erhalten, zerstört man das Interferenzmuster und die Teilchennatur tritt zu Tage. Dabei ist es unwichtig, ob man diese Information ausliest oder nicht; allein die prinzipielle Möglichkeit hierzu reicht aus. Solch eine Weginformation kann beispielsweise durch die Streuung eines Photons an einem der zwei möglichen Wege des Elektrons erhalten werden. Die Photonenstreuung führt zu einer Kopplung des quantenmechanischen Systems an die vielen Freiheitsgrade der Umgebung. Da man nicht in der Lage ist, die Umgebung oder auch alle anderen makroskopischen Systeme quantenmechanisch komplett zu beschreiben, muß man über ihre Freiheitsgrade mitteln. Dadurch zerfallen die kohärenten Überlagerungszustände in klassische Wahrscheinlichkeitsverteilungen. Alternativ kann man dies ausdrücken, indem man sagt, die Position und die Geschwindigkeit des Elektrons seien komplementäre Größen.

Viele dieser Gedankenexperimente wurden während der letzten Jahre und Jahrzehnte wieder aufgegriffen und in die Realität umgesetzt. Dabei erwiesen sich neutrale Atome als geeignete Kandidaten, um Fragestellungen zum Welle-Teilchen-Dualismus und zur Quantendekohärenz experimentell zu klären [Pfa94, Dür98]. Insbesondere ist man daran interessiert, welche Rolle Dekohärenzeffekte beim Übergang von quantenmechanischen, mikroskopischen Systemen zu klassischen, makroskopischen Systemen spielen [Zur91]. Wie in Kapitel 3 beschrieben, besitzen wir mit dem Vielstrahl-Ramsey-Experiment ein System, bei dem je nach gewähltem atomarem Übergang vier oder fünf Teilstrahlen zum Interferenzsignal beitragen. Durch Photonenstreuung an einem der Pfade sollte es möglich sein, kontrollierte Dekohärenz einzuführen.

Betrachten wir den in Abb. 4.1 dargestellten Cäsium $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{1/2}(F'=3)$ Übergang. In einem äußeren Magnetfeld ist die Entartung der sieben magnetischen Unterebenen des $F=3$ Zustandes aufgehoben. Wie im vorhergehenden Kapitel pāparieren wir mit einem ersten Ramsey-Puls einen Dunkelzustand bestehend aus den ungeradzahligen m_F -Unterebenen $|g_{-3}\rangle$, $|g_{-1}\rangle$, $|g_1\rangle$ und $|g_3\rangle$. Vor dem zweiten Ramsey-Puls wollen wir nun Photonen an dem Zustand $|g_3\rangle$ streuen. Dazu überführen wir mit einem Mikrowellen π -Puls die Population des $|g_3\rangle$ -Zustandes vollständig in den $6S_{1/2}(F=4, m_F=4)$ Zustand. Anschließend streuen wir mit einem auf dem geschlossenen $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ Übergang resonanten Lichtfeld Photonen an dem neu besetzten Zustand. Nach dem Photonenstreuungsprozeß befinden sich die Atome wieder in dem Zustand $6S_{1/2}(F=4, m_F=4)$, aus dem sie mit einem zweiten Mikrowellen π -Puls vollständig in den $6S_{1/2}(F=3, m_F=3)$ Zustand zurücktransferiert werden. Folglich be-

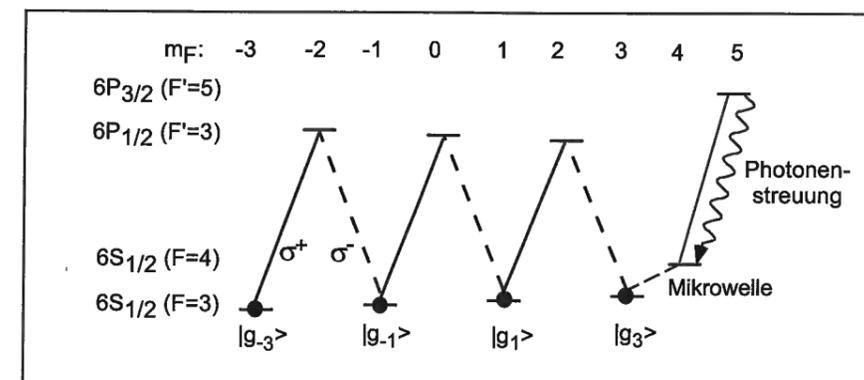


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der relevanten Energieniveaus von atomarem Cäsium. Der Dunkelzustand besteht aus einer Überlagerung der ungeraden m_F -Niveaus des $F=3$ Zustandes. Die $|g_3\rangle$ -Komponente dieses Dunkelzustandes wird mit einem Mikrowellenpuls in den oberen Hyperfeinzustand transferiert. An diesem werden selektiv Photonen gestreut.

finden sich die Atome nach den Mikrowellenpulsen und der Photonenstreuung wieder in ihren ursprünglichen Niveaus, lediglich am Zustand $6S_{1/2}(F=3, m_F=3)$ wurden selektiv Photonen gestreut. Schließlich projizieren wir die Atome mit einem zweiten Ramsey-Puls erneut auf den Dunkelzustand und bestimmen anschließend die Anzahl der sich im Dunkelzustand befindenden Atome analog zum vorangegangenen Kapitel.

4.2 Einfluß der Dekohärenz

In diesem Kapitel wird der Einfluß des Dekohärenzprozesses auf das Vielstrahl-Ramsey-Interferenzsignal berechnet. Wird Licht am N -ten Pfad eines N -Strahl-Interferometers gestreut, so zerstört man die Kohärenz dieses Pfades mit den übrigen. Folglich kann dieser Pfad nur noch in inkohärenter Weise zum Signal beitragen. Dies führt zu einer Reduktion des Signals auf ein $(N-1)$ -Strahl-Interferenzsignal. Der inkohärente Untergrund vom N -ten Pfad verringert den Kontrast dabei zusätzlich.

Um ein Interferenzsignal mit teilweiser Kohärenz zu berechnen, benötigt man die Dichtematrix für das betrachtete System. Dazu schreiben wir die Wellenfunktion aus Gl. 3.1 als

$$|\Psi_{\text{atom}}\rangle = |\Psi_{\text{part}}\rangle + c_N |g_N\rangle \quad (4.1)$$

wobei $|\Psi_{\text{part}}\rangle = \sum_{n=1}^{N-1} c_n |g_{2n-(N+1)}\rangle$ den Beitrag der $(N-1)$ Pfade beschreibt und $c_N |g_N\rangle$ den Beitrag des N -ten Pfades. Führt man einen dekohärenten Prozeß ein (in unserem Falle

die selektive Photonenstreuung an dem N -ten Pfad), so kann dies als Kopplung des Atoms an einen Detektorzustand beschrieben werden [Wal94]. Wir behandeln den Wegdetektor als quantenmechanisches System, das sich anfänglich in einem reinen Zustand befindet. Die Wellenfunktion nach der Kopplung ist gegeben durch

$$|\Psi\rangle = |\Psi_{\text{part}}\rangle |D_2\rangle + c_N |g_N\rangle |D_1\rangle, \quad (4.2)$$

wobei $|D_2\rangle = |0\rangle$ einem Zustand ohne gestreuten Photonen entspricht und $|D_1\rangle = a|D_2\rangle + \sqrt{1-a^2}|D_{\perp 2}\rangle$. Dabei beschreibt $|D_{\perp 2}\rangle$ einen Überlagerungszustand bestehend aus Zuständen des Kontinuums der Photonenzustände der Umgebung, der einer Streuung von einem oder mehreren Photonen entspricht. Die Zustände $|D_2\rangle$ und $|D_{\perp 2}\rangle$ sind orthogonal, d.h. $\langle D_2 | D_{\perp 2} \rangle = 0$. Die Kopplungsstärke a an die Umgebung ergibt sich aus dem Überlapp der zwei Detektorzustände

$$\langle D_2 | D_1 \rangle = a. \quad (4.3)$$

Für den Fall $a = 1$ wurden keine Photonen gestreut und die volle Kohärenz bleibt erhalten. Der Fall $a = 0$ hingegen entspricht einer vollständigen Kopplung des N -ten Pfades an das Kontinuum und damit einem lediglich inkohärenten Beitrag dieses Pfades zum Interferenzsignal. Die Werte $0 < a < 1$ entsprechen Signalen mit partieller Kohärenz des N -ten Pfades.

Die Dichtematrix ρ_{atom} des quantenmechanischen Zustandes kann man berechnen, indem man die Spur über die Freiheitsgrade der Photonen bildet. Hieraus ergibt sich

$$\begin{aligned} \rho_{\text{atom}} &= \text{Tr}(|\Psi\rangle\langle\Psi|) \\ &= |\Psi_{\text{part}}\rangle\langle\Psi_{\text{part}}| + a \left(c_N |g_N\rangle\langle\Psi_{\text{part}}| c_N^* |\Psi_{\text{part}}\rangle\langle g_N| \right) \\ &\quad + |c_N|^2 |g_N\rangle\langle g_N|. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Indem man die Spur berechnet und damit die Weginformation in den gestreuten Photonen vernachlässigt, wird der reine Zustand zu einem gemischten Zustand. Die physikalische Ursache hierfür ist die Photonenstreuung. Mit $|\Psi_D(T)\rangle$ als dem Dunkelzustand zur Zeit T und $\varphi = \varphi(T) = (\omega_+ - \omega_- - \omega_A)T + \theta$ (siehe Gl. 3.4) ergibt sich das Interferenzsignal als

$$I(\varphi) = \langle\Psi_D(T)|\rho_{\text{atom}}|\Psi_D(T)\rangle. \quad (4.5)$$

Hieraus ergibt sich

$$I(\varphi) = I_{\text{part}}(\varphi) + a I_{N \leftrightarrow \{1,2,\dots,N-1\}}(\varphi) + |c_N|^4. \quad (4.6)$$

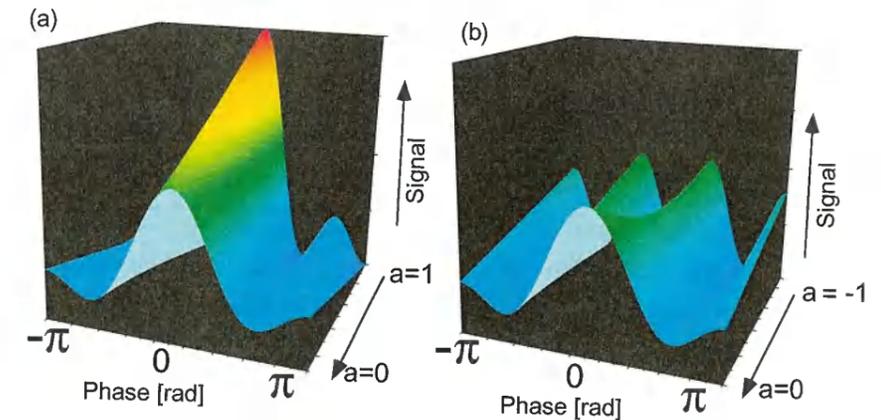


Abb. 4.2: Theoretisches Interferenzsignal eines Vierstrahl-Interferometers (a) mit konstanter Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden und (b) mit einer zusätzlichen Phase von π in einem der äußeren Pfade. Aufgetragen ist die Anzahl der Atome im Dunkelzustand sowohl als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses als auch der Kopplungsstärke an die Umgebung. Um Übereinstimmung mit dem Experiment zu gewährleisten, wurden die Interferenzsignale unter der Annahme berechnet, daß die interferierenden Wahrscheinlichkeitsamplituden der zwei äußeren Pfade um einen Faktor $5/3$ höher als die Amplituden der zwei inneren Pfade sind.

Dabei entspricht $I_{\text{part}}(\varphi)$ einem Interferenzsignal mit $(N-1)$ Pfaden und $I_{N \leftrightarrow \{1,2,\dots,N-1\}}(\varphi)$ dem Signal von der Interferenz von Pfad N mit den Pfaden $1, 2, \dots, N-1$, deren Beitrag mit a skaliert. Durch den Term $|c_N|^4$ wird der zweite Beitrag modifiziert. Im einfachsten Fall $a = 0$ führt er zu einem inkohärenten Untergrund von Pfad N . Dies entspricht der Situation, für die alle Kohärenzen in der Dichtematrix, die zu dem N -ten Pfad gehören, verschwinden. Für unsere experimentell realisierte Situation mit $N = 4$ entspricht der erste Beitrag einem Dreistrahlbeitrag der Pfade $m_F = -3, m_F = -1$ und $m_F = 1$, der zweite Beitrag ist durch die Interferenz des Pfades $m_F = 3$ mit jeweils einem der anderen gegeben und der letzte Beitrag nur durch den $m_F = 3$ Pfad. In Abb. 4.2(a) ist ein berechnetes Interferenzsignal für $N = 4$ mit variabler Kopplung a an die Umgebung gezeigt. Aufgetragen ist die Anzahl der Atome im Dunkelzustand sowohl als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses als auch als Funktion der Stärke der Kopplung. Für den Fall perfekter Isolation von der Umgebung, d.h. keiner Photonenstreuung an dem vierten Pfad, ist $a = 1$ und man erhält ein Vierstrahl-Interferenzsignal mit gutem Kontrast und schmalen Interferenzmaxima. Für zunehmende Werte von a , d.h. mit zunehmender Kopplung an die Umgebung, nimmt der Kontrast ab und die Breite der Maxima zu, bis

man für $a = 0$ ein reines Dreistrahl-Interferenzsignal mit zusätzlichem Hintergrund von dem vierten, inkohärenten Pfad erhält.

Eine völlig andere Situation ergibt sich für den Fall, daß der vierte Pfad zusätzlich um π phasenverschoben wurde. Das resultierende Interferenzsignal ist in Abb. 4.2(b) dargestellt. Alle Interferenzterme, an denen der vierte Pfad beteiligt ist, ändern ihr Vorzeichen aufgrund der destruktiven Interferenz. In Gl. 4.6 geht der zweite Term proportional a dann mit negativem Vorzeichen ein. Folglich entspricht der Fall keiner Photonenstreuung $a = -1$. Anschaulich gesprochen interferiert der vierte Pfad aufgrund seiner Phasenverschiebung um π destruktiv mit den anderen Pfaden. Charakteristisch für diesen Fall ist die kleine Amplitude und das Minimum des Interferenzsignals bei Phase Null, was einem invertierten Kontrast entspricht. Streut man nun Photonen an diesem Pfad, so wird die destruktive Interferenz des vierten Pfades mit den drei anderen mit zunehmender Stärke der Photonenstreuung mehr und mehr durch einen lediglich inkohärenten Beitrag zum Signal ersetzt. Wie man Abb. 4.2(b) entnimmt, entspricht der geschilderte Fall einer Situation, in der der Interferenzkontrast mit zunehmender Photonenstreuung zunimmt. Für den Grenzfall $a = 0$ erhält man dasselbe Signal wie in Abbildung (a). Ein solches Verhalten ist in Zweistrahl-Interferometern unbekannt.

4.3 Experimenteller Aufbau

Wiederum ist die Grundlage des Experiments eine Vielstrahl-Ramsey-Anordnung, die auf einer zweimaligen Projektion auf einen geschwindigkeitsunabhängigen Dunkelzustand basiert. Folglich ähnelt der experimentelle Aufbau dem Aufbau aus Kapitel 3.3. Neu ist die experimentelle Realisierung der selektiven Kopplung einer der interferierenden Pfade an die Umgebung. Die wichtigsten Komponenten des Aufbaus sind in Abb. 4.3 in vereinfachter Weise dargestellt.

Die selektive Kopplung an die Umgebung wird implementiert, indem wir eine Pulssequenz bestehend aus einem Mikrowellen π -Puls, einem Lichtpuls zur Photonenstreuung und schließlich einem zweiten Mikrowellen π -Puls verwenden. Abb. 4.1 entnimmt man, daß dadurch an dem $|g_3\rangle$ -Pfad selektiv Photonen gestreut werden können. Hierbei ist zu beachten, daß das zweimalige Anwenden eines Mikrowellen π -Pulses zu einer Phasenverschiebung des transferierten Pfades von π führt. Diese Phasenverschiebung können wir durch Addition von π zur Phase des zweiten Mikrowellenpulses kompensieren. Führen wir dies aus, so besitzen benachbarte Pfade einen konstanten Phasenunterschied. Unterlassen wir die Addition, so ist der transferierte Pfad um π phasenverschoben gegenüber den restlichen.

4.3. Experimenteller Aufbau

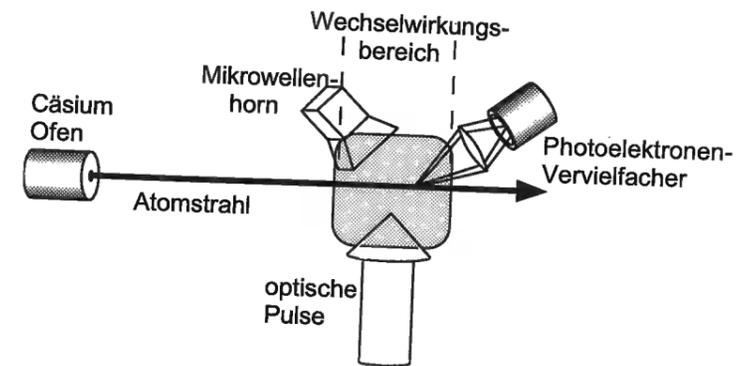


Abb. 4.3: Schematischer Überblick über den experimentellen Aufbau.

Für die Experimente zur kontrollierten Dekohärenz verwenden wir ausschließlich die Projektion auf den Dunkelzustand verbunden mit dem $6S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6P_{1/2}(F' = 3)$ Übergang. Dieser Dunkelzustand besteht aus der kohärenten Überlagerung der $m_F = -3, m_F = -1, m_F = 1$ und $m_F = 3$ Unterzustände. Es handelt sich also in der Ausgangssituation um ein Vierstrahl-Interferenzexperiment. Die zur Kopplung des $m_F = 3$ Pfades an die Umgebung benötigten Mikrowellenpulse werden mittels einer Mikrowellenantenne eingestrahlt, die an einen entsprechenden Radiofrequenzgenerator angeschlossen ist. Die Antenne befindet sich außerhalb des Vakuumsystems. Daher werden die mit dem $6S_{1/2}(F = 3, m_F = 3) \rightarrow 6S_{1/2}(F = 4, m_F = 4)$ Übergang resonanten Mikrowellenpulse durch ein Fenster eingestrahlt. Der erste Puls wird kurz nach dem ersten, der zweite Puls kurz vor dem zweiten Ramsey-Puls eingestrahlt. Zur Veranschaulichung ist der zeitliche Ablauf der gesamten Pulssequenz in Abb. 4.4 dargestellt.

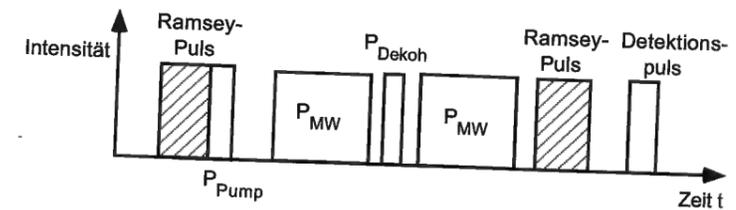


Abb. 4.4: Zeitlicher Ablauf des Experiments. Der optische Puls zur selektiven Photonenstreuung P_{Dekoh} wird zeitlich zwischen den zwei Mikrowellenpuls eingestrahlt. Diese wiederum befinden sich zwischen den zwei Ramsey-Puls.

Die Mikrowellenpulse haben eine Länge von $20 \mu s$, die zwei Ramsey-Pulse eine Länge von

jeweils $15 \mu\text{s}$. Um eine klare energetische Trennung der magnetischen Unterniveaus zu garantieren, liegt in der Wechselwirkungszone ein Magnetfeld der Größe 0.54 G entlang der Ausbreitungsrichtung der optischen Pulse an. Die Kopplung des $m_F = 3$ Pfades an die Umgebung wird realisiert, indem man den zusätzlichen, σ^+ -polarisierten Lichtpuls P_{Dekoh} in Resonanz mit dem $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 5)$ Übergang einstrahlt. Als Quelle dient der Ti:Saphir Laser, aus dem auch die Ramsey-Pulse abgeleitet werden. Die Pulsform wird über einen im gepulsten Modus betriebenen akusto-optischen Modulator eingestellt, der gleichzeitig eine Feinabstimmung der Frequenz erlaubt. Schließlich wird der Puls mit den Ramsey-Pulsen räumlich überlagert. Die Einstrahlung erfolgt zeitlich zwischen den Mikrowellenpulsen.

Um sicherzustellen, daß der Zustand $6S_{1/2}(F = 4, m_F = 4)$ vor dem Dekohärenzprozeß vollständig entleert ist, strahlen wir während und kurz nach dem ersten Ramsey-Puls zusätzlich σ^- -polarisiertes Licht resonant mit dem $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 4)$ Übergang ein. Auch dieser Lichtpuls P_{Pump} wird von dem Ti:Saphir Laser gewonnen und nach dem Durchlaufen eines akusto-optischen Modulators mit den Ramsey-Pulsen räumlich überlagert.

4.4 Ergebnisse

Zur genauen Bestimmung der Auswirkungen der Dekohärenz auf das Interferenzsignal muß sichergestellt werden, daß der Lichtpuls P_{Dekoh} an sich keinen unerwünschten Einfluß auf das Signal hat. Insbesondere galt es zu überprüfen, ob der Puls durch optisches Pumpen innerhalb des $6S_{1/2}(F = 4)$ Zustandes zu einer ungewollten Besetzung des $m_F = 4$ Unterniveaus führt. Eine zusätzliche Population in diesem Unterniveau würde zu einem störenden inkohärenten Hintergrund des Interferenzsignals führen. Die entsprechende Analyse wurde mit der Aufnahme geeigneter Mikrowellenspektren durchgeführt.

Mikrowellenspektren

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, erzeugen wir durch den ersten Ramsey-Puls einen kohärenten Überlagerungszustand bestehend aus unterschiedlichen magnetischen Unterniveaus des $6S_{1/2}(F = 3)$ Zustandes. Wenn man während und kurz nach diesem ersten Ramsey-Puls kein Rückpumplicht anlegt, erwartet man, daß ein Großteil der Atome im oberen Hyperfeinniveau $F = 4$ endet. Nur die Atome, die in den Dunkelzustand gepumpt werden, enden im $F = 3$ Zustand. Dabei setzt sich die Population in $F = 4$ aus Atomen zusammen, die ursprünglich in diesem Niveau waren und jenen, die durch den Ramsey-Puls in dieses Niveau gepumpt wurden. Um die Besetzungen in den einzelnen m_F -Niveaus des $F = 4$ Hyperfeinzustandes zu messen, haben wir eine Reihe von Mikrowellenspektren nach dem

4.4. Ergebnisse

ersten Ramsey-Puls aufgenommen. Dazu strahlten wir einen Mikrowellenpuls ein, dessen Frequenz wir über die einzelnen Übergänge zwischen den beiden Hyperfeinniveaus $F=3$ und $F=4$ verstimmten. Anschließend regten wir die Atome im $F=3$ Niveau mit dem Detektionstrahl an und registrierten die resultierende Fluoreszenz. In Abb. 4.5(a) ist ein Spektrum gezeigt, das ohne Rückpumplicht aufgenommen wurde. Aufgetragen ist Zahl der Atome als Funktion der eingestrahnten Mikrowellenfrequenz. Die einzelnen Peaks entsprechen der jeweiligen Besetzung der unterschiedlichen Zeeman-Unterniveaus des $F = 4$ Zustandes. Wie erwartet, beobachtet man 15 mögliche Übergänge zwischen den einzelnen Zeeman-Niveaus. Die Mikrowellenleistung wurde dabei so gewählt, daß das Signal

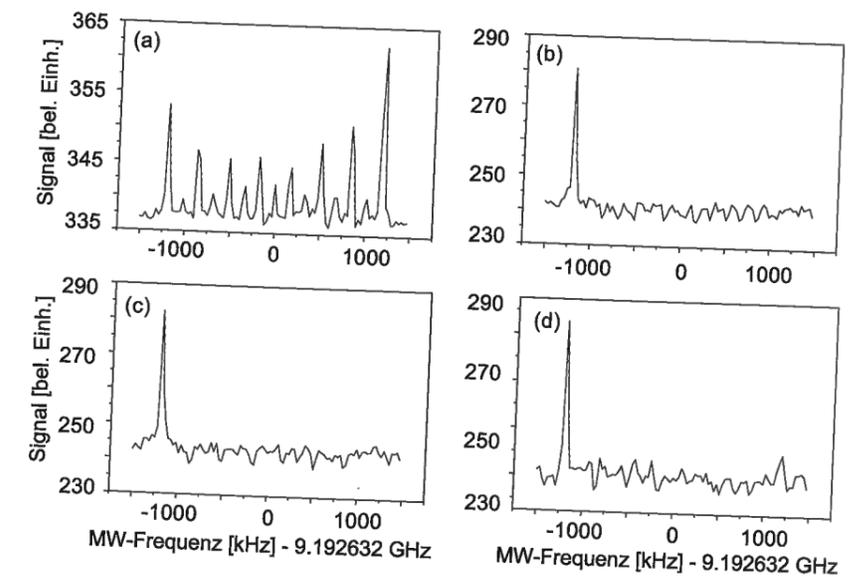


Abb. 4.5: Mikrowellenspektrum mit angelegtem Magnetfeld für verschiedene Leistungen I_{Dekoh} des Lasers zur Photonenstreuung. Aufgetragen ist das Fluoreszenzsignal von Atomen, die in das untere Hyperfeinniveau transferiert wurden als Funktion der angelegten Mikrowellenfrequenz. Aus den Spektren kann man die Besetzung der verschiedenen Zeeman-Unterniveaus des oberen $F = 4$ Hyperfeingrundzustandsniveaus ableiten. Die Spektren wurden aufgenommen mit (a) kein Rückpumplicht und kein Laser zur Photonenstreuung, (b) mit Rückpumplicht, (c) mit Rückpumplicht und $I_{\text{Dekoh}} = 0.28 \text{ mW}$ und (d) mit Rückpumplicht und mit $I_{\text{Dekoh}} = 1.66 \text{ mW}$.

des $(F = 3, m_F = 3) \rightarrow (F = 4, m_F = 4)$ Übergangs maximale Größe aufweist. Diesem Übergang entspricht der Peak mit der höchsten Mikrowellenfrequenz ganz rechts in der Abbildung. Für die anderen Übergänge wurden die Leistungen nicht optimiert, was mit den unterschiedlichen Übergangsstärken die unterschiedliche Größe der Peaks erklärt. Für

das Spektrum in Abbildung (b) wurde zusätzlich das mit dem $F = 4 \rightarrow F' = 4$ Übergang resonante σ^- -polarisierte Rückpumplicht eingestrahlt. Dieses Licht bewirkt, daß die Atome in den ($F = 4, m_F = -4$) Zustand gepumpt werden, da dieser Zustand für das σ^- -polarisierte Licht ein Dunkelzustand darstellt. In dem Spektrum erscheint seine Besetzung als Peak bei der niedrigsten Mikrowellenfrequenz ganz links in der Abbildung. Alle anderen Übergänge sind nicht mehr detektierbar, d.h. die Besetzung der entsprechenden m_F -Unterniveaus ist verschwindend klein.

Für die Spektren in den Abb. 4.5(c) und (d) haben wir zusätzlich den σ^+ -polarisierten Lichtpuls für die Photonenstreuung angelegt, um zu überprüfen, ob dieser Puls Atome in andere Zeeman-Untersubzustände transferiert. Für kleine Leistungen beobachten wir kein optisches Pumpen in andere Zeeman-Niveaus. In Abb. 4.5(c) betrug die Leistung $I_{\text{Dekoh}} = 0.28$ mW bei einer Pulslänge von $12 \mu\text{s}$. Wegen der relativ kleinen Clebsch-Gordan Koeffizienten für σ^+ -polarisiertes Licht für Übergänge ausgehend von negativen Zeeman-Niveaus wird das optische Pumpen zwischen diesen Niveaus unterdrückt. Beispielsweise ist der ($F = 4, m_F = -4$) \rightarrow ($F' = 5, m_F = -3$) Übergang um einen Faktor 45 schwächer als der zyklische Übergang ($F = 4, m_F = 4$) \rightarrow ($F' = 5, m_F = 5$). Für höhere Leistungen tritt optisches Pumpen natürlich dennoch auf. In Abb. 4.5(d) ist ein Spektrum für $I_{\text{Dekoh}} = 1.66$ mW bei gleicher Pulslänge gezeigt. Ein kleines Signal, verursacht durch optisches Pumpen, ist bei $m_F = 4$ zu erkennen. Für die Aufnahme der Interferenzsignale mit dem zusätzlichen Lichtpuls P_{Dekoh} verwendeten wir daher nur Leistungen, die deutlich kleiner als 1.66 mW waren.

Kontrollierte Photonenstreuung

Nach der Bestimmung der maximal erlaubten Leistung für den Lichtpuls P_{Dekoh} führten wir die eigentlichen Interferenzexperimente durch. In Abb. 4.6 ist zunächst ein Interferenzsignal des Vierstrahl-Ramsey-Experiments gezeigt, bei dem der Lichtpuls P_{Dekoh} noch nicht eingestrahlt wurde. Aufgetragen ist wiederum die Zahl der Atome im Dunkelzustand nach dem zweiten Ramsey-Puls als Funktion der Phase des zweiten Pulses. Die Pulsdauer der beiden Ramsey-Pulse betrug jeweils $15 \mu\text{s}$, der Abstand zwischen den Pulsen $T = 68 \mu\text{s}$. Man beobachtet ein scharfes Interferenzmuster mit den für ein Vierstrahl-Experiment charakteristischen zwei Nebenmaxima. Auch die Breite der Maxima des Vierstrahlsignals liegt mit $0.22 \cdot 2\pi$ (theoretischer Wert $0.21 \cdot 2\pi$) noch deutlich unter der Breite von $0.50 \cdot 2\pi$ eines Zweistrahlensignals. In der dreidimensionalen Darstellung aus Abb. 4.2(a) entspricht das Spektrum dem Wert $a = 1$ auf der entsprechenden Achse. Der Untergrund des experimentellen Signals kommt von dem σ^- -polarisierten Rückpumplicht, das während und kurz nach dem ersten Ramsey-Puls eingestrahlt wird.

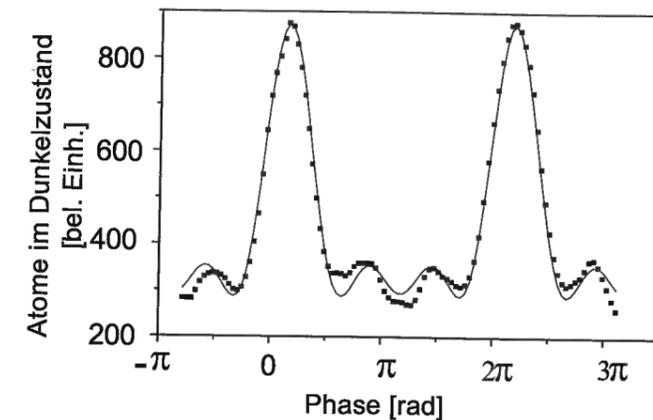


Abb. 4.6: Vierstrahl-Interferenzsignal für den Dunkelzustand in $F = 3$ als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses. Das Spektrum wurde aufgenommen mit konstanter Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden. An die experimentellen Werte wurde ein theoretisches Modell angepaßt, das die Gewichte der einzelnen Beiträge zur Interferenz berücksichtigt (durchgezogene Linie). Die Hauptmaxima sind leicht von Phase 0 und 2π verschoben, da die Frequenzdifferenz der Ramsey-Pulse nicht exakt mit der Differenz zwischen den Zeeman-Unterniveaus übereinstimmt.

Verwendet man die gesamte Pulssequenz aus Abb. 4.4, d.h. man streut zusätzlich Photonen an einem der interferierenden Wege, so erhält man die in Abb. 4.7 gezeigten Interferenzsignale. In Abbildung (a) ist die Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden konstant. Für die Aufnahme der durchgezogenen Linie wurden keine Photonen an einem der Pfade gestreut. Das beobachtete Spektrum entspricht dem Signal aus Abb. 4.6. Strahlt man nun zusätzlich den Puls P_{Dekoh} ein, beobachten wir folgende Signale: Für einen $4 \mu\text{s}$ langen Puls das gestrichelte Spektrum, für einen $6 \mu\text{s}$ langen Puls das gepunktete Spektrum und für einen $9 \mu\text{s}$ langen Puls das strich-gepunktete Spektrum. Wie man klar erkennt, verliert das Interferenzsignal mit zunehmender Pulsdauer an Kontrast. Dieses Verhalten entspricht weitgehend dem Verhalten von Zweistrahl-Interferometern unter gleichen Bedingungen. Jedoch geht der Kontrast des Vierstrahl-Interferenzsignals selbst für starke Photonenstreuung nicht auf Null zurück, da die drei nicht-beobachteten Pfade weiterhin kohärent interferieren. Zusätzlich beobachtet man, daß die Breite der Hauptmaxima für zunehmende Kopplungsstärke leicht zunimmt und das Signal mehr und mehr einem Dreistrahl-Interferenzsignal ähnelt.

In Abb. 4.7(b) sind nun Spektren gezeigt, für die die π -Phasenverschiebung des $m_F = 3$

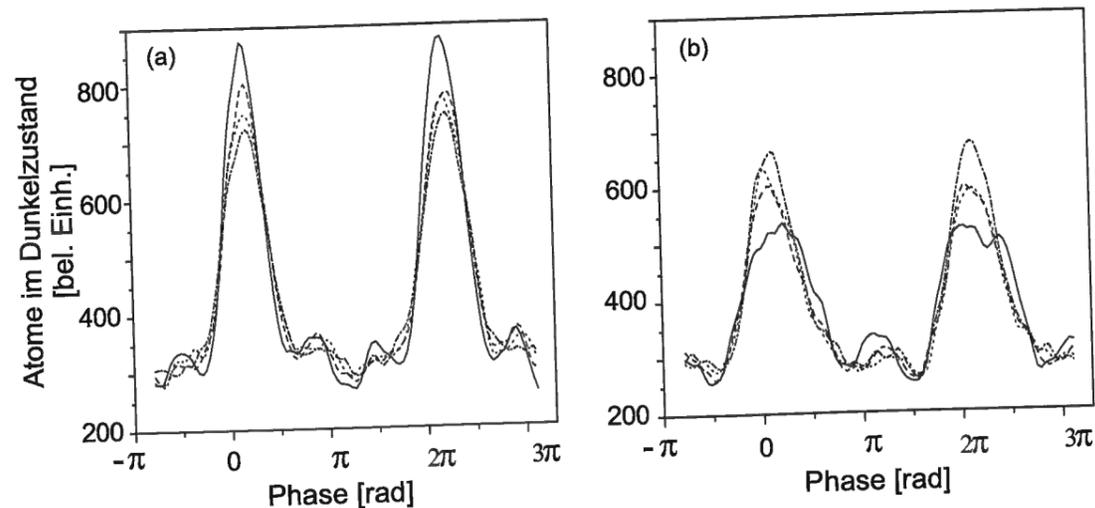


Abb. 4.7: Experimentelle Vielstrahl-Interferenzsignale als Funktion der Phase des zweiten Ramsey-Pulses. Die unterschiedlichen Spektren entsprechen unterschiedlichen Längen des optischen Pulses P_{Decoh} : ohne optischen Puls (durchgezogen), mit einem $4 \mu\text{s}$ langen optischen Puls (gestrichelt), mit einem $6 \mu\text{s}$ langen optischen Puls (gepunktet) und mit einem $9 \mu\text{s}$ langen optischen Puls (strichgepunktet). (a) Spektrum gemessen mit konstanter Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden. Der Kontrast des Interferenzsignals nimmt mit zunehmender Pulsdauer ab. (b) Zusätzlich ist ein Phasenschub von π für $m_F = 3$ angelegt. Die Spektren sind für dieselben Wechselwirkungszeiten gezeigt. Wie man klar erkennt, nimmt hier der Kontrast mit zunehmender Pulsdauer zu.

Pfades nicht kompensiert wurde. Dieser Situation entspricht das theoretische Signal aus Abb. 4.2(b). Ohne Photonenstreuung (durchgezogenes Spektrum) ist der Kontrast deutlich geringer als der Kontrast des entsprechenden Spektrums aus Abbildung (a). Streut man hingegen Photonen an dem $m_F = 3$ Pfad, so nimmt der Kontrast zu. Analog zu den Spektren in Abbildung (a) entspricht das gestrichelte Spektrum einer Pulslänge von $4 \mu\text{s}$, das gepunktete Spektrum einer Pulslänge von $6 \mu\text{s}$ und das strichgepunktete Spektrum einer Pulslänge von $9 \mu\text{s}$. Dieses auf den ersten Blick überraschende Verhalten kann anschaulich dadurch erklärt werden, daß die destruktive Interferenz des $m_F = 3$ Pfades mit den anderen Pfaden mehr und mehr durch einen lediglich inkohärenten Beitrag zum Signal ersetzt wird. Für starke Photonenstreuung erwartet man für die beiden Fälle mit und ohne Phasenverschiebung im $m_F = 3$ Pfad dieselben Interferenzmuster. Vergleicht man die Spektren für die $12 \mu\text{s}$ langen Pulse in den Abbildungen (a) und (b), so beobachtet

man dieses Verhalten qualitativ.

Eine quantitative Analyse der Interferenzsignale zeigt, daß die Signale gegenüber den berechneten Signalen um 5-10% verbreitert sind. Dies führen wir auf Inhomogenitäten im Magnetfeld zurück. Zudem verursacht die endliche Transfereffizienz der Mikrowellen π -Pulse (70%) Abweichungen vom theoretischen Signal. Diese treten verstärkt für negative Werte von a auf, da man hier die beiden Mikrowellenpulse mit gleicher Phase einstrahlt. Für positive Werte von a ist der zweite Mikrowellenpuls um π phasenverschoben und eventuelle Abweichungen der Pulsflächen von einem idealen π -Puls heben sich gegenseitig größtenteils auf. Für die durchgeführten Experimente war die Effizienz der Pulse durch Inhomogenitäten im eingestrahlten Mikrowellenfeld limitiert. Ein einfaches Modell zeigt, daß der endlichen Effizienz Rechnung getragen werden kann, indem man effektive Werte für den Parameter a mit $|a| \leq 1$ annimmt. Die experimentelle realisierte Situation entspricht in diesem Modell Parameterwerten von $a = -0.4$ bis $a = 1$.

Um die experimentellen Ergebnisse genauer zu analysieren, haben wir die Interferenzmuster für diverse Pulslängen τ_{Dekoh} aufgenommen und den Interferenzkontrast untersucht. Bei der Analyse stößt man auf das Problem, daß die Definition des Kontrastes für ein Vielstrahl-Interferometer nicht eindeutig ist. Unter anderem wurden Kontrastdefinitionen, die auf Autokorrelationsfunktionen beruhen, eingeführt [Ste89]. Diese erlauben eine quantitative Beschreibung von Signalen mit negativem Kontrast. Das theoretische Signal in Abb. 4.2(b) für $a = -1$ hat zwar einen negativen Kontrast, jedoch haben all unsere experimentellen Signale bei Phase Null ein Maximum und zeigen keine Kontrastinversion. Wie oben erläutert, rührt das Fehlen solch einer Kontrastinversion in den experimentellen Spektren von der endlichen Transfereffizienz der Mikrowellen π -Pulse her. Daher haben wir die experimentellen Spektren mit der gebräuchlichen Kontrastdefinition von Michelson analysiert. Diese ist gegeben durch

$$c_M = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}, \quad (4.7)$$

wobei I_{max} (I_{min}) den maximalen (minimalen) Wert des Interferenzsignals bezeichnet. In Abb. 4.8(a) ist der Kontrast c_M als Funktion der Pulsdauer τ_{Dekoh} für konstante Phasendifferenz zwischen den einzelnen Pfaden aufgetragen (Quadrate). An die Daten wurde ein theoretisches Modell basierend auf Gl. 4.4 angepaßt (durchgezogene Linie). Das Modell berücksichtigt die endliche Transfereffizienz der Mikrowellenpulse, den Hintergrund verursacht durch das Rückpumplicht und eine Verbreiterung der Interferenzstreifen. Wie schon qualitativ aus Abb. 4.7(a) hervorgeht, nimmt der Kontrast mit zunehmender Zahl der gestreuten Photonen an dem $m_F = 3$ Pfad ab. Ist jedoch der $m_F = 3$ Pfad um π phasenverschoben, so beobachtet man das gegenteilige Verhalten und der Kontrast nimmt zu

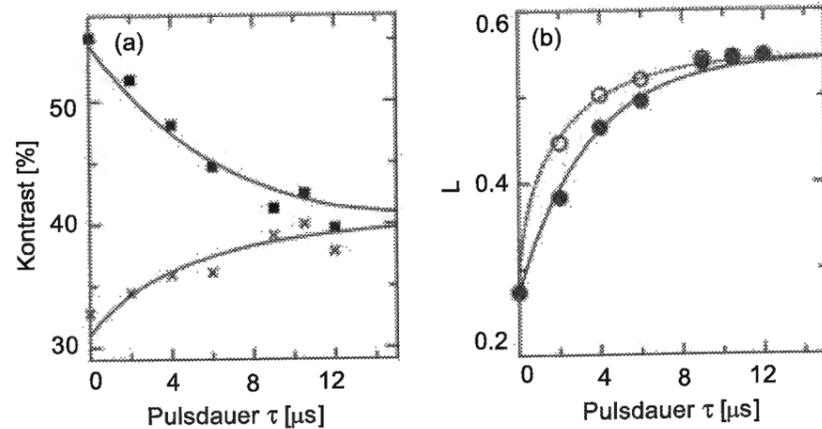


Abb. 4.8: (a) Interferenzkontrast c_M für verschiedene Längen des Pulses P_{Dekoh} . Die Datenpunkte wurden aufgenommen ohne (Quadrate) und mit (Kreuze) einem π Phasenschub für $m_F = 3$. An beide Datenreihen wurde ein theoretisches Modell angepaßt. (b) Angekommene Wahrscheinlichkeit, den richtigen Pfad vorherzusagen in der Detektionsbasis (volle Kreise) und der theoretisch besten Basis (leere Kreise).

(Kreuze). Im Grenzfall maximaler Kopplung an die Umgebung konvergiert der Kontrast zum selben Wert für die beiden Fälle.

Damit gibt es für ein Vielstrahl-Interferenzexperiment mit nicht-konstanter Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Pfaden die Situation, daß der Interferenzkontrast trotz zunehmender Dekohärenz zunimmt. Folglich reicht ein einzelner Michelson-Kontrast nicht aus, um den Dekohärenzprozeß in einer Vielstrahl-Anordnung zu beschreiben. Gelingt es jedoch, die Weginformation, die in den gestreuten Photonen enthalten ist, zu quantifizieren, so gewinnt man dadurch eine neue Größe, die die Dekohärenz beschreibt. Dieser Zugang ist eng verwandt mit den bekannten Diskussionen zur Komplementarität an Zweistrahl-Interferometern [Boh49]. Die Information, die in den atomaren Freiheitsgraden durch die Photonenstreuung verlorengeht, muß gleich der Weginformation sein, die in den gestreuten Photonen enthalten ist. Daher kann man über die Änderung im Interferenzsignal die in den Photonen enthaltene Weginformation abschätzen. Die gesuchte Größe ist in der Literatur unter dem Namen *path guessing likelihood* (L) bekannt [Woo79, Eng96, Dür98]. L beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der man den Pfad eines Atoms in einem Interferometer bestimmen kann, wenn man alle gestreuten

Photonen detektiert. Anschaulich klar ist die Situation eines symmetrischen Zweistrahl-Interferometers. Detektiert man keine Photonen und hat damit keine Weginformation, so ergibt sich $L = 1/2$. Bei maximaler Photonenstreuung und damit maximaler Weginformation ist $L = 1$. Dies entspricht den Interferenzbildern mit vollem Kontrast beziehungsweise Null Kontrast. Um Situationen zu beschreiben, in denen eine partielle Weginformation vorliegt, kann man zusätzlich eine Beziehung zwischen dem Kontrast und der Pfadunterscheidbarkeit einführen [Eng96].

Überträgt man diese Konzepte auf unsere Anordnung mit vier interferierenden Teilstrahlen, so ist für den Fall keiner Weginformation der maximale Wert von L gleich der maximalen Wahrscheinlichkeit, ein Atom in einem bestimmten Zeeman-Unterniveau zu finden. Diese ist gegeben durch die Gewichte $(c_n^2)_{\text{max}}$. Für $m_F = -3$ und $m_F = 3$ ist $(c_n^2) = 5/16$, für $m_F = -1$ und $m_F = 1$ ist $(c_n^2) = 3/16$. Hieraus ergibt sich also

$$L_{\text{keine Weginfo}} = (c_n^2)_{\text{max}} = \frac{5}{16}. \quad (4.8)$$

Der Wert von L kann erhöht werden, wenn man beispielsweise an dem Pfad $m_F = 3$ Photonen streut und die gestreuten Photonen versucht nachzuweisen. Wählt man die Strategie „detektiere ich tatsächlich Photonen, so wähle ich den Pfad $m_F = 3$, detektiere ich hingegen keine, so wähle ich stattdessen den Pfad $m_F = -3$ “, so erhöht sich der Wert von L auf

$$L = \frac{5}{16} \cdot (1 + P_{\text{photon},3}). \quad (4.9)$$

Hierbei beschreibt $P_{\text{photon},3}$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom in $m_F = 3$ ein Photon streut. Mit $P_{\text{photon},3} = 1 - a^2$ (siehe Gl. 4.2) ergibt sich durch den Parameter a die gesuchte Verbindung zwischen dem erwarteten Interferenzsignal und dem maximalen Wert von L .

Um nun den Wert von L aus den gemessenen Interferenzsignalen abzuleiten, bestimmen wir zuerst den Wert des Parameters a . Wir definieren

$$a_{\text{abg}} = \frac{I_+(\varphi=0) - I_-(\varphi=0)}{(I_+(\varphi=0) - I_-(\varphi=0))_{\text{max}}}. \quad (4.10)$$

als den aus den experimentellen Spektren abgeleiteten Wert von a . Hierbei bezeichnen I_+ (I_-) das gemessene Interferenzsignal mit (ohne) π Phasenverschiebung für den $m_F = 3$ Pfad und $(I_+ - I_-)_{\text{max}}$ die maximale Differenz der Signale. Diese maximale Differenz tritt auf, falls keine Photonen an dem $m_F = 3$ Pfad gestreut werden. In Übereinstimmung mit Abb. 4.2 ergibt sich für diesen Fall $|a| = 1$. Dagegen ergeben sich für den Fall starker Photonenstreuung ähnliche Interferenzsignale und damit folgt aus Gl. 4.10, daß $|a| \ll 1$. Wenn man zusätzlich den aus dem maximalen Michelson-Kontrast $c_{M,\text{max}}$ abgeleiteten

konstanten Hintergrund der Interferenzsignale $K = N/2 \cdot (1/c_{M,\max} - 1)$ berücksichtigt¹, so ergibt sich unter Annahme der beschriebenen Strategie als Abschätzung für den maximalen Wert der *path guessing likelihood*

$$L(a_{\text{abg}}) = \frac{1}{1+K} \left(c_3^2 + \frac{K}{N} \right) \left(1 + \left(1 - a_{\text{abg}}^2 \right) \right). \quad (4.11)$$

Hierdurch sind wir in der Lage, die Weginformation, die in den gestreuten Photonen enthalten ist, zu quantifizieren, ohne daß wir die gestreuten Photonen wirklich detektieren müßten. Die ganze Information ist auch in den atomaren Freiheitsgraden enthalten. Dieser Zugang ist jedoch modellabhängig (siehe Gl. 4.10) und nicht universell gültig. Weiterhin hängt der maximale Wert für $L(a_{\text{abg}})$ von der Basis für die gewählte Strategie ab [Eng96, Eng00]. In unserem Falle entspricht die gewählte Strategie einer Weginformationsmessung in der Detektionsbasis des Photonenvakuumszustandes $|D_2\rangle$ und des dazu orthogonalen Zustandes $|D_{\perp 2}\rangle$ mit einem oder mehreren Photonen. Dies ist jedoch nicht die Basis, in der $L(a_{\text{abg}})$ seinen maximalen Wert annimmt. Diese ist im allgemeinen gegeben durch eine kohärente Überlagerung der Eigenzustände der Detektionsbasis. Man kann zeigen, daß in dieser optimalen Basis in Gl. 4.11 der Term $(1 - a_{\text{abg}}^2)$ durch $\sqrt{(1 - a_{\text{abg}}^2)}$ ersetzt werden muß. Jedoch ist nicht klar, wie solch eine Basis experimentell implementiert werden kann, wenn einer der Basiszustände ein Kontinuumszustand ist. Wird die Weginformation hingegen in einem internen Zustand gespeichert, kann die optimale Basis benutzt werden [Dür98].

In Abb. 4.8(b) sind die aus den Spektren gewonnenen Werte für $L(a_{\text{abg}})$ für unterschiedliche Pulslängen τ_{Dekoh} aufgetragen. Die ausgefüllten Kreise beschreiben die Werte für die Detektionsbasis. Wie erwartet steigt der Wert von L mit zunehmender Pulslänge an. Diese Werte von L können mit den Werten für die optimale Basis verglichen werden. Dazu ersetzt man in Gl. 4.11 den Term $(1 - a_{\text{abg}}^2)$ durch $\sqrt{(1 - a_{\text{abg}}^2)}$. Es ergeben sich leicht höhere Werte bei gleichen Pulslängen. Sie sind durch die leeren Kreise dargestellt. An beide Datensätze wurde ein theoretisches Modell angepaßt, das auf Gl. 4.11 basiert (durchgezogene beziehungsweise gepunktete Linie). Wie erwartet, hat man mit L ein geeignetes Maß für den Dekohärenzprozeß gewonnen. Für zunehmende Dekohärenz ergibt sich ein einheitliches Verhalten von L und damit eine geeignete Beschreibungsweise.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die experimentellen Ergebnisse eindeutig zeigen, daß in einem Interferenzexperiment mit mehr als zwei interferierenden Teilstrahlen ein einziger Michelson-Interferenzkontrast nicht ausreicht, um Dekohärenzeffekte eindeu-

¹Bei der Ableitung nimmt man an, daß der Untergrund zu zusätzlichen Beiträgen für die Diagonalelemente in der Dichtematrix führt. Die Nicht-Diagonalelemente bleiben davon unberührt.

tig zu beschreiben. Es treten Situationen auf, bei denen der Michelson-Interferenzkontrast trotz zunehmender Dekohärenz ansteigt. Ein geeigneteres Maß zur Beschreibung von Dekohärenzeffekten für ein Vierstrahl-Interferenzexperiment ist die *path guessing likelihood* L . Sie basiert auf der Quantifizierung der Information, die in den gestreuten Photonen enthalten ist. Dadurch enthält sie die Information von mehr als nur einem Ausgangskanal des Interferometers. Wie erwartet steigt der Wert von L mit zunehmender Dekohärenz an. Dieser Zugang ist jedoch modellabhängig. Um die aus den atomaren Spektren abgeleiteten Werte für L zu überprüfen, müßte man in zukünftigen Experimenten versuchen, die gestreuten Photonen mit hoher Effizienz tatsächlich zu detektieren und damit L direkt zu messen.

5 Atominterferometrie mit ultrakalten Atomen und kurzen Lichtpulsen

In diesem Kapitel wird über den Aufbau eines atomaren Springbrunnens für Interferenzexperimente mit ultrakalten Atomen berichtet. Verglichen mit Experimenten am thermischen Atomstrahl bieten ultrakalte Atome einen entscheidenden Vorteil: Aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie erlauben sie lange Wechselwirkungszeiten und damit eine bessere Auflösung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem Aufbau eines Springbrunnens für Rubidiumatome der Grundstein für geplante Präzisionsexperimente mit einem Vielstrahl-Atominterferometer gelegt.

Die Gliederung des Kapitels ist wie folgt: In Kapitel 5.1 wird unser geplantes Schema für ein Vielstrahl-Atominterferometer zur präzisen Messung der Erdbeschleunigung und des Photonenrückstoßes vorgestellt. Essentiell für die erfolgreiche Umsetzung dieses Schemas sind eine Quelle intensiver Lichtpulse und eine Quelle ultrakalter Rubidiumatome. In Kapitel 5.2 wird die Pulsquelle für die intensiven optischen Pulse, die als Strahlteiler dienen werden, beschrieben und charakterisiert. Daran anschließend wird in Kapitel 5.3 der atomare Springbrunnen vorgestellt. Zuerst wird das Funktionsprinzip erläutert, anschließend der experimentelle Aufbau beschrieben. Als nächstes werden die verschiedenen Detektionsmethoden für die kalten Atome charakterisiert. Abschließend werden der zeitliche Ablauf einer Sequenz bestehend aus dem Fangen und Kühlen, dem Hochwerfen und dem Detektieren der Atome erklärt und die bisherigen Messungen am Springbrunnen diskutiert.

5.1 Atominterferometer als Präzisionsmeßinstrumente

Von den rasanten Fortschritten der Atomoptik während der letzten Jahre, insbesondere der Entwicklung von Strahlteilern und Spiegeln für Materiewellen, profitiert auch das Gebiet der Atominterferometrie. Mit den nun zur Verfügung stehenden effizienten atomoptischen Elementen ist es möglich, mittels Atominterferometern Präzisionsexperimente durchzuführen. Bei der präzisen Bestimmung der Erdbeschleunigung [Pet99, Kas92], der Rotation [Gus97] und der Messung der Feinstrukturkonstanten [You97b] erwiesen sich Atominterferometer als empfindliche Sensoren. Beispielsweise gelang der Gruppe von *Chu* (Stanford, USA) in einer Reihe von eindrucksvollen Experimenten die Bestimmung der

Erdbeschleunigung mit einer Ungenauigkeit von $\Delta g/g = 3 \cdot 10^{-9}$. In den Experimenten wurde ein Zweistrahl-Atominterferometer verwendet, das mit ultrakalten Cäsiumatomen aus einem atomaren Springbrunnen arbeitet. Die dabei erzielten Resultate sind von der Genauigkeit her vergleichbar mit den Ergebnissen der besten kommerziell erhältlichen Michelson-Interferometer, bei denen die Beschleunigung eines makroskopischen Glaswürfels gemessen wird. Essentiell für eine hohe Genauigkeit bei solchen Messungen mit Atominterferometern ist eine Quelle ultrakalter Atome, die eine schmale Geschwindigkeitsverteilung und lange Wechselwirkungszeiten erlaubt.

Schema für das neuartige Vielstrahl-Atominterferometer

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit realisierten atomaren Springbrunnen für ultrakalte Rubidiumatome wird ein Atominterferometer aufgebaut, das als Strahlteiler intensive Pulse im Nanosekundenbereich benutzt. Hierzu werden Atome in einer ersten Wechselwirkungsregion mit einer gepulsten Stehwelle beleuchtet, die resonant mit einem offenen atomaren Übergang ist. Die Pulsdauer muß kürzer als die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustandes sein, um Verluste durch Spontanemission zu vermeiden. Durch vielfache Absorption und stimulierte Emission von Photonen können kohärente Teilstrahlen unterschiedlichen Impulses erzeugt werden, da sich ungefähr 50% der Atome nach der Wechselwirkung mit der Stehwelle in einem kohärenten Superpositionszustand befinden, dessen einzelne Komponenten sich im Impuls unterscheiden, jedoch nicht im inneren Zustand. Dadurch ist die Anzahl der an dem kohärenten Superpositionszustand der Impulszustände beteiligten Komponenten und damit die Zahl der Teilstrahlen nicht durch die innere atomare Struktur begrenzt. Die restlichen Atome hingegen, die sich nach der Wechselwirkung im unerwünschten angeregten Zustand befinden, zerfallen spontan in Zustände, die nicht weiter verwendet werden. Durch eine Folge dreier gepulster Stehwellen kann ein geschlossenes Vielstrahl-Atominterferometer realisiert werden. Dabei wird das Interferenzsignal ausgelesen, indem man den Anteil der atomaren Wellenpakete mißt, der sich im dritten Lichtpuls in einem dunklen Überlagerungszustand befindet.

Für ^{87}Rb eignet sich der $5S_{1/2}(F=2, m_F=0) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3, m_{F'}=1)$ Übergang, der mit zwei gegenläufigen σ^+ -polarisierten Lichtstrahlen getrieben werden kann. Der angeregte Zustand zerfällt spontan mit hoher Wahrscheinlichkeit in Zustände höherer magnetischer Quantenzahl, die nicht weiter detektiert werden. Der kohärente Prozeß hingegen, bestehend aus der Absorption eines Photons aus der einen Welle mit anschließender stimulierter Emission in die entgegengesetzt gerichtete Welle, überträgt $2\hbar\mathbf{k}$ an Impuls und endet im ursprünglichen inneren Zustand. Werden mehrere dieser Zyklen durchlaufen, so werden viele Photonenimpulse übertragen. Der Hamilton-Operator koppelt daher die

prinzipiell unendlich vielen verschiedenen Impulszustände

$$\begin{aligned} |g, n\rangle &= |g, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}\rangle, \quad \text{wobei } n \text{ gerade und} \\ |e, n\rangle &= |e, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}\rangle, \quad \text{wobei } n \text{ ungerade ist.} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Dies führt zu einer komplizierten Abhängigkeit des Aufzweigungsverhältnisses für die verschiedenen Ordnungen von der Laserfrequenz, der Rabi-Frequenz und dem Winkel zwischen \mathbf{p} und \mathbf{k} [Ste97]. Für den Fall resonanter Pulse ($\delta = 0$) und kurzer Pulsdauer τ verhalten sich die Lichtpulse wie ein dünnes Phasengitter. Die Wellenfunktion nach der Wechselwirkung mit der Stehwelle ist gegeben durch [Bor84]

$$|\Psi\rangle = \sum_n \left[i^{2n} J_{2n} \left(\frac{\Omega_r \tau}{2} \right) e^{i2n\phi} |g, 2n\rangle - i^{2n+1} J_{2n+1} \left(\frac{\Omega_r \tau}{2} \right) e^{i(2n+1)\phi} |e, 2n+1\rangle \right]. \quad (5.2)$$

Hierbei bezeichnet J_n die Bessel-Funktion n -ter Ordnung. Die Anteile der Wellenfunktion im angeregten Zustand $|e, 2n+1\rangle$ können im folgenden vernachlässigt werden, da sie aufgrund des offenen atomaren Übergangs in Zustände zerfallen, die nicht weiter verwendet werden. Für die Anteile im Grundzustand $|g, 2n\rangle$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein auslaufendes Wellenpaket $n\hbar\mathbf{k}$ an Impuls übertragen bekommen hat, proportional zum Quadrat der Bessel-Funktion n -ter Ordnung. Nur Bessel-Funktionen, deren Ordnungszahl n kleiner ist als das Argument $\Omega_r \tau / 2$ tragen merklich zur Wellenfunktion bei. Folglich benötigt man intensive Lichtpulse, um eine Aufspaltung in möglichst viele Teilstrahlen zu erreichen. Zur Veranschaulichung ist das Prinzip eines solchen Strahlteilerpulses in Abb. 5.1 dargestellt. Dabei wird das atomare Wellenpaket im ersten Lichtpuls in N Teilstrahlen unterteilt, wobei N eine ungerade ganze Zahl ist, deren Größe von der Intensität der Pulse abhängt. Strahlt man eine Zeit T nach dem ersten Puls eine zweite gepulste Stehwelle ein, wird jeder Teilstrahl erneut in N Wege aufgespalten, so daß sich insgesamt N^2 Teilstrahlen ergeben. Nach einer weiteren freien Laufzeit T kreuzen sich die Wege in verschiedenen Familien von interferierenden Wellenpaketen. Mit einer zu diesem Zeitpunkt eingestrahlten dritten Stehwelle können die Interferenzen ausgelesen werden, indem der sich in einem dunklen Überlagerungszustand befindliche Anteil der Wellenpakete bestimmt wird. Ein solches Vielstrahl-Atominterferometer ist schematisch in Abb. 5.2 gezeigt. Für gleiche Phasen der beiden gegenläufigen Lichtpulse an den Kreuzungspunkten befindet sich das rekombinierte Wellenpaket in einer dunklen Zustandsüberlagerung, falls die relative Phase zwischen benachbarten Komponenten jeweils 180° beträgt. Für das gezeigte Schema sind dies die Komponenten $|g, \mathbf{p} - 4\hbar\mathbf{k}\rangle$ und $|g, \mathbf{p} - 2\hbar\mathbf{k}\rangle$, $|g, \mathbf{p} - 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ und $|g, \mathbf{p}\rangle$ und $|g, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}\rangle$, usw. Es tritt dann keine Anregung durch das Lichtfeld auf und der dritte Puls beläßt die Atome in diesem Zustand. Im Gegensatz zu den üblicherweise betrachteten dunklen Überlagerungen zwischen internen atomaren Zuständen tritt hier eine destruktive Interferenz zwischen Grundzustandskomponenten auf, die sich ausschließlich in ihrem

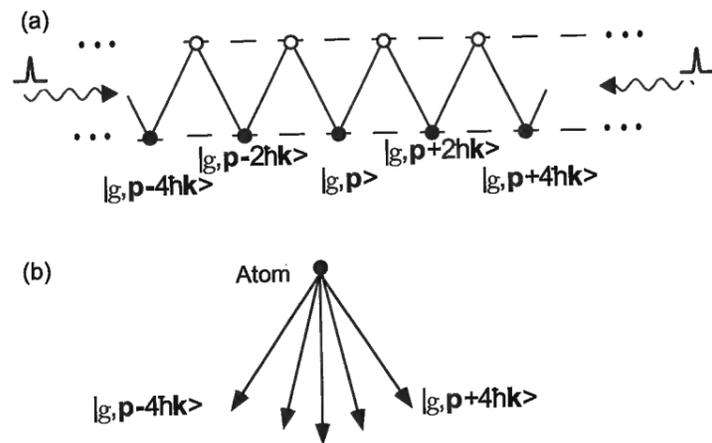


Abb. 5.1: Prinzip der atomaren Strahlteiler für ein Zwei-Niveau-System in einer resonanten, gepulsten Stehwelle. (a) Durch wiederholte Absorption und stimulierte Emission werden Komponenten mit unterschiedlichen Impulsen bevölkert. Die im angeregten Zustand befindlichen Komponenten zerfallen nach dem Puls spontan. Für einen offenen atomaren Übergang verbleiben nur die Komponenten im Grundzustand. (b) Räumliche Darstellung der erreichten kohärenten Aufspaltung.

Impuls unterscheiden. Ist die Phase zwischen benachbarten Komponenten jedoch von 180° verschieden, so ist das rekombinierte Wellenpaket nicht dunkel für das Lichtfeld. In diesem Fall werden die Atome optisch in Zustände höherer magnetischer Quantenzahl gepumpt und die Besetzung im Grundzustand verringert sich. Mittels einer Messung der Zahl der Atome im Grundzustand als Funktion beispielsweise der Phase des dritten Lichtpulses ergibt sich ein Vielstrahl-Interferenzsignal mit scharfen Hauptmaxima.

Mögliche Präzisionsmessungen

Für die Bestimmung der Rotation und der Gravitation ergibt sich für das beschriebene Schema eine Auflösung, die proportional zur Zahl der interferierenden Teilstrahlen N ist (siehe auch Kapitel 6). Im Falle der Messung der Rückstoßenergie ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit von N . Dies kann anschaulich verstanden werden, indem man die Differenz in der kinetischen Energie ΔE_{kin} zwischen dem zentralen Pfad mit Impuls \mathbf{p} und dem äußersten Pfad mit Impuls $\mathbf{p} + (N-1)\hbar\mathbf{k}$ betrachtet:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{kin}} &= \frac{(\mathbf{p} + (N-1)\hbar\mathbf{k})^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \\ &= (N-1) \cdot \frac{\hbar\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} + (N-1)^2 \cdot \hbar\omega_r \end{aligned}$$

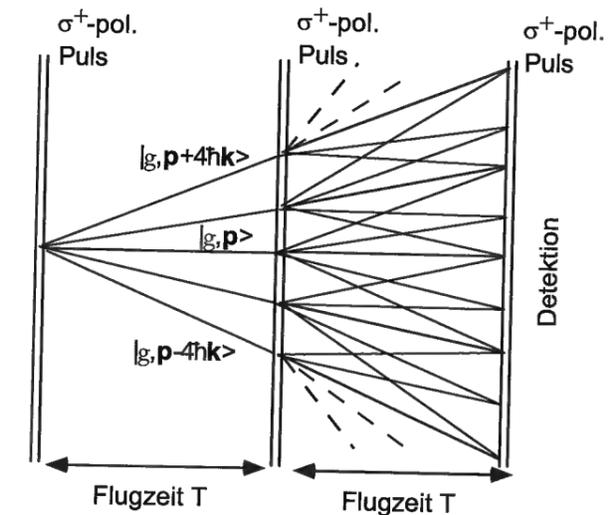


Abb. 5.2: Raum-Zeit-Darstellung des Vielstrahl-Atominterferometers basierend auf einer Sequenz dreier kurzer Lichtpulse. Dabei unterscheiden sich benachbarte Teilstrahlen im Impuls um $2\hbar\mathbf{k}$. Nur die Trajektorien, die zu einem geschlossenen Interferometer gehören, sind gezeigt. Während des dritten Lichtpulses kreuzen sich mehrere Pfade. Dabei interferieren die Atome in verschiedenen Familien von Wellenpaketen.

$$= (N-1) \cdot \frac{\hbar\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} - \hbar\omega_r - 2N \cdot \hbar\omega_r + N^2 \cdot \hbar\omega_r \quad (5.3)$$

Hierbei bezeichnet $\omega_r = \hbar\mathbf{k}^2/2m$ die atomare Rückstoßenergie des Einphotonenübergangs in Frequenzeinheiten. Der in N quadratische Term ist für die Steigerung der Auflösung verantwortlich. Er führt außerdem zu einem Kollaps und einem anschließenden Wiederaufleben des Interferenzsignals. Das Interferenzsignal kollabiert, sobald die durch den Rückstoß akkumulierte Phasendifferenz zwischen einem äußeren und dem zentralen Pfad die Größenordnung Eins erreicht. Sobald die Differenz einem ganzzahligen Vielfachen von 2π entspricht, kommt es zu einem Wiederaufleben des Signals. Dieses tritt auf, falls der Pulsabstand T gleich einem ganzzahligen Vielfachen der Zeit π/ω_r ist.

5.2 Kurze, intensive Lichtpulse

Wie in dem vorhergehenden Kapitel erläutert wurde, basiert das neuartige Vielstrahl-Atominterferometer neben einer atomaren Quelle für ultrakalte Atome auf einer Quelle für intensive optische Pulse. Dabei bestimmt die Intensität der Pulse die Zahl der Teilstrahlen, die zur Interferenz beitragen. In diesem Kapitel wird nun die Quelle für die

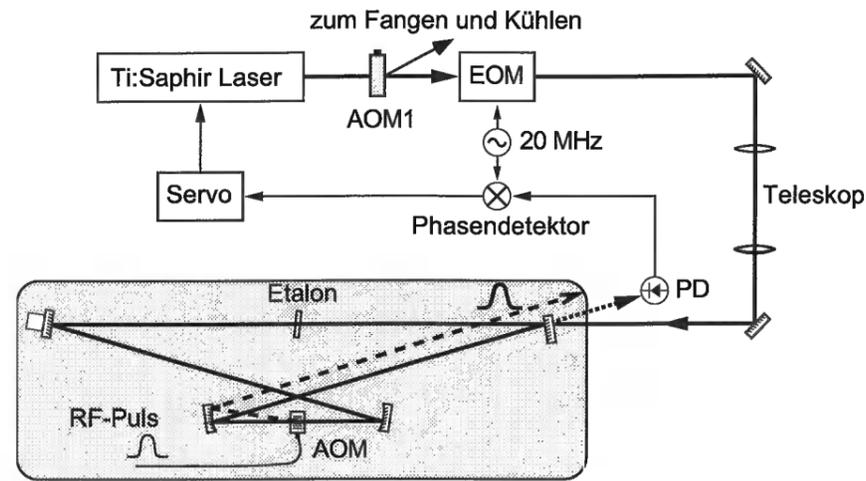


Abb. 5.3: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung der Lichtpulse. Das in dem Resonator gespeicherte und überhöhte Licht wird mit einem schnellen akusto-optischen Modulator (AOM), der sich in einem der Foki des Resonators befindet, in einem kurzen Puls ausgekoppelt.

kurzen Lichtpulse beschrieben. Der experimentelle Aufbau wird vorgestellt und die Lichtpulse im Hinblick auf ihre Funktion als atomare Strahlteiler charakterisiert.

Die Pulsquelle, deren schematische Darstellung in Abb. 5.3 gezeigt ist, wurde ursprünglich für ein Interferometer mit atomarem Wasserstoff aufgebaut und verwendet und ist in [Heu98] ausführlich beschrieben. Ungefähr 300 mW des Lichtes eines frequenzstabilisierten Ti:Saphir Lasers werden in einen Ringresonator mit hoher Finesse eingekoppelt und darin in ihrer Leistung überhöht. Der Resonator besteht im wesentlichen aus zwei gekrümmten Spiegeln ($r = -200$ mm) und zwei planen Spiegeln. Diese besitzen Reflexionsverluste von weniger als 13 ppm (parts per million) pro Spiegel. Der planare Einkoppelspiegel besitzt eine Transmission von 300 ppm, während die anderen Spiegel hochreflektierend sind. Um eine Variation der Resonatorlänge zu ermöglichen, ist der zweite plane Spiegel an einem piezoelektrischen Ringaktor befestigt. Zur Stabilisierung der Frequenz des Ti:Saphir Lasers auf eine Mode des Hochfinesse-Resonators wird ein Radiofrequenz-Seitenbandverfahren verwendet. Die Frequenz der Einheit Laser – Hochfinesse-Resonator wird extern auf einen atomaren Rubidiumübergang stabilisiert (Details siehe [Heu98]). Die Umlauflänge im Resonator beträgt 2.5 m, die Umlaufzeit für das Licht 8 ns. In der 70 μ m großen Strahltaile des im Resonator umlaufenden Lichtes ist ein schneller akusto-optischer Modulator eingesetzt, mit dem das Licht ausgekoppelt werden kann. Dies geschieht durch

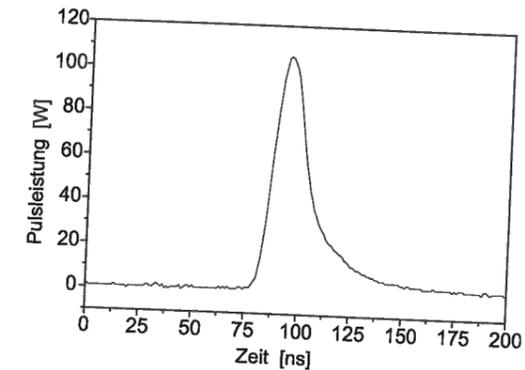


Abb. 5.4: Optischer Puls, der durch einen 20 ns langen Radiofrequenzpuls mit 10 W Radiofrequenzleistung erzeugt wurde. Der Resonator war für die Aufnahme auf eine Leistung von 235 W stabilisiert. Die Pulsform ist nicht symmetrisch, da die Abklingzeit der verwendeten Photodiode (Antel AR-S2) langsamer als die Anstiegszeit ist.

einen kurzen Radiofrequenzpuls an den akusto-optischen Modulator, wobei man maximal die Hälfte des umlaufenden Lichtes in dessen erste Ordnung umlenken und damit aus dem Resonator auskoppeln kann. Die kürzeste erreichbare optische Pulsdauer ist dabei durch die Anstiegszeit des akusto-optischen Modulators auf ungefähr 10 ns limitiert. Abb. 5.4 zeigt einen ausgekoppelten optischen Puls, der durch einen 20 ns langen Radiofrequenzpuls an den akusto-optischen Modulator erzeugt wurde. Für den gezeigten optischen Puls beträgt die Pulsleistung 105 W bei einer gespeicherten Leistung im Resonator von 235 W. Mit der beschriebenen Pulsquelle verfügen wir damit über eine Quelle, die kurze Pulse im Nanosekundenbereich mit einer hohen Intensität erlaubt. Neben der hohen Intensität besitzen die kurzen Pulse einen weiteren Vorteil. Für einen 10 ns langen Puls beträgt die Fourierbreite 30 MHz. Diese Breite ist deutlich höher als die Dopplerverschiebung der fallenden Atome in dem Springbrunnen, die lediglich einige MHz beträgt. Dies bedeutet, daß die Frequenz zeitlich aufeinander folgender Pulse nicht an die Dopplerverschiebung der Atome angepaßt werden muß.

Um die kurzen Lichtpulse als Strahlteiler in dem Springbrunnenaufbau verwenden zu können, müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein. Erstens müssen die Pulse phasenkohärent sein. Dies wurde in einem Jod-Molekülinterferometer qualitativ gezeigt [Heu98]. Zweitens müssen die Pulse intensiv genug sein, so daß möglichst viele Absorptions – stimulierte Emissions-Zyklen durchlaufen werden. Bei jedem Zyklus werden $2\hbar k$ an Impuls

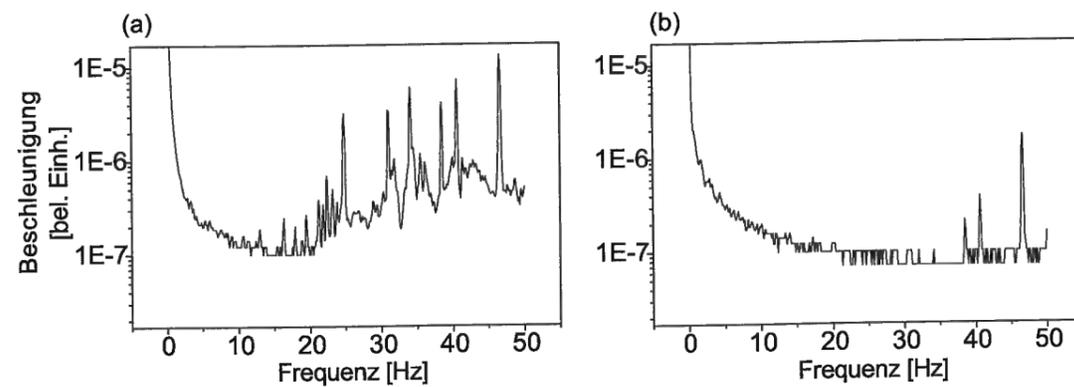


Abb. 5.5: Aufnahme des Vibrationsspektrums. Aufgetragen ist die Beschleunigung des Vibrationssensors über das zugehörige Frequenzspektrum. (a) Vibrationsspektrum des optischen Tisches, auf dem das Experiment aufgebaut ist. (b) Vibrationsspektrum des vibrationsisolierten Spiegels.

übertragen. Folglich kann mit mehreren Zyklen eine Aufspaltung in viele verschiedene atomare Wellenpakete und damit eine erhöhte Sensitivität erreicht werden. Setzt man die entsprechenden Werte für die Intensität der Pulse in Gl. 5.2 ein, kommt man zu einer Aufspaltung in circa 15 Wellenpakete. Daher erwarten wir ein Signal, das von der Interferenz von 15 Teilstrahlen herrührt, was deutlich über den bisher demonstrierten fünf interferierenden Teilstrahlen mit dem ursprünglichen Schema liegt. Drittens darf keine Phasenverschiebung des elektrischen Feldes zwischen hin- und rücklaufenden Pulsen auftreten. Dabei werden die rücklaufenden Pulse durch Reflexion an einem Spiegel erzeugt. Würde bei der Reflexion eine Phasenverschiebung des elektrischen Feldes auftreten, so würde durch die unkontrollierte Phase das Interferenzmuster auswaschen. Da die Pulse in vertikaler Richtung eingestrahlt werden, bedeutet dies, daß der Spiegel, an dem die Pulse retroreflektiert werden, sehr gut in vertikaler Richtung vibrationsisoliert sein muß. Erste Schritte in diese Richtung wurden ausgeführt. Der Spiegel ist an einer Luftkissenschiene befestigt, die die horizontale Bewegung des Spiegels kontrolliert. Um die vertikalen Schwingungen zu dämpfen, hängt der Spiegel zusätzlich an einem 2.56 m langen Gummiseil (ungedehnte Länge 1.73 m), das an der Labordecke verankert ist. Aus der Dehnung des Gummiseils ergibt sich eine Resonanzfrequenz von 0.5 Hz. Dadurch ist es möglich, störende niederfrequente Schwingungen des optischen Tisches zu dämpfen. Erste Vergleichsmessungen sind in Abb. 5.5 gezeigt. Aufgetragen ist die Beschleunigung des Vibrationssensors über das gemessene Frequenzspektrum. Für das Spektrum in Abbil-

dung (a) wurde der Sensor direkt auf den optischen Tisch montiert. Man erkennt mehrere Resonanzen in dem Bereich zwischen 10-50 Hz, die der optische Tisch nicht ausreichend dämpft. Für Frequenzen unterhalb 10 Hz nimmt die Empfindlichkeit des Sensors stark ab und eine quantitative Aussage ist nicht mehr möglich. In weiteren Messungen muß die Empfindlichkeit auch auf diesen Bereich ausgedehnt werden. Zum Vergleich wurde für das in Abbildung (b) gezeigte Spektrum der Sensor auf der vibrationsisolierten Plattform befestigt. Man erkennt deutlich, daß die Vibrationsisolierung in dem Bereich zwischen 10-50 Hz die Resonanzen des Tisches teilweise stark dämpft. Ob die erreichte Dämpfung für unsere geplanten Experimente ausreicht, wird sich erst in Zukunft erweisen. Mit einer Verfeinerung der Methode ist es jedoch möglich, die Schwingungen der Plattform noch weiter zu unterdrücken. Beispielsweise kann eine aktive Regelung eingebaut werden [Hen99].

5.3 Atomarer Springbrunnen als Quelle ultrakalter Atome

Mit dem atomaren Springbrunnen wird in diesem Kapitel die Quelle für die ultrakalten Rubidiumatome des zukünftigen Vielstrahl-Atominterferometers vorgestellt. Die Springbrunnenanordnung erlaubt Wechselwirkungszeiten bis zu 300 ms und stellt damit ausreichend viel Zeit für interferometrische Experimente zur Verfügung. Die Realisierung solcher Quellen beinhaltet die Kombination von Laserkühlung und Fallentechniken. Hiermit sind atomare Ensembles mit Temperaturen im μK -Bereich routinemäßig herstellbar (10-15 μK für Rubidium). Die räumliche Ausdehnung der Atomwolke beträgt dabei lediglich wenige Millimeter und die Geschwindigkeitsbreite liegt in dem Bereich von einigen cm/s (3.1 cm/s für Rubidium bei 10 μK). Betrachtet man Zeitintervalle von der Größenordnung 0.5 s, so ist die Änderung der Geschwindigkeit des Ensembles verursacht durch die Gravitation sehr viel größer als die ursprüngliche Geschwindigkeitsbreite. Dies bedeutet, daß die Gravitation die dominante Störung bezüglich der Geschwindigkeit der Atome ist. Folglich ist es realistisch, einen Springbrunnen von Atomen zu konstruieren. Man beschleunigt ein lasergekühltes Ensemble von Atomen vertikal nach oben mit einer Geschwindigkeit, die klein genug ist, so daß die Gravitation die Trajektorien der Atome noch innerhalb des Vakuumsystems umdreht und die Atome wieder nach unten fallen läßt.

Eine solche Fontänengeometrie hat mehrere Vorteile hinsichtlich Experimenten mit ultrakalten Atomen. Auf dem Gebiet der höchstauflösenden Spektroskopie, beispielsweise der Atomuhren, verwendet man oft die Ramsey-Methode. In herkömmlichen Apparaturen benötigt man daher zwei möglichst identische Wechselwirkungszone, um systematische Fehler durch Asymmetrien in den beiden Zonen zu vermeiden. In einem atomaren Springbrunnen hingegen durchqueren die Atome ein und denselben Wechselwirkungsbe-

reich zweimal, wodurch diese Fehler automatisch vermieden werden. Davon Gebrauch machen beispielsweise die derzeit genauesten Atomuhren, um den Uhrenübergang mit der Ramsey-Methode mit hoher Präzision zu vermessen. Sie verwenden eine Springbrunnenanordnung und benötigen daher nur eine Wechselwirkungszone, die von den Atomen zweimal durchquert wird [San99]. Ein weiterer Vorteil des atomaren Springbrunnens ist, daß ein Ensemble von kalten Atomen aus seiner ursprünglichen, störungsbehafteten Umgebung kontrolliert in eine andere, wohldefinierte Zone transportiert werden kann. Befindet sich die gewünschte Zone am Umkehrpunkt der Atome, so ist die Geschwindigkeit der Atome in dieser Zone für relative lange Zeiten nahezu gleich Null. Dies erlaubt ein genaues Messen in einer nahezu störungsfreien Umgebung. Nicht zuletzt verdoppelt die Springbrunnenanordnung die in einer Apparatur fester Größe zur Verfügung stehende Meßzeit, wodurch eine höhere Auflösung erreicht werden kann.

5.3.1 Funktionsprinzip des atomaren Springbrunnens

Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des atomaren Springbrunnens ist in Abb. 5.6 gezeigt. Zuerst werden die Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen und gekühlt. Dann erfolgt weitere Kühlung in einer optischen Melassenphase. Schließlich werden die Atome vertikal nach oben beschleunigt. Im folgenden werden die drei Schritte jeder Sequenz im einzelnen erklärt. Dabei wird auf die Details bekannter Techniken nicht eingegangen. Diese können in einschlägigen Lehrbüchern nachgelesen werden. Beispielsweise findet sich eine genaue Beschreibung der Funktionsweise einer magneto-optischen Falle in [Met99].

Im ersten Schritt wird mit einer magneto-optischen Falle ein kaltes und dichtes Ensemble von Rubidiumatomen präpariert. Die Falle wird dabei mit thermischen Atomen geladen, die von Rubidium-Dispensern emittiert werden. Dies sind kleine, vakuumtaugliche Vorratsbehälter für Rubidium, die über einen stromdurchflossenen Draht geregelt werden können. Die eingestellte Stromstärke bestimmt dabei die freigegebene Menge an Rubidium. In der magneto-optischen Falle werden die Atome auf Temperaturen im Bereich von $50 \mu\text{K}$ gekühlt. Die Frequenz der dafür benötigten sechs Laserstrahlen ist für ^{85}Rb um typischerweise 3-4 Linienbreiten rotverstimmt gegenüber dem $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ Übergang. Zusätzlich wird allen sechs Laserstrahlen eine Frequenzkomponente überlagert, die die optisch in den $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand gepumpten Atome wieder in den oberen Hyperfein-Grundzustand und damit zurück in den Kühlzyklus transferiert. Dieses Licht wird Rückpumplicht genannt. Nach typischerweise 300 ms Ladezeit hat man um die 10^9 Atome gefangen und die Magnetfelder der Falle werden ausgeschaltet. Der zweite Schritt beginnt. Die Atome verbleiben für weitere 30 ms in einer optischen Melasse und wer-

5.3. Atomarer Springbrunnen als Quelle ultrakalter Atome

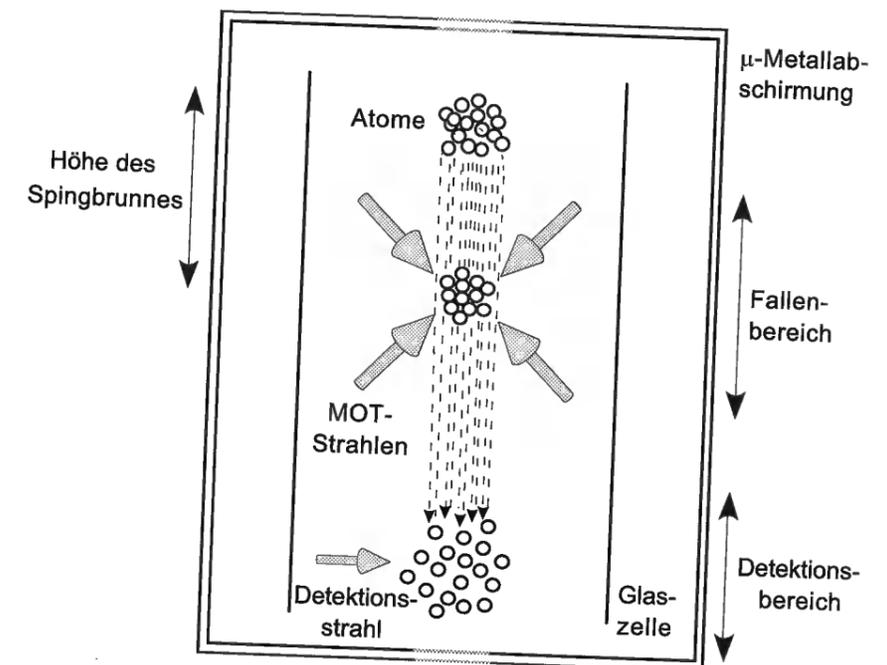


Abb. 5.6: Schematische Darstellung des atomaren Springbrunnens. Die Atome werden im Fallenbereich gefangen und gekühlt, dann hochgeworfen und schließlich sechs Zentimeter unterhalb der Fallenregion detektiert. Die ganze Anordnung befindet sich im Inneren einer zweilagigen Magnetfeldabschirmung aus μ -Metall.

den mittels einer Polarisationsgradientenkühlung auf Temperaturen von typischerweise $10 - 15 \mu\text{K}$ weiter abgekühlt. Im dritten Schritt beschleunigt man während der letzten 1.5 ms die Atome mit Hilfe einer sich bewegenden Melasse nach oben. Diese wird erzeugt, indem man die zwei von oben kommenden Laserstrahlen, die jeweils unter 45° zur Vertikalen und senkrecht zueinander ausgerichtet sind, leicht rotverstimmt und die von unten kommenden Strahlen, die analog ausgerichtet sind, leicht blauverstimmt. Die Größe der Verstimmung bestimmt dabei die Höhe des Springbrunnens, da sich die Gleichgewichtsgeschwindigkeit der Atome aus der Geschwindigkeit berechnet, bei der sich im Bezugssystem der Atome aufgrund des Doppler-Effektes eine ruhende, optische Melasse ergibt. Nach Beendigung des Hochwerfens der Atome werden die Laserstrahlen mit mechanischen Verschlüssen abgeschaltet. Dabei werden die Strahlen des Rückpumpers einige Millisekunden später ausgeschaltet, um die Atome in dem oberen Grundzustandsniveau $F=3$ zu präparieren.

Nachdem die Atome wieder nach unten gefallen sind, werden sie am unteren Ende unserer

Apparatur detektiert. Hierzu regt man zuerst die Atome in $5S_{1/2}(F = 3)$ resonant an, zwei Millisekunden später strahlt man zusätzlich Rückpumplicht ein, um auch die Atome in $5S_{1/2}(F = 2)$ zu detektieren. Dadurch erhält man eine zustandsselektive Detektion. Im Laufe dieser Arbeit hat sich gezeigt, daß eine frequenzmodulierte Fluoreszenzdetektion (siehe Kapitel 5.3.3) die besten Signale für unser Experiment liefert.

5.3.2 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Komponenten des experimentellen Aufbaus beschrieben. Im einzelnen handelt es sich hierbei um die Vakuumapparatur, die magnetische Abschirmung inklusive der Spulen zur Erzeugung des Quadrupol-Magnetfeldes (MOT-Spulen) und der Kompensationsfelder sowie dem Lasersystem mit den entsprechenden optischen Komponenten.

Vakuumapparatur

Das Einfangen und Experimentieren mit den kalten Atomen findet im Ultrahochvakuum statt. Eine vereinfachte Darstellung der Vakuumapparatur ist in Abb. 5.7 gezeigt. Die Hauptkammer ist aus Edelstahl gefertigt. Sie besitzt zwei CF-150 Flansche, drei CF-40 Flansche und in der Vertikalen zwei Öffnungen mit 80 mm Durchmesser. Angeschlossen an die Hauptkammer sind eine Ionengetterpumpe (240 l/s) mit integrierter Ti-Sublimationspumpe (über einen der CF-150 Flansche), ein Druckmeßgerät und ein Ventil zum Abpumpen beziehungsweise Belüften des Systems. Unter normalen Bedingungen beträgt der Druck in der Kammer $2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Die Öffnungen in der Vertikalen erlauben optischen Zugang entlang dieser Achse. Die untere Öffnung ist mit einem Fenster abgeschlossen, an die obere ist eine Glaszelle, das Kernstück der Apparatur, angeschlossen. Abb. 5.8 zeigt ein Photo dieser Glaszelle (Fa. Hellma). Sie ist 234 mm lang, hat einen rechteckigen Querschnitt mit 40×40 mm Innenkantenlänge und ist aus Quarz gefertigt. Oben und unten sind Glasflansche angebracht. Der untere dient zur Montage an die Hauptkammer, der obere ist mit einem Fenster abgeschlossen. Dabei werden zur Abdichtung jeweils Helicoflexdichtringe¹ verwendet. Die Außenflächen der Zelle sind antireflexbeschichtet. Desweiteren sind die beiden Fenster für den vertikalen optischen Zugang beidseitig mit einer Antireflexbeschichtung versehen. In der Glaszelle findet das eigentliche Experiment statt. Um den Rubidium-Gasdruck in der Zelle zu regeln, sind drei Rubidium-Dispenser auf halber Höhe in der Glaszelle montiert, von denen jedoch jeweils

¹Hierbei handelt es sich um Dichtringe, die speziell für den Übergang Metall-Glas konstruiert sind. Sie bestehen im wesentlichen aus einem leicht verformbaren Metallring entsprechender Größe und einer darin enthaltenen Feder.

5.3. Atomarer Springbrunnen als Quelle ultrakalter Atome

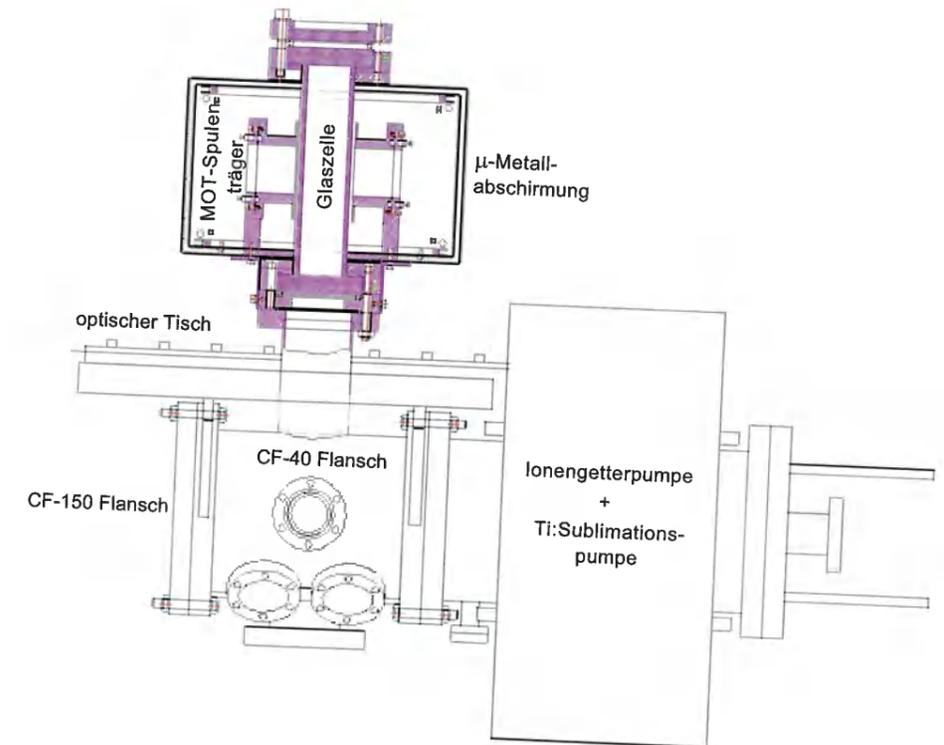


Abb. 5.7: Technische Zeichnung der Vakuumapparatur bestehend aus der Hauptkammer, der Glaszelle, der μ -Metallabschirmung und der kombinierten Ionengetter- und Ti:Sublimationspumpe.

nur einer betrieben wird. In jedem der drei Dispenser befinden sich 4.3 mg Rubidium. Für das Experiment werden Rubidiumatome aus dem Hintergrundgas in der Mitte der Zelle in einer magneto-optischen Falle gefangen und gekühlt und mittels einer bewegten Melasse um maximal 7.5 cm hochgeworfen. Aufgrund der Gravitation kehren die Atome in einer bestimmten Höhe um und werden nach dem Durchfallen des Zellenbereichs am unteren Ende der Zelle detektiert. Zwischen Hochwerfen und Detektion verbringen die Atome maximal 300 ms in der Glaszelle. Diese Zeit steht für interferometrische Experimente zur Verfügung.

Magnetische Abschirmung, MOT Spulen und Kompensationsspulen

Um den Wechselwirkungsbereich der Atome mit den Laserstrahlen in der Glaszelle gegen das Erdmagnetfeld und gegen magnetische Streufelder abzuschirmen, befindet sich der

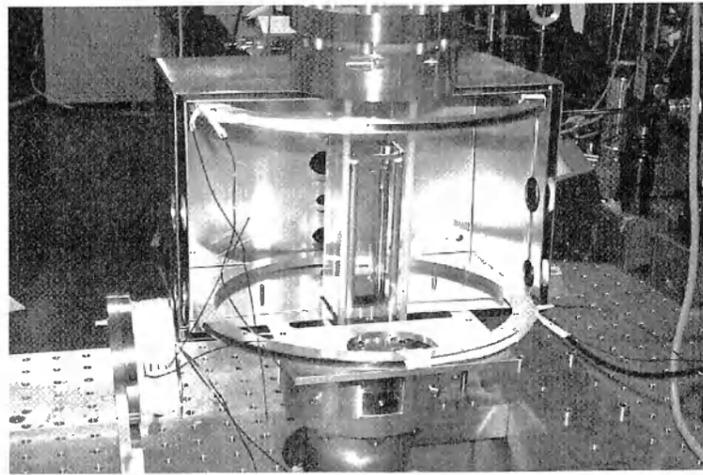


Abb. 5.8: Gezeigt ist ein Photo der Glaszelle, das während des Aufbaus des Systems aufgenommen wurde. In der Mitte ist die Glaszelle zu sehen, in der die Rubidiumatome gefangen, gekühlt, hochgeworfen und detektiert werden. Außerdem sind Teile der μ -Metallabschirmung und ein Spulenpaar zur Kompensation der vertikalen Magnetfelder abgelichtet. Links neben der Apparatur sieht man eine der MOT-Spulen, die zum Zeitpunkt der Aufnahme noch nicht eingebaut waren.

zentrale Teil der Zelle in einer zweilagigen μ -Metallabschirmung. Der äußere Querschnitt der Abschirmung beträgt 264×264 mm, die Höhe 166 mm. In der Abschirmung befinden sich die entsprechenden Aussparungen für den optischen Zugang für die MOT- und Detektionsstrahlen. Zusätzlich befinden sich oben und unten Aussparungen für die Glaszelle. Die Abschirmung wurde von uns vor dem Einbau getestet. Mit den zwei Lagen erreicht man im zentralen Bereich einen Abschirmungsfaktor von circa 300 gegenüber äußeren Magnetfeldern. Innerhalb der μ -Metallabschirmung befinden sich die MOT-Spulen zur Erzeugung des Quadrupol-Magnetfeldes für die magneto-optische Falle und zusätzlich drei Spulenpaare, um eventuell vorhandene Streufelder entlang der drei Achsen zu kompensieren beziehungsweise um ein definiertes Magnetfeld entlang einer Achse anzulegen (Kompensationsspulen).

Die in anti-Helmholtz Konfiguration angeordneten MOT-Spulen besitzen 200 Windungen bei einem Durchmesser von 39 mm. Die Spulenhalter sind mit einer Wasserkühlung versehen. Der Abstand zur Fallenmitte beträgt jeweils 43 mm. Bei einem Spulenstrom von 1 A ergibt sich mit dem Spulenaufbau ein magnetischer Feldgradient von 8 G/cm in axialer Richtung und 4 G/cm in radialer Richtung. Die Kompensationsspulen in Helmholtz

Anordnung wurden so konstruiert, daß jedes Paar bei einem Strom von 0.6 A ein Magnetfeld von 300 mG im Wechselwirkungsbereich erzeugt. In Richtung der MOT-Spulen wurden sie durch fünf zusätzliche Windungen auf die MOT-Spulenhalter realisiert. Senkrecht dazu, ebenfalls in horizontaler Richtung, wurde in 76 mm Abstand zur Fallenmitte ein Spulenpaar mit 46 mm Radius und 13 Windungen angebracht. Das dritte Paar in vertikaler Richtung befindet sich 116 mm von der Falle entfernt, bei einem Durchmesser von 72 mm und 20 Windungen. Nach dem Einbau aller Spulen testeten wir die Homogenität des Magnetfeldes im Wechselwirkungsbereich. Diese läßt sich am präzisesten mit den Atomen selbst vermessen. Indem man ein Mikrowellenspektrum aufnimmt und die Aufspaltung der Zeeman-Niveaus bestimmt, kann man die Restmagnetfelder sehr genau vermessen. Nach anfänglichen Schwierigkeiten, verursacht durch eine magnetische Oberflächenbeschichtung der MOT-Spulenträger, die in der Zwischenzeit ausgetauscht wurden, sind die Restmagnetfelder im Wechselwirkungsbereich nun kleiner als fünf Milligauß.

Laser und optische Komponenten

In Abb. 5.9 ist ein Überblick über die verwendeten Laser und die optischen Komponenten für den atomaren Springbrunnen dargestellt. Ein von einem Argon-Ionen Laser (Coherent Innova 400) gepumpter Coherent Ti:Saphir Laser (Typ 899-21) wird verwendet, um die Atome zu fangen und kühlen, hochzuwerfen und anschließend zu detektieren.

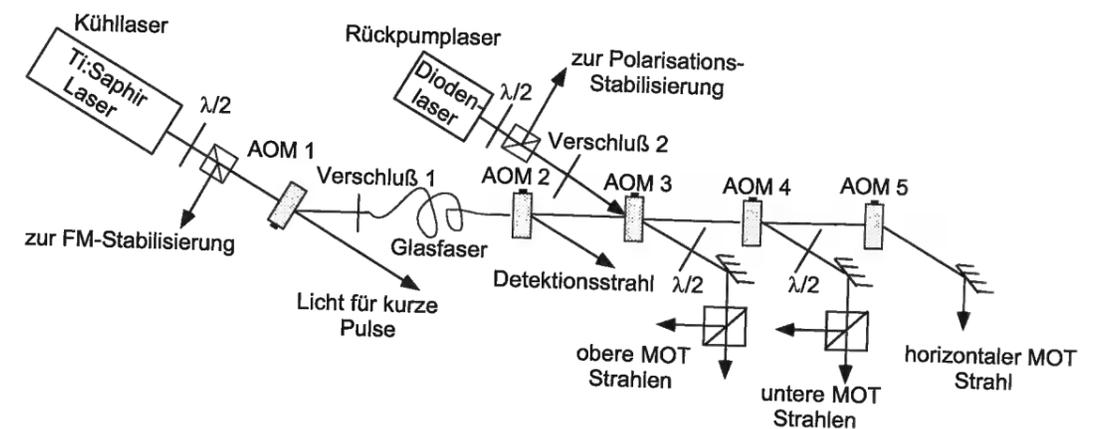


Abb. 5.9: Schematischer Überblick über den optischen Aufbau. Neben dem Ti:Saphir Laser und dem Diodenlaser sind die wichtigsten optischen Elemente gezeigt, deren Bedeutung und Funktionsweise im Text erklärt wird.

Bei einer Pumpleistung von 16.5 W liefert der Ti:Saphir Laser eine Ausgangsleistung von 1.5 W. Hiervon werden 30 mW abgezweigt, um den Laser mittels einem frequenzmodu-

liertem Seitenbandverfahren [Hal81] auf die atomare Resonanz zu stabilisieren. Neben der Frequenzstabilisierung haben wir auch eine Amplitudenstabilisierung für den Laser implementiert (in Abb. 5.9 nicht gezeigt). Direkt hinter dem Laser passiert das Licht einen akusto-optischen Modulator (AOM). Über eine Photodiode wird die Lichtleistung hinter diesem AOM beobachtet und daraus ein Fehlersignal abgeleitet. Dieses wird mittels eines elektronischen Regelkreises auf den AOM zurückgeführt, um damit die Lichtleistung hinter dem AOM auf ungefähr zwei Prozent genau zu stabilisieren. Der amplitudenstabilisierte Lichtstrahl wird anschließend mit einem weiteren AOM (AOM1, 110 MHz) in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Die 0. Ordnung von AOM1 wird zur Erzeugung der kurzen optischen Pulse (siehe Kapitel 5.2) verwendet, die +1. Ordnung von AOM1 dient zum Fangen, Kühlen, Hochwerfen und Detektieren der Atome des Springbrunnens.

Im folgenden wird der Strahlengang des Lichtstrahls der +1. Ordnung von AOM1 beschrieben. Nach entsprechender Fokussierung wird das Licht (ca. 400 mW) in eine einmodige Glasfaser eingekoppelt. Die Glasfaser verhindert, daß sich räumliche Instabilitäten des vom Laser emittierten Ausgangsstrahls auf optische Komponenten hinter der Glasfaser übertragen. Dadurch wird die tägliche Justage des atomaren Springbrunnens sehr erleichtert. Es ist fast immer ausreichend, lediglich die Einkopplung in die Faser zu optimieren, während die ganzen optischen Komponenten hinter der Faser von den unvermeidbaren Strahlinstabilitäten des Ti:Saphir Lasers nicht betroffen sind. Nach entsprechender Kollimierung passiert das Licht hinter der Faser mehrere AOMs. Mittels AOM2 (110 MHz) wird der Detektionsstrahl erzeugt. Die 1. Ordnung dieses AOMs wird als Detektionsstrahl benutzt. Die weiteren drei AOMs (AOM3, AOM4 und AOM5, jeweils 80 MHz) erzeugen aus der 0. Ordnung von AOM2 die Strahlen zum Fangen, Kühlen und Hochwerfen der Atome. Dazu werden hinter den AOMs die Strahlen jeweils mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von 20 mm aufgeweitet. Die 1. Ordnung von AOM3 wird für die von oben kommenden MOT-Strahlen benutzt. Dabei wird der Strahl mit einem Polarisationsstrahlteiler in die zwei benötigten Strahlen aufgeteilt. Die von unten kommenden MOT-Strahlen werden analog mittels der 1. Ordnung von AOM4 erzeugt. Die 1. Ordnung von AOM5 wird für den horizontalen MOT-Strahl benutzt. Dieser wird nach Durchgang durch den Fallenbereich retroreflektiert. Alle Strahlen passieren vor dem Durchgang durch den Fallenbereich jeweils eine $\lambda/4$ Verzögerungsplatte. Dadurch werden die Strahlen zirkular polarisiert. Zum Fangen und Kühlen von 10^9 Atomen benutzen wir typischerweise 30 mW Lichtleistung pro MOT-Strahl. Alle Strahlen können mittels eines mechanischen Verschlusses, der sich vor der Glasfaser befindet, ausgeschaltet werden.

Neben dem Ti:Saphir Laser als Kühllaser benötigt man noch einen Rückpumpplaser. Dieser verhindert, daß sich durch nicht-resonante Anregung Atome im unteren Hyperfein-

Grundzustandsniveau ansammeln. Das Licht (typischerweise 20 mW) eines gitterstabilisierten Diodenlasers wird mittels AOM3, AOM4 und AOM5 mit dem Kühllicht überlagert. Durch einen Polarisations-Spektroskopie-Aufbau [Dem91] kann erreicht werden, daß die Laserfrequenz in Resonanz mit der Rubidium D2-Linie gehalten wird. Auch die Strahlen dieses Rückpumpplasers können mit einem mechanischen Verschuß abgeschaltet werden.

5.3.3 Detektion der ultrakalten Atome

Die kalten Atome werden sowohl am Orte der magneto-optischen Falle als auch am Ende ihrer Fallstrecke detektiert. Die Detektion in der Falle geschieht auf zwei Arten. Mit einer CCD-Kamera (charged-coupled-device) kann die atomare Wolke beobachtet werden. Die Größe und Intensität der Wolke liefert einen ersten Anhaltspunkt für die Justage. Gleichzeitig bilden wird die Fluoreszenz der gefangenen Atome auf eine geeichte Photodiode ab. Aus der Signalgröße können wir die Anzahl der gefangenen Atome bestimmen. Aus einem Zwei-Niveau-Atommodell ergibt sich die Zahl der gefangenen Atome N_{Atome} als [Ess95]:

$$N_{\text{Atome}} = \frac{P_F}{\delta\Omega} \frac{1}{h\nu} 2\tau \left(\frac{1 + I/I_{\text{sat}} + 4(\Delta/\Gamma)^2}{I/I_{\text{sat}}} \right). \quad (5.4)$$

Hierbei bezeichnet P_F die gemessene Fluoreszenzleistung, $\delta\Omega$ den detektierten Raumwinkel, h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs, $\tau = \Gamma^{-1}$ die Lebensdauer des angeregten Zustandes, I/I_{sat} das Verhältnis der eingestrahlten Intensität zur Sättigungsintensität und Δ die Verstimmung des Lasers gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz. Bei einer gemessenen Leistung von $P_F = 1.500 \pm 0.075 \mu\text{W}$, einem Raumwinkel von $\delta\Omega = 1.74 \cdot 10^{-3}$ und einer Verstimmung von $\Delta = 3.2$ Linienbreiten ergibt sich für die Anzahl N_{Atome} von Atomen in der Wolke:

$$N_{\text{Atome}} = (2.20 \pm 0.11) \cdot 10^9. \quad (5.5)$$

Diese Angaben beziehen sich auf das Isotop ^{85}Rb . Durch geeignete Änderungen der Laserfrequenzen können wir innerhalb weniger Minuten von ^{85}Rb zu ^{87}Rb wechseln und auch dieses schwerere Isotop fangen und kühlen. Trotz des deutlich geringeren Vorkommens von ^{87}Rb (27%) ist die Zahl der Atome in der magneto-optischen Falle lediglich um einen Faktor zwei kleiner. Neben der Zahl der gefangenen Atome beobachten wir mit der Photodiode auch die zeitliche Entwicklung des Ladevorgangs sowie die Zerfallszeit der atomaren Wolke nach Abschalten der Magnetfelder. Eine möglichst lange Zerfallszeit deutet auf eine gut justierte Falle mit gut kompensierten Magnetfelder hin.

Neben einer Beobachtung der Atome in der Falle benötigen wir noch eine Methode, um die Atome am Ende ihrer Fallstrecke nachzuweisen. Für diesen Zweck wurden im Rahmen der

vorliegenden Arbeit verschiedene Detektionsmethoden getestet und verglichen. Im einzelnen sind dies: 1. Direkte Fluoreszenzmessung, 2. Frequenzmodulierte Absorptionsmessung und 3. Frequenzmodulierte Fluoreszenzmessung. Das Prinzip der drei Methoden ist schematisch in Abb. 5.10 dargestellt. Bei der direkten Fluoreszenzmessung wird der Detektionsstrahl horizontal durch die Zelle eingestrahlt. Die resultierende Fluoreszenz von den durch den Strahl fallenden Atomen wird mittels einer Linse auf einen Photoelektronen-Vervielfacher abgebildet. Mißt man die Breite der Fluoreszenz der durchfallenden Atome als Funktion der Zeit, so kann man deren Geschwindigkeitsverteilung bestimmen. Aus dieser ergibt sich die Temperatur der Atome. Neben der Fluoreszenz von kalten Atomen wird auch die Fluoreszenz von Atomen des Hintergrundgases eingesammelt, welche zu einem unerwünschten Untergrund im Meßsignal führt. Da der Detektionsbereich nicht durch eine differentielle Pumpstrecke von dem Fallenbereich getrennt ist, führt die Fluoreszenz des Hintergrundgases bei dieser Methode zu einem relativ hohen Untergrund. Schwankungen in der Fluoreszenz des Hintergrundes wirken sich somit störend auf die Detektion aus. Um diesen störenden Untergrund zu reduzieren, haben wir zwei unterschiedliche Techni-

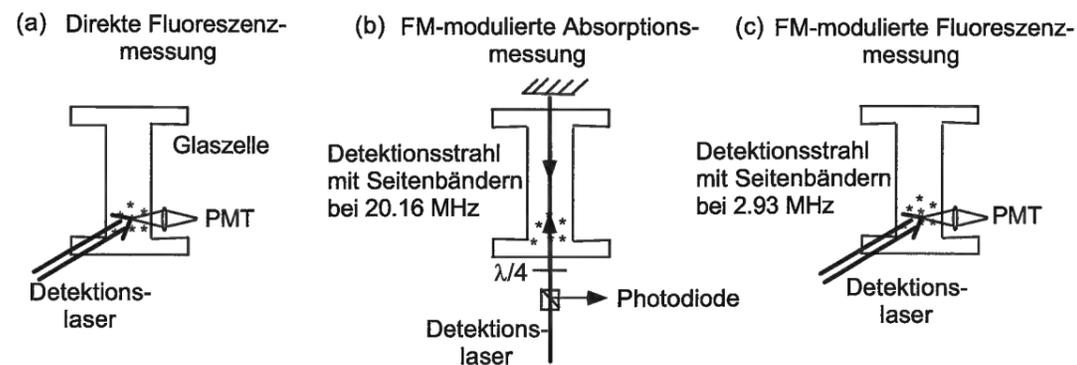


Abb. 5.10: Verwendete Methoden zur Detektion der ultrakalten Atome. (a) Direkte Fluoreszenzmessung, (b) frequenzmodulierte Absorptionsmessung und (c) frequenzmodulierte Fluoreszenzmessung. PMT steht für Photoelektronen-Vervielfacher.

ken untersucht, die beide auf einer Frequenzmodulation des Detektionsstrahls basieren. Die Methoden sind eng verwandt mit dem Radiofrequenz-Seitenbandverfahren von Pound [Pou46] und Drever [Dre83]. Sie basieren auf der Idee, daß man mit einer frequenzmodulierten Methode schwache, aber schmale Resonanzstrukturen sehr gut von dem langsam variierenden Signal des Hintergrundes unterscheiden kann. Nur die schmale Resonanzstruktur zeigt die Modulation, nicht aber das breite Signal des Hintergrundes.

Bei der frequenzmodulierten Absorptionsmessung wird der Detektionsstrahl von unten

vertikal durch die Glaszelle eingestrahlt. Nach Rückreflexion an einem Spiegel und zweimaligem Durchqueren einer $\lambda/4$ Verzögerungsplatte wird der zurückkommende Strahl von dem einfallenden mittels eines Polarisationsstrahlteilers getrennt und auf einer Photodiode detektiert. Dabei wird der Strahl zeitlich gepulst eingestrahlt. Je nach gewählter Zeit kann man somit die kalten Atome an jedem Ort ihrer Trajektorie nachweisen. Die Frequenzmodulation des Detektionsstrahls geschieht mittels eines elektro-optischen Modulators (EOM). Dem Strahl werden zwei Seitenbänder bei einer Frequenz von 20 MHz aufgeprägt. Das detektierte Licht enthält somit zwei Frequenzkomponenten bei 20 MHz aus dem Schwebungssignal zwischen dem Träger und den Seitenbändern. Das von der Photodiode detektierte Signal wird mit einem Radiofrequenzverstärker verstärkt und mit einem Phasenmodulator bei 20 MHz demoduliert. Das heruntergemischte Signal wird anschließend nochmals verstärkt. Ohne resonantes Medium wird die Trägerfrequenz ohne Phasenverschiebung transmittiert. Die Schwebungssignale der beiden Seitenbänder mit dem Träger sind um 180° außer Phase und heben sich exakt weg. Folglich enthält das transmittierte Licht kein Schwebungssignal bei 20 MHz. Unter dem Einfluß eines resonanten Mediums hingegen erleidet die Trägerfrequenz eine Phasenverschiebung und die Schwebungssignale heben sich gegenseitig nicht mehr weg. Bei geeigneter Phasenlage zwischen dem Lokaloszillator und dem verstärkten Photodiodensignal erhält man bezogen auf die Frequenzverstimmung des Detektionsstrahls eine dispersive Struktur mit einem steilen Nulldurchgang bei der Resonanzfrequenz der Atome. Zum Signal tragen fast ausschließlich die kalten Atome bei, da dank ihrer schmalen Resonanzstruktur nur bei ihnen der Träger eine von den Seitenbändern unterschiedliche Phasenverschiebung erfährt. Für die heißen Atome liegen auch die Seitenbänder noch innerhalb der Dopplerbreite der Geschwindigkeitsverteilung, so daß die Seitenbänder und der Träger eine fast identische Phasenverschiebung erfahren. Daher tragen diese Atome kaum zum Signal bei. Dies ermöglicht eine Detektion der kalten Atome weitgehend ohne störenden Untergrund durch die Atome des Hintergrundgases.

Sehr ähnlich funktioniert die frequenzmodulierte Fluoreszenzmessung. Auch hier wird der Detektionsstrahl von unten vertikal durch die Glaszelle eingestrahlt und durch Reflexion an einem Spiegel eine Stehwelle in der Zelle gebildet. Während die Atome den Detektionsbereich passieren, wird der Detektionsstrahl für einige Millisekunden angeblitzt. Das von den Atomen emittierte Licht wird auf einen Photoelektronen-Vervielfacher abgebildet. Analog zur frequenzmodulierten Absorptionsmessung werden dem Detektionsstrahl Seitenbänder aufgeprägt. Der Abstand der Seitenbänder zur Trägerfrequenz muß jedoch kleiner oder vergleichbar mit der natürlichen Linienbreite des betrachteten atomaren Übergangs sein. Nur dann regen auch die Seitenbänder noch Atome in angeregte

Zustände an und können in der Fluoreszenz zum Schwebungssignal beitragen. Wäre der Abstand größer, so würden die Seitenbänder keine Fluoreszenz hervorrufen und wären damit nicht detektierbar. Dementsprechend verwenden wir Seitenbänder im Abstand von 3 MHz, bei einer natürlichen Linienbreite von 5 MHz. Ähnlich der frequenzmodulierten Absorptionsmessung liefert auch die frequenzmodulierte Fluoreszenzmessung ein Signal der kalten Atome ohne einen durch die Atome des Hintergrundgases hervorgerufenen störenden Untergrund.

5.3.4 Zeitliche Steuerung des atomaren Springbrunnens

Der zeitliche Ablauf des atomaren Springbrunnens wird von einer ganzen Reihe von Pulseneratoren gesteuert. Vom Laden der Falle über das Kühlen und Hochwerfen der Atome bis hin zur Detektion wird die genaue zeitliche Kontrolle von diversen Pulseneratoren bestimmt. Insgesamt verwenden wir vier programmierbare Pulseneratoren (SRS DG535) mit hoher Genauigkeit, deren Oszillator auf das Referenzsignal einer kommerziellen Cäsium-Atomuhr stabilisiert wird. Diese übernehmen die Steuerung der Elemente, deren zeitlicher Ablauf am genauesten geregelt werden muß. Weitere fünf Pulseneratoren (Quantum Composer, Modell 9314) dienen zur Steuerung der Elemente, deren zeitliche Abfolge weniger kritisch ist.

Im folgenden wird der zeitliche Ablauf für das Hochwerfen von ^{85}Rb -Atomen um zwei Zentimeter beschrieben. Nach einer Ladezeit von typischerweise 300 ms wird zur Zeit $t = 0$ das magnetische Quadrupolfeld der Falle ausgeschaltet. Bei $t = 28.0$ ms beginnt das Hochwerfen der Atome. Dazu werden die unteren MOT-Strahlen um 560 kHz blauverstimmt gegenüber ihrer ursprünglichen Frequenz und die oberen MOT-Strahlen um den gleichen Betrag rotverstimmt. Die Verstimmung wird während einer Zeit von 500 μs auf ihren Endwert linear hochgeregelt. Bei $t = 32.35$ ms wird die Intensität der MOT-Strahlen während einer Zeit von 250 μs mittels AOM1 vor der Glasfaser linear gegen Null geregelt, bevor bei $t = 32.6$ ms die Strahlen mit einem mechanischen Verschuß vollständig ausgeschaltet werden. Kurz danach, bei $t = 37.6$ ms, wird auch das Rückpumplicht mittels eines mechanischen Verschlusses ausgeschaltet. Dadurch werden alle Atome im oberen Hyperfein-Grundzustandsniveau präpariert. Zusätzlich werden bei $t = 40.0$ ms AOM3, AOM4 und AOM5 ausgeschaltet. Dadurch wird verhindert, daß während der Detektion Streulicht entlang der MOT-Strahlen in den Detektionsbereich gelangt. Während den ersten 32.6 ms nach Abschalten des Magnetfeldes bis zum Abschalten der MOT-Strahlen befinden sich die Atome in einer optischen Melasse, in der sie zu tieferen Temperaturen gekühlt werden. Noch kältere Atome erhält man, wenn man in der letzten Phase der optischen Melasse die Verstimmung gegenüber der Resonanzfrequenz erhöht und die Lichtintensität verringert.

5.3. Atomarer Springbrunnen als Quelle ultrakalter Atome

Dies geschieht ebenfalls über AOM1. Zur Zeit $t = 30.5$ ms erhöhen wir daher die Verstimmung der Kühlstrahlen um weitere 2 Linienbreiten und verringern die Intensität auf $1/4$ des ursprünglichen Wertes. Während des Fangens, Kühlens und Hochwerfens der Atome können wir über Spulenpaare kleine Kompensationsfelder für magnetische Streufelder in alle drei Richtungen anlegen. Dadurch erreicht man, daß die Atome sich entlang einer vertikalen Trajektorie fortbewegen und die Zahl der im Detektionsbereich nachgewiesenen Atome maximiert wird. Zur Zeit $t = 35.0$ ms wird zusätzlich ein Magnetfeld entlang der Vertikalen angelegt, um die Zeeman-Entartung der magnetischen Unterniveaus aufzuheben. Nach dem Hochwerfen, Umkehren und Herunterfallen der Atome befinden sich diese bei $t = 220$ ms in dem sechs Zentimeter unterhalb der Fallenregion gelegenen Detektionsbereich. Mittels AOM2 wird der Detektionsstrahl für die gepulste Detektionsmethode bei $t = 220.0$ ms für einige Millisekunden angeblitzt (der mechanische Verschuß 1 wird zuvor rechtzeitig geöffnet). Gleichzeitig schalten wir den Photoelektronen-Vervielfacher für die Zeit während der Detektion an. Sind wir an einer zustandsselektiven Detektion interessiert, so strahlen wir zuerst mit dem $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ Übergang resonantes Licht ein. Dadurch werden nur diejenigen Atome angeregt, die sich im oberen Hyperfein-Grundzustandsniveau $F = 3$ befinden. Bei $t = 224.0$ ms strahlen wir durch Öffnen von Verschuß 2 zusätzlich Rückpumplicht ein und detektieren auch Atome im unteren Hyperfein-Grundzustandsniveau $F = 2$. Die Flächen der zwei resultierenden Fluoreszenzsignale werden mit einem zeitlich gepulsten Integrator integriert und in einen PC eingelesen. Wollen wir hingegen beide Niveaus gleichzeitig detektieren, so strahlen wir beide Frequenzen zur selben Zeit ein. Das gesamte Experiment wird je nach Höhe des Springbrunnens mit einer Repetitionsrate von ungefähr 1 Hz betrieben.

Im Verlaufe dieser Arbeit hat sich herausgestellt, daß es vorteilhaft ist, den Rubidium-Dispenser nicht kontinuierlich zu betreiben. Da dieser nur mit relativ hohen Strömen (3.8–4.8 A) ausreichend Rubidium freisetzt und die hohen Ströme ein inhomogenes Magnetfeld verursachen, sind wir dazu übergegangen, den Dispenser gepulst zu betreiben. Für den gepulsten Betrieb schalten wir den Dispenser nun 80.0 ms vor Abschalten der MOT-Felder aus und erst kurz nach der Detektion der Atome wieder an. Damit wird garantiert, daß während der Zeitspanne vom Hochwerfen der Atome bis zur Detektion ein sehr homogenes Magnetfeld anliegt. Dabei bleibt die Anzahl der gefangenen Atome konstant, wenn man den Strom von 4.2 A im kontinuierlichen Modus auf 4.8 A im gepulsten Modus erhöht.

5.3.5 Messungen am atomaren Springbrunnen

Hier sollen die Ergebnisse der Temperaturmessung der Atome und des Vergleichs der verschiedenen Detektionsmethoden vorgestellt werden. Das Hauptaugenmerk liegt auf den

Ergebnissen der zustandsselektiven Detektion mit den zwei beschriebenen frequenzmodulierten Methoden.

Die Temperatur der kalten Atome kann über eine Messung des Flugzeitspektrums bestimmt werden [Mol97, Let88]. Hierbei mißt man die Fluoreszenz der Atome während des Durchfallens eines schmalen Lichtteppichs, der in unserem Fall 10 mm breit und 0.2 mm hoch ist. Aus der Zeitabhängigkeit der Fluoreszenz ergibt sich die Ankunftszeit der Atome. Die Breite σ dieses Signals ist für große Zeiten näherungsweise proportional zur Wurzel aus der Temperatur

$$\sigma \approx \sqrt{\frac{k_B T}{m}} t. \quad (5.6)$$

In Abb. 5.11 ist ein solches Flugzeitspektrum für Atome aus unserem Springbrunnen gezeigt, die nach dem Kühlen um zwei Zentimeter hochgeworfen wurden. Aufgetragen ist

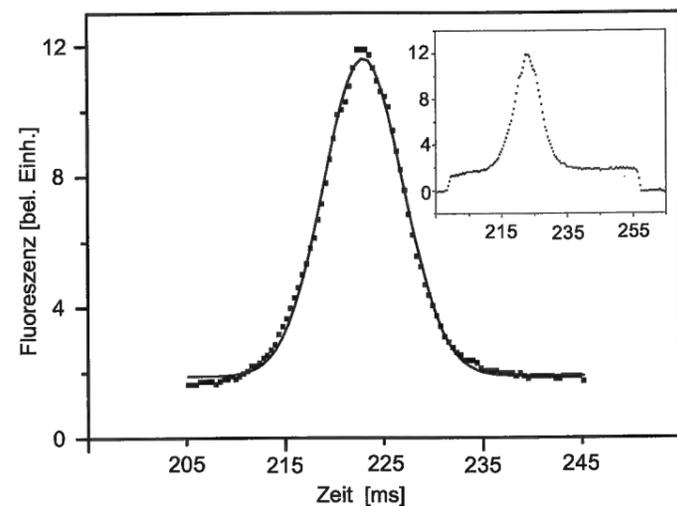


Abb. 5.11: Flugzeitspektrum zur Temperaturbestimmung der kalten Atome. Aufgetragen ist die Fluoreszenz als Funktion der Zeit. An die Datenpunkte wurde eine Gaußverteilung angepaßt. Über die Breite dieser Verteilung ergibt sich eine Temperatur von $15.99 \pm 0.02 \mu\text{K}$. Die kleine Abbildung zeigt das Spektrum über die volle Zeit des Detektionslaserpulses. Deutlich ist der durch Anregung des Rubidium-Hintergrundgases verursachte Untergrund zu erkennen.

die Fluoreszenz nach Anregung durch den Detektionsstrahl als Funktion der Flugzeit. Die Breite der Meßkurve wird bestimmt, indem man eine Gaußverteilung mit einer Breite

σ nach Gl. 5.6 anpaßt. Über die Breite der Gaußverteilung ergibt sich für die gezeigten Daten eine Temperatur von $15.99 \pm 0.02 \mu\text{K}$. Routinemäßig sind wir in der Lage, die Atome auf 12-15 μK abzukühlen. Diese Temperaturen sind vergleichbar mit den erreichten Temperaturen ähnlicher Aufbauten (siehe beispielsweise [Met99]).

Das in Abb. 5.11 gezeigte Flugzeitspektrum wurde mit der Methode der direkten Fluoreszenzmessung aufgenommen. Atome werden durch den horizontalen Detektionsstrahl angeregt und die resultierende Fluoreszenz auf einen Photoelektronen-Vervielfacher abgebildet. Dabei wurde der Detektionsstrahl rechtzeitig vor Ankunft der Atome im Detektionsbereich eingestrahlt (ab $t = 200.0$ ms). Detektiert wird auf dem zyklischen Übergang $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$. Um die über nicht-resonante Anregung in das untere Hyperfeinniveau $F = 2$ gelangten Atome dem Detektionszyklus wieder zur Verfügung zu stellen, strahlen wir gleichzeitig auch ungefähr $500 \mu\text{W}$ des mit dem $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ Übergangs resonanten Rückpumplichts ein. Dadurch erreicht man eine deutlich höhere Signalgröße.

Neben der Methode zur Bestimmung der Temperatur der Atome benötigen wir in Zukunft

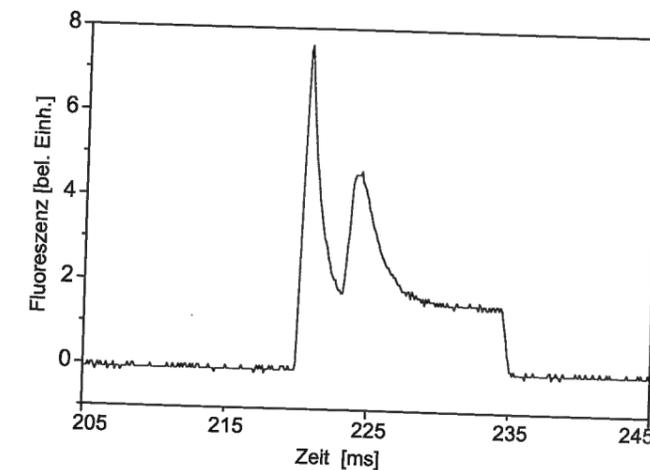


Abb. 5.12: Flugzeitspektrum mit gepulstem Detektionsstrahl. Aufgetragen ist die Fluoreszenz als Funktion der Zeit. Der Detektionsstrahl wird zu der Zeit angepulst, bei der die maximale Zahl an Atomen durch den Detektionsbereich fliegt ($t = 220$ ms). Die resultierende Fluoreszenz ergibt den ersten Peak. Das Rückpumplicht im Detektionsstrahl wird 4 ms später angepulst. Dies ergibt den zweiten Peak.

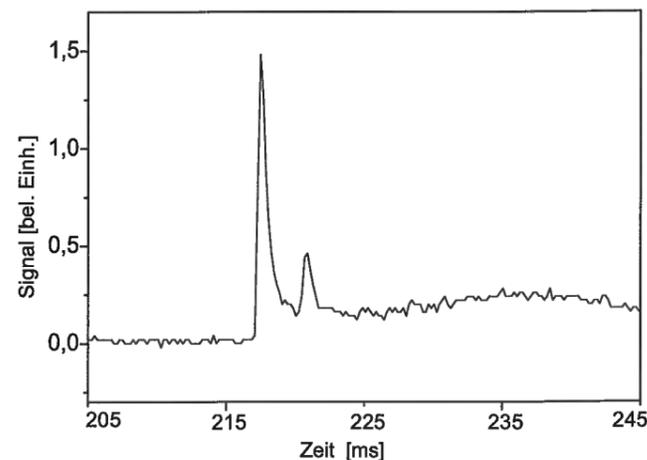


Abb. 5.13: Flugzeitspektrum aufgenommen mit der frequenzmodulierten Absorptionmethode.

eine Detektionsmethode mit einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis und möglichst kleinen Schuß-zu-Schuß-Fluktuationen. Um trotz der kaum zu vermeidenden Fluktuationen in der Gesamtzahl der gefangenen Atome ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten, ist es vorteilhaft, die Population in den beiden Hyperfeinrundzustandsniveaus getrennt zu messen. Indem man beispielsweise die Anzahl der Atome im oberen Hyperfeinzustand auf die Gesamtzahl der Atome in der magneto-optischen Falle normiert, kann man die Fluktuationen, die von den Schwankungen in der Anzahl der gefangenen Atome herrühren, unterdrücken. Dazu pulst man für eine zeitaufgelöste Detektion der beiden Hyperfeinzustände das Rückpumplicht im Detektionsstrahl etwas später an. Dadurch detektiert man zuerst die Atome im oberen $F = 3$ Niveau und anschließend mit dem zusätzlich eingestrahlteten Rückpumplicht die Atome in beiden Niveaus $F = 2$ und $F = 3$. Das Rückpumplicht pumpt dabei die Atome von $F = 2$ nach $F = 3$, von wo aus sie über den zyklischen Übergang detektiert werden. Abb. 5.12 zeigt ein Spektrum, bei dem der Detektionsstrahl bei $t = 220.0$ ms angepulst wurde und das Rückpumplicht im Strahl 4 ms später. Aufgetragen ist die Anzahl der Atome als Funktion der Flugzeit. Der erste Peak stammt von Atomen aus $F = 3$. Das beobachtete Abklingen kommt einerseits durch optisches Pumpen in $F = 2$ zustande und andererseits durch die Beschleunigung einiger Atome aus dem Detektionsbereich aufgrund der Aufnahme des Photonenimpulses durch diese Atome. Folglich stammt der zweite Peak sowohl von Atomen, die bereits anfänglich

im Grundzustand $F = 2$ waren, als auch von Atomen, die erst durch den ersten Puls in dieses Niveau gepumpt wurden. Für dieses und alle weiteren Flugzeitspektren wurde jeweils die Höhe des ersten Peaks maximiert, indem die Leistung des ersten Detektionspulses entsprechend gewählt wurde. Dadurch resultiert ein zweiter Peak unterschiedlicher Höhe für die unterschiedlichen Detektionsmethoden. Im folgenden konzentrieren wir uns daher auf einen Vergleich des ersten Peaks der gezeigten Spektren.

Analog zu Abb. 5.11 besitzt das Spektrum ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, jedoch ist der durch das thermische Hintergrundgas verursachte Untergrund relativ hoch. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, implementierten wir die zwei in Kapitel 5.3.3 beschriebenen frequenzmodulierten Detektionsmethoden. In Abb. 5.13 ist ein Flugzeitspektrum gezeigt, das mittels der frequenzmodulierten Absorptionmethode aufgenommen wurde. Für das gezeigte Spektrum wurden dem Detektionsstrahl Seitenbänder bei einer Frequenz von 20.16 MHz aufgeprägt, wobei das Rückpumplicht im Strahl nicht moduliert wurde. Das resultierende Signal hat ein etwas schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als das Signal in Abb. 5.12, jedoch ein deutlich vermindertes Untergrundsignal, da die heißen Atome des Hintergrundgases deutlich weniger zum Signal beitragen als bei der direkten Fluoreszenzmessung.

In Abb. 5.14 ist nun ein Spektrum gezeigt, das sowohl ein hervorragendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis von größer als 250 als auch ein vernachlässigbares Untergrundsignal besitzt. Dieses Spektrum wurde mit der Methode der frequenzmodulierten Fluoreszenzmessung aufgenommen. Dazu wurden dem Detektionsstrahl Seitenbänder bei 2.93 MHz aufgeprägt. Auch bei dieser Methoden tragen die heißen Atome des Hintergrundgases so gut wie nicht zum Signal bei. Vergleicht man die drei zuletzt gezeigten Spektren, so sieht man deutlich, daß die frequenzmodulierte Fluoreszenzmessung die besten Resultate bezüglich des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und des Untergrundes liefert. Um die Funktionsweise des atomaren Springbrunnens weiter zu überprüfen, haben wir Experimente zur Mikrowellenspektroskopie durchgeführt. Diese erlauben auch eine Überprüfung der Schuß-zu-Schuß-Fluktuationen. Die Mikrowellenübergänge werden in Zukunft bei den geplanten atominterferometrischen Experimenten zur Präparation von Atomen im Zeeman-Zustand $m_F = 0$ sowie deren Nachweis benötigt. Um eine energetische Trennung der verschiedenen Zeeman-Niveaus zu erreichen, wurde für die Experimente ein Magnetfeld von 100 mG in vertikaler Richtung angelegt. Mit einer Pulssequenz, bestehend aus einem Mikrowellen π -Puls resonant mit dem $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ Übergang zwischen den beiden Grundzuständen $F = 3$ und $F = 2$, einem optischen Puls zum Entleeren der verbliebenen Population in $F = 3$ und einem zweiten Mikrowellen π -Puls analog zum ersten wird erreicht, daß nach der Sequenz nur noch das $m_F = 0$ Unterniveau des $F = 3$ Zustandes besetzt

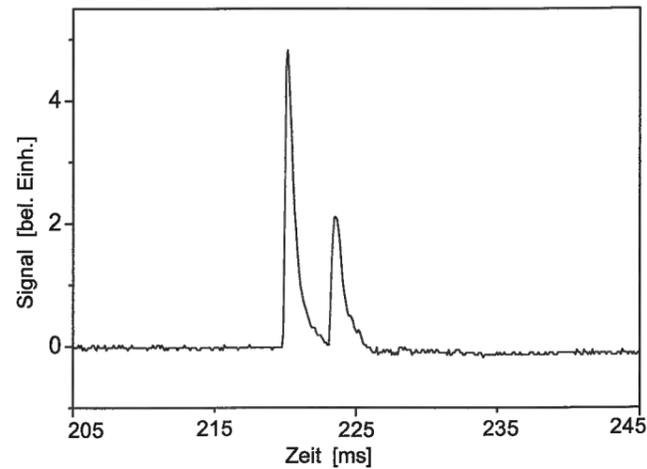


Abb. 5.14: Flugzeitspektrum aufgenommen mit der frequenzmodulierten Fluoreszenzmethode. Das Spektrum hat ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von größer als 250 und einen vernachlässigbaren Untergrund (der Beitrag des thermischen Hintergrundgases liegt unterhalb der Detektionsgrenze).

ist². Für das Spektrum in Abb. 5.15 wurde die Frequenz des zweiten Mikrowellenpulses von Schuß-zu-Schuß variiert und dabei stufenweise über die $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ Resonanz verstimmt. Die Zahl der im oberen Hyperfein-Grundzustand nachgewiesenen Atome ist als Funktion der Mikrowellenfrequenz dargestellt. Zur Aufnahme des Spektrums wurde die frequenzmodulierte Fluoreszenzmessung verwendet und das erhaltene Signal bei jedem Schuß über einen Zeitraum von drei Millisekunden integriert. Jeder Meßpunkt entspricht einer vollständigen Sequenz bestehend aus dem Einfangen, Kühlen, Hochwerfen und Detektieren der Atome. An die experimentellen Daten wurde eine Gaußverteilung angepaßt. Die Abweichungen der einzelnen Datenpunkte hiervon wurden separat aufgetragen. Aus ihnen ergeben sich Schuß-zu-Schuß-Fluktuationen von lediglich 2%. Folglich besitzt die frequenzmodulierte Fluoreszenzmessung ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

²In späteren Experimenten strahlen wir nach dieser Sequenz die als atomare Strahlteiler dienenden Lichtpulse ein. Das Interferenzsignal zeigt sich als Besetzungsunterschied in dem $m_F = 0$ Niveau, da abhängig vom zeitlichen Abstand der Pulse Atome in Zustände mit $m_F \neq 0$ gepumpt werden. Folglich benötigen wir eine zweite Pulssequenz analog zur ersten, um selektiv Atome in $m_F = 0$ zu detektieren. Das in Abb. 5.15 gezeigte Spektrum wurde tatsächlich mit solch einer doppelten Pulssequenz aufgenommen, jedoch ohne daß die Strahlteilerpulse eingestrahlt worden wären.

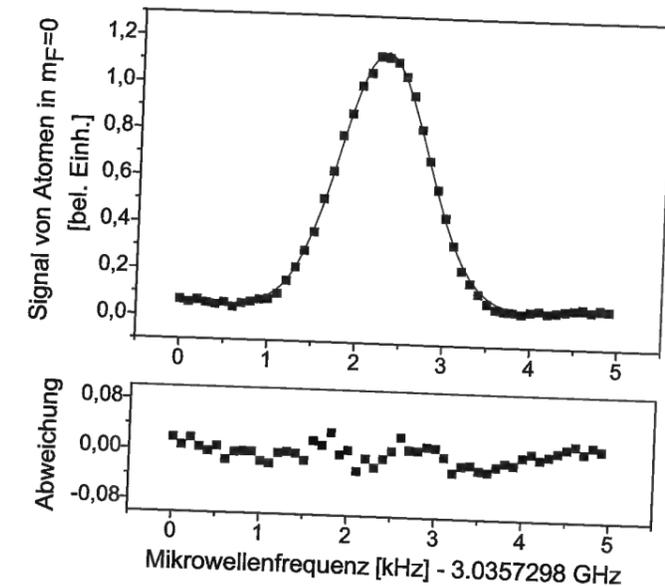


Abb. 5.15: Mikrowellenspektrum zur Überprüfung der Schuß-zu-Schuß-Fluktuationen der frequenzmodulierten Fluoreszenzmessung. Aufgetragen ist das Signal der im Zustand ($F = 3, m_F = 0$) nachgewiesenen Atome als Funktion der Mikrowellenfrequenz. An die experimentellen Daten wurde eine Gaußverteilung angepaßt. Die Abweichungen der experimentellen Daten hiervon sind separat dargestellt. Daraus berechnen sich Schuß-zu-Schuß-Fluktuationen von 2%.

nis, ein vernachlässigbares Untergrundsignal und geringe Schuß-zu-Schuß-Fluktuationen. Daher verwenden wir zur Detektion der kalten Atome am Ende ihrer Fallstrecke inzwischen ausschließlich diese Methode.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß mit dem atomaren Springbrunnen nun die nahezu ideale Quelle für zukünftige atominterferometrische Experimente zur Verfügung steht. In Kombination mit der neu entwickelten Detektionsmethode der frequenzmodulierten Fluoreszenzmessung, die es ermöglicht, auch kleinste Signale zu detektieren, erscheint es aus heutiger Sicht realistisch, mit dem beschriebenen experimentellen Aufbau in nicht allzu ferner Zukunft Präzisionsmessungen der Gravitation und des Photonenrückstoßes durchführen zu können.

6 Ausblick

Diese Arbeit versteht sich als Teil eines längerfristigen Projektes, die vielfältigen Möglichkeiten atomarer Interferenzerscheinungen zu erforschen und auszunutzen. Im Rahmen der Arbeit gelangen Messungen zur verallgemeinerten Aharonov-Bohm Phasenverschiebung sowie die Beobachtung neuartiger Dekohärenzeffekte an einem Vielstrahl-Ramsey-Interferenzaufbau.

Die am thermischen Atomstrahl durchgeführten Experimente zur kontrollierten Dekohärenz stellen sicherlich nur ein Glied in einer langen Kette von Experimenten dar, die sich mit der Fragestellung befassen, was eigentlich den Übergang von einem quantenmechanischen System zu einem klassischen System ausmacht. Da Dekohärenzeffekte mit zunehmender Größe der betrachteten Systeme an Bedeutung gewinnen, wäre es von großem Interesse, die Experimente auf komplexere Systeme auszudehnen. Naheliegend ist die Untersuchung eines Systems mit mehr interferierenden Pfaden. Dies sollte am neuen Aufbau mit den ultrakalten Atomen möglich werden. Dabei wäre ein direkter Nachweis der gestreuten Photonen interessant, um die Vorhersagen bezüglich des Weges eines Atoms in dem Interferometer direkt zu verifizieren. Bislang konnten wir diese Größe nur indirekt über das atomare Interferenzsignal auslesen.

Längerfristige, aber sicher lohnenswerte Ziele werden mit dem im Rahmen dieser Arbeit realisierten atomaren Springbrunnen angestrebt. Mit dem Aufbau steht eine atomare Quelle zur Verfügung, die lange Wechselwirkungszeiten erlaubt und somit die Basis für neuartige Experimente darstellt. Insbesondere sollte verglichen mit früheren Experimenten an dem thermischen Atomstrahl eine deutlich größere räumliche Aufspaltung zwischen den interferierenden Pfaden realisierbar sein. Durch die größere Aufspaltung erreicht man eine bessere Genauigkeit. Mit den kurzen Lichtpulsen als atomaren Strahlteilern wird man zusätzlich in der Lage sein, mehr Teilstrahlen als bisher zur Interferenz zu bringen. Dadurch steigt die Phasenempfindlichkeit des Interferometers. Mit diesen Neuerungen erscheint es realistisch, mit den Vielstrahl-Interferometern Präzisionsexperimente zu den Grundlagen der Physik durchzuführen, sowie in den Bereich der angewandten Forschung vorzudringen. Insbesondere sollte die präzise Messung fundamentaler Größen, wie etwa der Rotation, der Gravitation oder der Photonenrückstoßenergie möglich werden. In naher Zukunft wollen wir uns dabei auf die Messung der Gravitation konzentrieren. Bislang sind Interferenzexperimente mit Neutronen und Atomen die einzigen Laborversuche,

die die Kopplung quantenmechanischer Materie an die Gravitation und an die Trägheit nachweisen. Durch das präzise Vermessen der gravitativen Wechselwirkung können diese Experimente auch für die Entwicklung einer Quantengravitationstheorie wichtig sein [Bor96]. Einige Vorschläge für Theorien zur Vereinheitlichung der Quantenmechanik und der allgemeinen Relativitätstheorie sagen eine Verletzung des Äquivalenzprinzips voraus. Berechnet man aus der Schrödinger-Gleichung die durch die Gravitation hervorgerufene Phasenverschiebung $\delta\phi$ für unsere geplante Interferometergeometrie, so erhält man

$$\delta\phi = -N \cdot 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{g} T^2. \quad (6.1)$$

Hierbei ist N die Anzahl der interferierenden Teilstrahlen, T die Flugzeit der Atome zwischen den Laserstrahlen, \mathbf{k} der Wellenzahlvektor und \mathbf{g} die Erdbeschleunigung. Die Massenunabhängigkeit der Phasenverschiebung $\delta\phi$ bestätigt das Äquivalenzprinzip für Quantenmaterie. Führt man jedoch die träge Masse m_t und die schwere Masse m_s in kinetischen beziehungsweise gravitativen Teil der Schrödinger-Gleichung ein, so kann man mit dem Experiment einen Test des schwachen Äquivalenzprinzips im Quantenbereich durchführen, da in der Phasenverschiebung $\delta\phi$ ein zusätzlicher Faktor m_s/m_t auftritt. Durch die Verwendung der beiden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb kann man direkt das Äquivalenzprinzip testen. Ein Null-Resultat im Sinne des Eötvös-Verhältnisses

$$\eta = \left(\frac{m_s}{m_t}\right)^{^{85}\text{Rb}} - \left(\frac{m_s}{m_t}\right)^{^{87}\text{Rb}} \quad (6.2)$$

wäre ein „genuin quantenmechanischer Test des Äquivalenzprinzips“ [Bor96]. Geht man von $N = 15$ Teilstrahlen und einer Zeit $T = 50$ ms zwischen den Strahlteilern aus, so folgt aus Gl. 6.1 für die zwischen den beiden äußersten Teilstrahlen akkumulierte Phasendifferenz $\delta\varphi = 2\pi \cdot 940000$. Mit einem angenommenen Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 100:1 pro Einzelmessung erreicht man eine statistische Genauigkeit von besser als 10^{-10} nach sechs Stunden Meßzeit (bei einer Wiederholrate von einem Hertz). Da eine differentielle Messung experimentell erheblich einfacher durchzuführen ist als eine absolute Messung der Erdbeschleunigung, erscheint eine Überprüfung des Äquivalenzprinzips mit einer Genauigkeit von 10^{-10} realistisch. Für makroskopische Materie liegt die Genauigkeit übrigens bei 10^{-12} .

Weiterhin ist geplant, über eine präzise Messung der Photonenrückstoßenergie einen präzisen Wert für die Feinstrukturkonstante α zu bekommen. Die Verbindung der zwei Größen ist gegeben durch

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty m \hbar}{c m_e m}. \quad (6.3)$$

Hierbei bezeichnet R_∞ die Rydberg-Konstante und m/m_e den Quotienten aus atomarer Masse und Elektronenmasse. Die Genauigkeit von α wird vom National Institute for Standards and Technology (USA) zur Zeit mit $3.7 \cdot 10^{-9}$ angegeben. Dieser Wert wurde im wesentlichen aus den sehr genauen experimentellen Resultaten für das anormale magnetische Moment $a_e = (g - 2)/2$ des Elektrons [Dyc87] unter Annahme der Vollständigkeit quantenelektrodynamischer Berechnungen dieser Größe abgeleitet. Da die Berechnungen für a_e eine Summe von Potenzen von α beinhalten [Kin95], kann durch Gleichsetzen des sich ergebenden Ausdruckes mit dem experimentellen Resultat ein Wert für α angegeben werden. Um jedoch den theoretischen Wert für a_e mit dem experimentellen Wert zu vergleichen und somit einen Test der Quantenelektrodynamik (QED) zu erlauben, ist eine unabhängige Bestimmung von α erforderlich. Die bisher genauesten Messungen gelangen mittels des Quanten-Hall-Effektes [Cag89], des Wechselstrom-Josephson-Effektes [Wil89] und mittels Neutronenstreuung [Kru95]. Die angegebenen Genauigkeiten liegen bei $2.3 \cdot 10^{-8}$, $3.7 \cdot 10^{-8}$ sowie $3.8 \cdot 10^{-8}$, wobei die einzelnen Messungen auf etwa 10^{-7} übereinstimmen. Die Quantenelektrodynamik kann somit derzeit mit einer Genauigkeit von 10^{-7} überprüft werden. Unser Ziel ist eine neue Bestimmung von α über die atomare Rückstoßenergie des Rubidiumatoms mit einer Genauigkeit von 10^{-9} . Da eine solche Bestimmung nicht bereits die Gültigkeit der QED voraussetzt, würde dies einen besseren Vergleich von theoretischem und experimentellem Wert von a_e erlauben. Der Vergleich würde dann einen verbesserten Test der QED darstellen. Die angestrebte Meßgenauigkeit von α kann mit dem Vielstrahl-Atominterferometer wie folgt erreicht werden. Für die Abschätzung nehmen wir wiederum 15 interferierende Teilstrahlen bei einem zeitlichen Abstand von 50 ms zwischen den atomaren Strahlteilern an. Die während der gesamten Wechselwirkungszeit $2T$ gegenüber dem zentralen Interferometerpfad mit transversalem Impuls Null akkumulierte Phasendifferenz $(N - 1)^2 \cdot 2 T \omega_r$ berechnet sich mit Gl. 5.3 zu $2\pi \cdot 75000$ (mit $\omega_r = 2\pi \cdot 3.8$ kHz für ^{87}Rb). Hieraus ergibt sich eine statistische Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-9}$ nach drei Stunden Meßzeit. Nach der Untersuchung systematischer Fehlerquellen sollte aus heutiger Sicht eine absolute Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-9}$ für die Photonenrückstoßenergie ω_r erreichbar sein. Mittels der Beziehung

$$\omega_r = \frac{\hbar \mathbf{k}^2}{2m} = \frac{\hbar \omega^2}{m 2c^2} \quad (6.4)$$

und der genauen Kenntnis der optischen Übergangsfrequenz ω der D2-Linie für ^{87}Rb von $1.4 \cdot 10^{11}$ [Ye96] kann man den Quotienten \hbar/m berechnen. Mit Gl. 6.3 kann die Feinstrukturkonstante α berechnet werden, wobei die Rydberg-Konstante R_∞ auf $8 \cdot 10^{-12}$ und der Quotient m/m_e aus atomarer und Elektronenmasse für das Rubidiumatom auf $2 \cdot 10^{-9}$ bekannt sind [Sch99, Bra99]. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit in Gl. 6.3 ergibt sich eine erwartete Genauigkeit der Feinstrukturkonstanten α von $1 \cdot 10^{-9}$. Mit der

Verwendung einer leistungsfähigen Vibrationsisolierung erscheint es durchaus realistisch, noch größere Zeiten zwischen den Strahlteilern zu verwenden, um damit die Meßgenauigkeit weiter zu steigern.

Beachtet man, daß es sich bei den Interferenzexperimenten mit Neutralatomen verglichen mit den Experimenten aus der Lichtoptik noch um ein relativ junges Forschungsgebiet handelt, so werden sich im Laufe der Weiterentwicklung des Gebietes sicher noch viele neue, faszinierende Möglichkeiten eröffnen. Es sei an dieser Stelle nur der mögliche Einsatz von Bose-Einstein-Kondensaten und Atomlasern in Interferenzexperimenten erwähnt.

Literaturverzeichnis

- [Ada94] C. S. Adams, M. Sigel und J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143 (1994).
- [All75] Siehe beispielsweise *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, L. Allen und J. H. Eberly (Wiley, New York, 1975).
- [All92] B. E. Allman, A. Cimmino, A. G. Klein und G. I. Opat, Phys. Rev. Lett. **68**, 2409 (1992); G. Badurek, H. Weinfurter, R. Gähler, A. Kollmar, S. Wehinger und A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **71**, 307 (1993); S. Nic Chormaic, Ch. Miniatura, O. Gorceix, B. Viaris de Lesegno, J. Robert, S. Feron, V. Lorent, J. Reinhardt, J. Baudon und K. Rubin, Phys. Rev. Lett. **72**, 1 (1994).
- [Alz76] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi und G. Orriols, Nuovo Cimento B **36**, 5 (1976); E. Arimondo und G. Orriols, Lett. Nuovo Cimento B **17**, 333 (1976); H. R. Gray, R. M. Whitley und R. Stroud Jr., Opt. Lett. **3**, 218 (1978).
- [Ang68] J. R. P. Angel und P. G. H. Sandars, Proc. Roy. Soc. A **305**, 125 (1968).
- [Ari77] E. Arimondo, M. Inguscio und P. Violino, Rev. Mod. Phys. **49**, 31 (1977).
- [Asp88] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
- [Bad88] Für einen Überblick siehe z.B. die Artikel in: Physica B **151**, 3 ff (1988).
- [Bak76b] Y. V. Baklanov, B. J. Dubetsky und V. P. Chebotayev, Appl. Phys. **9**, 171 (1976).
- [Boh49] N. Bohr, in *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, P. A. Schilpp (Hrsg.) (Library of Living Philosophers, Evanston, 1949).
- [Bon67] A. M. Bonch-Bruевич und V. A. Khodovoi, Usp. Fiz. Nauk. **93**, 71 (1967).
- [Bor84] C. J. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. van Lerberghe, C. Bréant, D. Bassi und G. Scoles, Phys. Rev. A **30**, 1836 (1984).
- [Bor96] C. J. Bordé und C. Lämmerzahl, Phys. Bl. **52**, 238 (1996).

- [Bra99] M. P. Bradley, J. V. Porto, S. Rainville, J. K. Thompson und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **83**, 4510 (1999).
- [Bru90] M. Brune, S. Haroche, V. Lefevre, J. M. Raimond und N. Zagury, Phys. Rev. Lett. **65**, 976 (1990).
- [Cag89] M. E. Cage, R. F. Dziuba, R. E. Elmquist, B. F. Field, G. R. Jones Jr., P. T. Olsen, W. D. Phillips, J. Q. Shields, R. L. Steiner, B. N. Taylor und E. R. Williams, IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 284 (1989).
- [Car91] O. Carnal und J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991); F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmke und C. J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991); D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
- [Con67] *The Theory of Atomic Spectra*, E. U. Condon und G. H. Shortley (Cambridge University Press, 1967).
- [Dav27] C. J. Davisson und L. H. Germer, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).
- [Dem91] Siehe beispielsweise *Laserspektroskopie*, W. Demtröder (Springer-Verlag, Heidelberg, 1991).
- [Dre83] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley und H. Ward, Appl. Phys. B **31**, 97 (1983).
- [Dür98] S. Dürr, T. Nonn und G. Rempe, Phys. Rev. Lett. **81**, 5705 (1998).
- [Eng96] B.-G. Englert, Phys. Rev. Lett. **77**, 2154 (1996).
- [Eng00] B.-G. Englert, private Mitteilung.
- [Ess95] Siehe beispielsweise T. Esslinger, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1995.
- [Est30] I. Estermann und O. Stern, Z. Phys. **61**, 95 (1930).
- [Fey65] *The Feynman Lectures on Physics Vol. III*, R. Feynman, R. Leighton und R. Sands (Addison Wesley, Reading, 1965).
- [Gus97] T. L. Gustavson, P. Bouyer und M. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).
- [Hal81] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer und H. G. Robinson, Appl. Phys. Lett. **39**, 680 (1981).

- [Hen99] J. M. Hensley, A. Peters und S. Chu, Rev. of Sci. Instr. **70**, 2735 (1999).
- [Heu98] T. Heupel, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1998.
- [Kas91] M. Kasevich und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [Kas92] M. Kasevich und S. Chu, Appl. Phys. B **54**, 321 (1992).
- [Kin95] T. Kinoshita, IEEE Trans. Instrum. Meas. **44**, 498 (1995).
- [Kru95] E. Kruger, W. Nistler und W. Weirauch, IEEE Trans. Instrum. Meas. **44**, 514 (1995).
- [Lan58] Siehe beispielsweise *Quantum Mechanics (Non-Relativistic Theory)*, L. D. Landau und E. M. Lifshitz (Pergamon Press, Oxford, 1958).
- [Let88] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould und H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [Mai62] H. Maier-Leibniz und T. Springer, Z. Phys. **167**, 386 (1962).
- [Mar54] L. Marton, J. A. Simpson und J. A. Suddeth, Phys. Rev. **90**, 490 (1954).
- [Mei00] M. Mei, T. W. Hänsch und M. Weitz, Phys. Rev. A **61**, 020101(R) (2000).
- [Mei00b] M. Mei und M. Weitz, Phys. Rev. Lett. **86**, 559 (2001).
- [Mei00c] M. Mei und M. Weitz, Appl. Phys. B **72**, 91 (2001).
- [Met99] Siehe beispielsweise *Laser Cooling and Trapping*, H. J. Metcalf und P. van der Straten (Springer-Verlag, New York, 1999).
- [Mol97] P. A. Molenaar, P. van der Straten, H. G. M. Heideman und H. Metcalf, Phys. Rev. A **55**, 605 (1997).
- [Möe55] G. Möllenstedt, Naturwiss. **42**, 41 (1955).
- [Mül95] J. H. Müller, D. Bettermann, V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr und W. Ertmer, Appl. Phys. B **60**, 199 (1995).
- [Pet99] A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu, Nature **400**, 849 (1999).

- [Pfa94] T. Pfau, S. Spalter, C. Kurtsiefer, C. R. Ekstrom und J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **73**, 1223 (1994); J. F. Clauser und S. Li, Phys. Rev. A **50**, 2430 (1994); M. S. Chapman, T. D. Hammond, A. Lenef, J. Schmiedmayer, R. A. Rubenstein, E. Smith und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **75**, 3783 (1995).
- [Pou46] R. V. Pound, Rev. Sci. Instrum. **17**, 490 (1946).
- [Rad85] *Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions*, A. A. Radzig und B. M. Smirnov (Springer-Verlag, Heidelberg, 1985).
- [Ram50] N. F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 695-699 (1950).
- [Ram56] Siehe zum Beispiel *Molecular Beams*, N. F. Ramsey (Oxford University Press, Oxford, 1956).
- [Ram89] N. F. Ramsey, in *Nobel Lectures in Physics 1981-1990*, T. Frängsmyr und G. Eksping (Hrsg.) (World Scientific, Singapore, 1993).
- [Ram95] Siehe beispielsweise N. F. Ramsey, in *Atomic Physics 14*, D. J. Wineland, C. E. Wieman und S. J. Smith (Hrsg.) (AIP, New York, 1995).
- [Rie91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte und J. Helmke, Phys. Bl. **47**, 839 (1991).
- [San67] P. G. H. Sandars, Proc. Phys. Soc. **92**, 857 (1967).
- [San99] Siehe beispielsweise G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten und C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **82**, 4619 (1999).
- [Sch97] J. Schmiedmaier, M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, D. A. Korowski, A. Lenef, R. A. Rubenstein, E. T. Smith und D. E. Pritchard in *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997).
- [Sch99] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien und F. Biraben, O. Aef und A. Clairon, Phys. Rev. Lett. **82**, 4960 (1999).
- [Ste97] U. Sterr, K. Sengstock, W. Ertmer, F. Riehle und J. Helmcke in *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997).
- [Ste89] *Fourier Optics*, E. G. Steward (Ellis Horwood, Chichester, 1989).
- [Dyc87] R. S. Van Dyck Jr., P. B. Schwinberg, und H. G. Dehmelt, Phys. Rev. Lett. **59**, 26 (1987).

- [Wal94] *Quantum Optics*, D. F. Walls und G. J. Milburn (Springer-Verlag, Heidelberg, 1994).
- [Wei93] D. S. Weiss, B. C. Young und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **70**, 2706 (1993).
- [Wei94] D. S. Weiss, B. C. Young und S. Chu, Appl. Phys. B **59**, 217 (1994).
- [Wei96] M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **77**, 2356 (1996).
- [Wei97] M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, Appl. Phys. B **65**, 713 (1997).
- [Wei98] M. Weitz, Habilitation, Ludwig-Maximilians-Universität München 1998.
- [Whe83] *Quantum Theory and Measurement*, J. A. Wheeler und W. H. Zurek (Hrsg.) (Princeton University Press, New Jersey, 1983).
- [Wil89] E. R. Williams, G. R. Jones Jr., S. Ye, R. Liu, H. Sasaki, P. T. Olsen, W. D. Phillips und H. P. Layer, IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 233 (1989).
- [Woo79] W. K. Wootters und W. H. Zurek, Phys. Rev. D **19**, 473 (1979).
- [Ye96] J. Ye, S. Swartz, P. Jungner und J. L. Hall, Opt. Lett. **21**, 1280 (1996).
- [You02] T. Young, Phil. Trans. Roy. Soc., London XCII **12**, 387 (1802).
- [You97] B. C. Young, Thesis Stanford University 1997.
- [You97b] B. C. Young, M. Kasevich und S. Chu in *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997).
- [Zur91] W. H. Zurek, Phys. Today **44**(10), 36 (1991); M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw und A. Zeilinger, Nature **401**, 680 (1999); C. J. Myatt, B. E. King, Q. A. Turchette, C. A. Sackett, D. Kielpinski, W. M. Itano, C. Monroe und D. J. Wineland, Nature **403**, 269 (2000).

Anhang A Energieniveaus für Cäsium und Rubidium

A.1 Cäsium

Die Experimente am thermischen Atomstrahl wurden mit atomarem Cäsium durchgeführt. Cäsium besitzt ein Elektron außerhalb geschlossener Schalen (Elektronenkonfiguration $5p^66s^1$ im Grundzustand). Die nachfolgende Abbildung zeigt die für diese Arbeit relevanten Energieniveaus (nach [Rad85]).

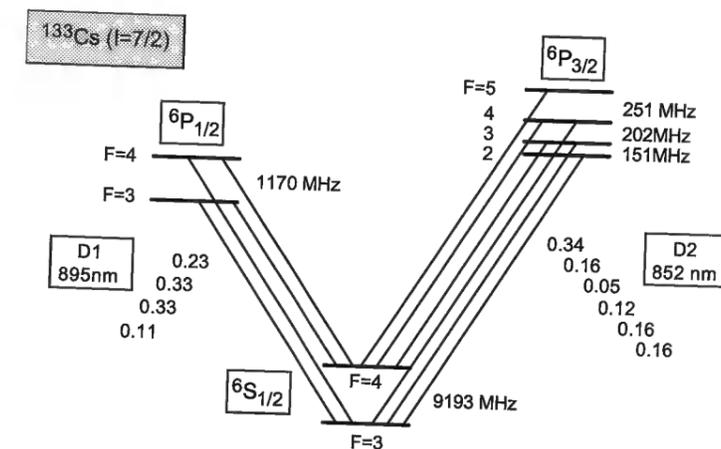


Abb. A.1: Linienstärken und Hyperfeinintervalle von Cäsium. Die Linienstärken sind jeweils auf Eins normiert. Die Hyperfeinintervalle wurden [Ari77] entnommen.

A.2 Rubidium

Für das Springbrunnen-Experiment verwenden wir atomares Rubidium. Rubidium besitzt ebenfalls ein Elektron außerhalb geschlossener Schalen (Elektronenkonfiguration $4p^65s^1$ im Grundzustand). Dabei arbeiten wir sowohl mit dem leichten Isotop ^{85}Rb als auch mit dem schweren ^{87}Rb . In dem natürlichen Isotopengemisch kommen sie mit einem Verhältnis von 73 : 27 vor. Die nachfolgenden Abbildungen zeigen die für diese Arbeit relevanten Energieniveaus der beiden Isotope (nach [Rad85]).

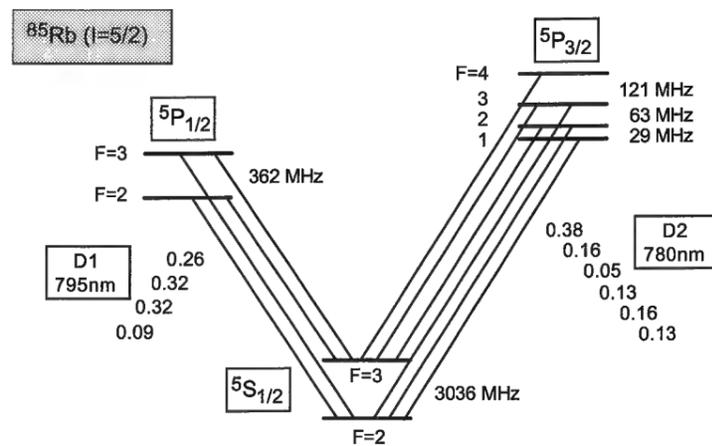


Abb. A.2: Linienstärken und Hyperfeinintervalle von ^{85}Rb . Angaben wie in Abb. A.1.

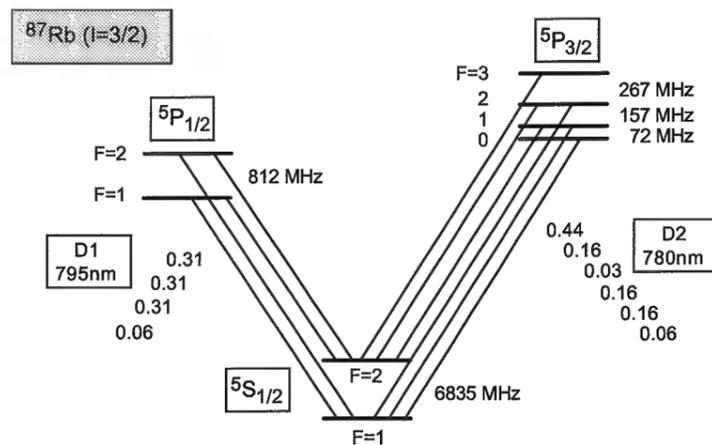


Abb. A.3: Linienstärken und Hyperfeinintervalle von ^{87}Rb . Angaben wie in Abb. A.1.

Anhang B Publikationen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit entstanden folgende Publikationen:

- **Referenz [Mei00]:** Bei Physical Review A, Rapid Communication veröffentlichter Artikel:
Tensorial phases in multiple beam atomic interference
M. Mei, T.W. Hänsch und M. Weitz, Phys. Rev. A. **61**, 020101(R) (2000).
- **Referenz [Mei00b]:** Bei Physical Review Letters veröffentlichter Artikel:
Controlled decoherence in multiple beam Ramsey interference
M. Mei und M. Weitz, Phys. Rev. Lett. **86**, 559 (2001).
- **Referenz [Mei00c]:** Bei Applied Physics B veröffentlichter Artikel:
Multiple-beam Ramsey interference and quantum decoherence
M. Mei und M. Weitz, Appl. Phys. B **72**, 91 (2001).

In diesem Anhang ist sowohl der in Physical Review A, Rapid Communication veröffentlichte Artikel *Tensorial phases in multiple beam atomic interference*, als auch der in Physical Review Letters veröffentlichte Artikel *Controlled decoherence in multiple beam Ramsey interference* wiedergegeben.

PHYSICAL REVIEW A, VOLUME 61, 020101(R)

Tensorial phases in multiple beam atomic interference

M. Mei, T. W. Hänsch, and M. Weitz

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Straße 1, 85748 Garching, Germany
(Received 1 March 1999; published 7 January 2000)

The atomic tensor polarizability in a pulsed optical field can generate a phase-shift scaling quadratically with the interfering path number in a multiple beam Ramsey experiment. The phase can be interpreted as an internal atomic-state version of the electric (or scalar) Aharonov-Bohm effect. In the absence of classical forces, this nonlinear phase shift causes collapse and revival of the Airy-function-like interference pattern. The technique also holds promise for experiments testing for a permanent electric dipole moment of an atom.

PACS number(s): 03.65.Bz, 03.75.Dg, 39.20.+q, 42.50.-p

While in classical mechanics potentials are only convenient mathematical tools, Aharonov and Bohm showed that in quantum mechanics potentials have important physical significance [1]. The essence of the Aharonov-Bohm effect is that phase shifts can be induced in regions with no classical force but a nonzero potential. In their famous proposal, Aharonov and Bohm predicted both a magnetic and an electric effect. The magnetic or vector Aharonov-Bohm effect was experimentally observed with electrons [2]. Neutral particle analogs of the electric or scalar Aharonov-Bohm effect were realized with neutrons [3,4] and atoms [5,6]. In all these experiments the Aharonov-Bohm phase caused a shift of the fringe pattern of two-beam interference experiments. Within the last years the field of interferometry with atoms has undergone rapid progress [7]. Recently, not only two-beam, but also multiple beam atom interferometers have been realized experimentally [8,9], leading to sharply peaked fringe patterns and the observance of collapse and revival induced by a nonlinear phase associated with the photon recoil energy [10,11]. Since then, related effects have been predicted in theoretical studies of the Aharonov-Bohm effect in multiple beam electron interferometers [12].

In this Rapid Communication we report on a study of tensorial phase shifts associated with the internal atomic degrees of freedom in a multiple beam Ramsey interference experiment. Via the tensor contribution to the atomic polarizability, a pulsed off-resonant light field can generate a potential and an accumulated phase shift scaling quadratically with the interfering path number. This nonlinear phase shift is achieved with no classical force acting on the atoms, and represents an example of a generalized electric Aharonov-Bohm phase shift [6,4]. In the absence of the nonlinear phase, the phase difference between adjacent paths is constant for all interfering paths, and the measured interference signal exhibits the sharply peaked Airy-function-like pattern known from common optical multiple beam interference experiments, as, e.g., a Fabry-Perot resonator. When the light intensity is increased to a finite value, the phase difference between adjacent paths is not constant anymore, and the measured fringe pattern collapses as soon as the accumulated quadratic phase between a central and an outermost path becomes significant. However, when the accumulated quadratic phase between neighboring paths reaches an integer multiple of 2π , the original fringe pattern is revived. Further interesting effects, such as period doubling, are observed for phase

differences of integer fractions of 2π . While linear phases simply shift the multiple beam interference pattern, quadratic phase shifts result in collapse and revival effects, thus yielding a clear signature of the scaling of the phases. The quadratic phase causes fringe patterns related to the Talbot images of near field light optics, where nonlinear phase terms appear in the Fresnel approximation of the wave equation [13].

Let us briefly discuss a scheme of the originally proposed electric variant of the Aharonov-Bohm effect as shown in Fig. 1(a). In that gedanken experiment, an electron wave packet is coherently split into two paths, each of which passes through a conducting Faraday cylinder with a field-free region inside. During a time when the wave packets are completely contained in the cylinders, the electrostatic potentials of the cylinders are pulsed onto the values Φ_1 and Φ_2 , respectively, for a period τ . In spite of the absence of all forces, the electron wave packets will acquire phase shifts $\Delta\varphi_i = -V_i\tau/\hbar$, with the scalar potentials $V_i = -e\Phi_i$. While this experiment still remains to be performed with charged particles, the potentials can also be generated by the interaction of a dipole moment with a field [3-6], yielding $V = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ for an electric dipole moment \mathbf{d} in an electric field \mathbf{E} . The electric dipole moment of an atom is $\mathbf{d} = \mathbf{d}_{perm} + \hat{\alpha}\mathbf{E}$, where $\hat{\alpha}$ denotes the polarizability tensor. The permanent electric dipole moment \mathbf{d}_{perm} of atoms—being so small that it has so far resisted experimental detection—can for now certainly be neglected. A significant atomic electric dipole moment can, however, be induced by the interaction with both static and ac electric fields. The interaction energy then is determined by the static or ac Stark shift. In the case of either a static or also a linearly polarized ac electric field

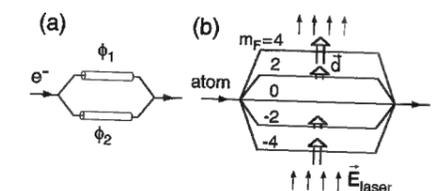


FIG. 1. Schematics of electric Aharonov-Bohm experiments (a) with electrons and two interfering paths and (b) with neutral atoms and five interfering paths.

M. MEI, T. W. HÄNSCH, AND M. WEITZ

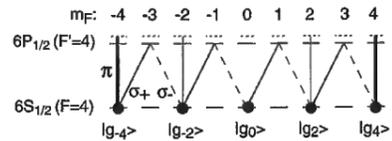


FIG. 2. Scheme of relevant levels of the cesium atom.

(otherwise, in addition a term linear in m_F appears) a magnetic sublevel-dependent phase shift of the form

$$\Delta\varphi_{m_F} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\alpha_{\text{scalar}}}{2} + \frac{\alpha_{\text{tensor}}}{2} \frac{3m_F^2 - F(F-1)}{F(2F-1)} \right) E^2 \tau, \quad (1)$$

is accumulated in an interaction time τ , where F denotes the atomic total angular momentum [14]. The phase shift is induced with no classical force, provided that the atoms do not experience an electric-field gradient. While the original concept of the electric Aharonov and Bohm effect [1] relied on interfering paths with the *same* charge passing through regions with *different* potentials in each of the paths, our experiment is based on a *path-dependent* atomic polarizability, such that the *same* electric field can be used for all paths (with different magnetic quantum numbers) and no spatial separations between the paths is required. This represents a generalized form of an electric Aharonov-Bohm phase shift [3–6]. We are aware of the ongoing discussion in the literature about to what extent the resulting phase shift in related spin rotation experiments is a complete analog to the original Aharonov-Bohm concept [4]. As an important extension over previous work, in our experiment the atomic tensor polarizability yields a phase term scaling quadratically with the magnetic quantum number. Compared to the static field case, the tensor polarizability of ground-state alkali-metal atoms can be enhanced by many orders of magnitude by using an optical field with a detuning from resonance smaller or comparable to the upper state hyperfine splitting. This allows the generation of large nonlinear phase shifts already with moderate field strengths. One can read out the tensorial phase very elegantly using an interferometer with the interfering paths in different magnetic sublevels, as shown in Fig. 1(b). Phase shifts due to the scalar polarizability cancel when all interfering paths are in the same electronic state and experience the same electric field.

For a detection of this nonlinear phase, we use the technique of multiple beam Ramsey spectroscopy developed in our laboratory [8]. Atoms from a cesium atomic beam are irradiated by a sequence of two copropagating optical Ramsey beams in a $\sigma^+ - \sigma^-$ polarization configuration tuned to the $F=4 \rightarrow F'=4$ component of the cesium $D1$ line (Fig. 2). In the first laser pulse, atoms are projected onto a nonabsorbing “dark” coherent superposition of the five ground-state Zeeman sublevels with magnetic quantum numbers $m_F = -4, -2, 0, 2$ and 4 of the $6S_{1/2}(F=4)$ ground state. This coherent superposition is probed with a second projection pulse after a time T , at which interference is observed.

Let us derive the interference pattern for a more general experiment with N paths, which can be realized using a tran-

sition from a ground state with total angular momentum $F=N-1$ to an excited state with total angular momentum $F'=F$. A single dark state with N components exists, and the atom in the first optical pulse is projected on this coherent superposition of ground states with only even (or only odd) magnetic quantum numbers. At a time t after the pulse, the dark state has evolved into $|\varphi_d(t)\rangle = \sum_{n=0}^F c_n e^{-int} |g_{2n-F}\rangle$, where $|g_{m_F}\rangle$ denotes a ground state of magnetic quantum number m_F . The weights c_n are such that $|\varphi_d(t)\rangle$ is dark at $t=0$. Let us assume equal field amplitudes for the σ_+ and σ_- polarized laser fields at all times, which will result in a symmetric dark state. The Raman-like two-photon detuning is $\delta = \omega_+ - \omega_- - \omega_A$, where ω_{\pm} denotes the frequencies of the σ_{\pm} polarized wave ($\omega_+ = \omega_-$) and ω_A the Zeeman splitting between two adjacent even (or odd) m_F levels [15]. The phase shift due to the tensor polarizing (TP) pulsed optical field gives rise to the additional magnetic sublevel-dependent phase shift of Eq. (1). When using π -polarized light, the matrix elements for an $F \rightarrow F' = F$ transition increase linearly [16]; the induced ac Stark thus shifts quadratically with the magnetic quantum number. As the problem then separates into many two-level systems, the phase shifts for our configuration are most simply calculated from the individual ac Stark shift of a sublevel $\Delta\omega_{m_F} = \Omega_{m_F}^2 / 4\Delta$ in the far-detuned limit with Δ as the laser detuning and Ω_{m_F} as the corresponding Rabi frequency. We derive a nonlinear phase shift $\Delta\varphi_{m_F} = m_F^2 \Omega_{m_F=1}^2 \tau / 4\Delta$, which one can relate to the intensity of the tensor polarizing beam I_{TP} after some algebra, using

$$\Omega_{m_F=1}^2 = I_{TP} \{ 8\pi c^2 \Gamma / \hbar \omega^3 [1/(1+2S)^2] \}$$

with the natural linewidth Γ and the nuclear spin S .

At time $t=T$ the second Ramsey pulse is applied with the phase of one of its beams shifted by θ . With $\theta=0$ and for no additional phase shifts, the atom by the time of the second pulse is still dark for the light field. In general, the atom by this time, however, is in a superposition of the dark and the coupled states. The second Ramsey pulse will remove most of the population that is not dark and optically pump these atoms into another hyperfine level (e.g., the $F=3$ ground state for the scheme of Fig. 2), which is not detected anymore. The part of the wave function that remains in the dark state is given by the projection

$$\begin{aligned} \langle \varphi_d(T) | \varphi_d(0) \rangle &= \sum_{n=0}^F c_n^2 \exp \left[-i \left(n(T\delta + \theta) + (2n-F)^2 \frac{\Omega_{m_F=1}^2}{4\Delta} \tau \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

where we have neglected both the fraction of atoms that are repumped into the dark state by the second pulse and phase shifts due to other hyperfine sublevels. The calculated fringe pattern for our experiment with five paths is shown in Fig. 3 as a function of the intensity of the TP light. A rich structure of collapse and revival effects is expected with applied TP light.

020101-2

TENSORIAL PHASES IN MULTIPLE BEAM ATOMIC...

PHYSICAL REVIEW A 61 020101(R)

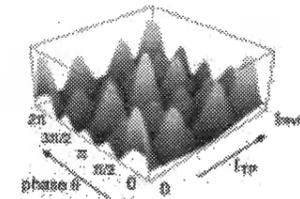


FIG. 3. Calculated interference signal for an $F=4$ to $F'=4$ transition as function of both the phase of the second Ramsey pulse θ and the tensor polarizing beam intensity I_{TP} . The vertical scale gives the ratio $|\langle \varphi_d(T) | \varphi_d(0) \rangle|^2$ of atoms in the dark state after the pulses to those initially in that state.

The experimental setup is similar to that used in our previous work [8,10]. A thermal cesium atomic beam enters a magnetically shielded optical interaction region with a homogeneous 10-mG magnetic bias field oriented along the optical Ramsey beams. These beams are generated from a Ti:sapphire laser and pass several acousto-optical modulators (AOMs) before being spatially overlapped and expanded. The phase of the drive frequency of one AOM can be varied during the pulse sequence to allow a change of the phase of the corresponding optical beam in the second Ramsey pulse. The linearly polarized light for the optical TP beam is derived from the same laser and directed oppositely to the atomic beam. Its beam diameter of 15 mm is a factor of 5 above the largest width (vertical) of the atomic beam. The number of atoms left in the dark state after the second optical pumping pulse is measured by irradiating the atoms with an optical beam tuned to the $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{3/2}(F'=5)$ cycling transition and collecting the resulting fluorescence. This beam is generated from a diode laser and is copropagating with the thermal atomic beam to allow Doppler selection of slowly moving atoms. For the typically detected atomic velocity class (around 200 m/s), the TP light appears about 400 MHz blue detuned from the $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{1/2}(F'=4)$ transition.

Typical interference signals with the two Ramsey pulses separated by $T=63 \mu\text{s}$ and pulse lengths of $1.3 \mu\text{s}$ are shown in Fig. 4 for different intensities of the TP beam. The interaction with the TP light takes place in between the Ramsey pulses for a period $\tau=60 \mu\text{s}$. For $I_{TP}=0$, one observes an Airy-function-like interference signal with good contrast and a fringe width of $0.20 \times 2\pi$, which is reasonably close to the theoretical width of $0.16 \times 2\pi$. With applied TP beam a phase shift quadratic in the path number is introduced and the phase difference between neighboring paths is no longer constant, causing collapse, period doubling, partial revival effects, and total revival for different values of the laser intensity. The (first) complete revival occurs when the phase difference between $m_F=0$ and $m_F=\pm 2$ equals 2π , and 8π between $m_F=0$ and $m_F=\pm 4$, causing all magnetic sublevels to interfere constructively with zero phase of the second Ramsey pulse. This revival is observed near an intensity $I_{TP}=43 \text{ mW/cm}^2$, which, accounting for a 20% absolute calibration uncertainty, compares with the theoretically estimated value $I_{\text{revival}}=33 \text{ mW/cm}^2$ (including all hyperfine

020101-3

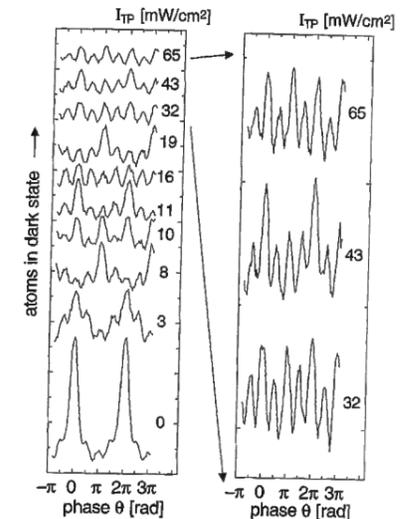


FIG. 4. Interference signals for an $F=4$ to $F'=4$ transition as a function of the phase of the second Ramsey pulse for different intensities I_{TP} . The three spectra with highest intensities are also shown on the right-hand side on an expanded scale.

levels). A signal shifted in phase by π is measured at $I_{TP}=19 \text{ mW/cm}^2$. One expects this shifted pattern to occur at half the intensity for the total revival, yielding an induced phase difference of π between $m_F=0$ and $m_F=\pm 2$, and 4π between $m_F=0$ and $m_F=\pm 4$. Constructive interference of all sublevels is only obtained when applying the final pulse with a π phase shift. Figure 3 shows that besides full revivals partial revivals with roughly 70% amplitude of the full signal size are also expected. A partial revival is observed near $I=11 \text{ mW/cm}^2$. The experimental fringe patterns for larger intensities of the TP beam generally have a reduced contrast. We attribute this mainly to spatial variations in the intensity of the Gaussian TP beam over the vertical profile of the atomic beam, leading to a residual dependence of the tensorial phase shift on the atomic trajectory. On the other hand, intensity gradients along the atomic velocity are comparatively small, as the optical TP beam is directed longitudinally to the atomic beam, such that phase shifts due to classical forces are expected to be suppressed by at least two orders of magnitude. To a smaller extent, the fringe contrast is also reduced by the finite width of the selected velocity slice for signal detection (about 18 MHz Doppler width), since the ac Stark shift experienced by the atoms depends on the Doppler shift of the TP light.

In a brief view of the experiment, one could argue that during the process of switching on and off the laser, electric-field transient intensity gradients occur, which do result in classical forces. One can, however, show that the resulting phase shift is smaller than that given in Eq. (1) by a factor v/c , where v denotes the atomic velocity [6]. For experiments with thermal atoms, the phase shift from the switching

M. MEI, T. W. HÄNSCH, AND M. WEITZ

PHYSICAL REVIEW A 61 020101(R)

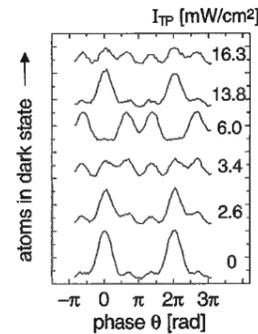


FIG. 5. Interference signal for different intensities I_{TP} as a function of the phase of the second projection pulse for an $F=3$ to $F'=3$ transition.

process is thus completely negligible. We have experimentally verified that the position of the revivals indeed depends on the product of the TP-laser intensity I_{TP} and pulse time τ , and not on I_{TP} alone, which one expects if the quadratic phase shift is due to field gradients during the switching process.

We have performed similar experiments on the $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{1/2}(F'=3)$ transition, where the dark state is composed of only four Zeeman sublevels with $m_F = -3, -1, 1,$ and 3 . The results are shown in Fig. 5. The interference signal at the complete revival (at $I_{TP} = 13.8$ mW/cm²) has a much higher contrast than that observed for the transition $F=4$ to $F'=4$. We attribute this to the fewer Zeeman levels

involved here, which implies that at the total revival the phase difference between the central and outermost Zeeman sublevels equals only 2π . Any intensity imperfections of the TP beam are thus expected to be roughly a factor of 4 less severe. However, the smaller number of contributing m_F levels also results in a less rich topology.

From a different perspective, the described experiments can also be interpreted as a quantum-nondemolition measurement of the number of photons in the TP-light field [17]. From the measured interference pattern the quadratic phase shift can be derived, giving a measure for the intensity in the π -polarized mode without altering the number of photons in the light field.

To conclude, we have measured collapse and revival effects due to a nonlinear phase shift induced by the tensor contribution of the atomic polarizability using multiple beam Ramsey interference. This can be interpreted as an internal state version of an Aharonov-Bohm experiment. Multiple beam Ramsey spectroscopy holds promise for future experiments testing for a permanent electric dipole of an atom [electric dipole moment (EDM)] while applying a strong static electric field. Besides the higher resolution compared to experiments measuring the difference between two adjacent Zeeman sublevels, this technique also has advantages in terms of systematic effects. The quadratic Stark effect as a major source of potential systematic uncertainties in most atomic EDM experiments is expected to cause less systematic errors in our scheme, since terms linear and nonlinear in m_F can be measured separately. This point will become increasingly important for future EDM experiments performed in optical dipole traps, where the trapping beam induces an additional tensorial ac Stark shift [18].

- [1] Y. Aharonov and D. Bohm, Phys. Rev. **115**, 485 (1959).
 [2] R.G. Chambers, Phys. Rev. Lett. **5**, 3 (1960).
 [3] B.E. Allman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2409 (1992).
 [4] G. Badurek *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 307 (1993), and references therein.
 [5] S. Nic Chormaic *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1 (1994).
 [6] J.H. Müller *et al.*, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **60**, 199 (1995).
 [7] See, for example, *Atom Interferometry*, edited by P. Berman (Academic Press, San Diego, 1997).
 [8] M. Weitz, T. Heupel, and T.W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **77**, 2356 (1996).
 [9] H. Hinderthür *et al.*, Phys. Rev. A **56**, 2085 (1997).
 [10] M. Weitz, T. Heupel, and T.W. Hänsch, Europhys. Lett. **37**, 517 (1997).
 [11] S.B. Cahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 784 (1997).

- [12] S. Weigert and I. Herger, Europhys. Lett. **42**, 599 (1998).
 [13] K. Patorski, *Progress in Optics XXVII*, edited by E. Wolf (North-Holland, Amsterdam, 1989).
 [14] J.R.P. Angel and P.G.H. Sandars, Proc. R. Soc. London, Ser. A **305**, 125 (1968); A.M. Bonch-Bruевич and V.A. Khodovoi, Usp. Fiz. Nauk. **93**, 71 (1967), [Sov. Phys. Usp. **10**, 637 (1968)].
 [15] A finite splitting ω_A is of importance when using elliptically polarized tensor polarizing light to inhibit Raman transitions between the m_F levels.
 [16] E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge University Press, Cambridge, 1967).
 [17] M. Brune *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 967 (1990).
 [18] M.V. Romalis and E.N. Fortson, Phys. Rev. A **59**, 4547 (1999).

020101-4

PHYSICAL REVIEW LETTERS

VOLUME 86

22 JANUARY 2001

NUMBER 4

Controlled Decoherence in Multiple Beam Ramsey Interference

Michael Mei and Martin Weitz

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany
 and Sektion Physik der Universität München, Schellingstrasse 4, 80799 München, Germany
 (Received 26 April 2000)

We have scattered photons from an interfering path of a multiple beam Ramsey interference experiment realized with a cesium atomic beam. It is demonstrated that in multiple beam interference the decoherence from photon scattering cannot only lead to a decrease but, under certain conditions, also to an increase of the Michelson fringe contrast. In all cases, the atomic quantum state loses information with photon scattering, as "which-path" information is carried away by the photon field. We outline an approach to quantify this which-path information from observed fringe signals, which allows for an appropriate measure of decoherence in multiple path interference.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.559

PACS numbers: 03.65.-w, 03.75.Dg, 32.80.-t

The wave-particle duality of matter describes one of the basic issues of quantum mechanics [1]. In a gedanken experiment suggested by Feynman [2], an electron wave packet passes simultaneously through two apertures and forms an interference pattern, which manifests the wave nature. However, if one is trying to determine the path of the electron by scattering a photon off the electron to probe the particle character, the quantum system is coupled to the environment and the interference pattern is destroyed, as suggested by complementarity. The existence of an interference pattern requires that the contributing paths are indistinguishable. This condition is so general that it also applies to higher order correlation interference experiments [3] and quantum-optical delayed-choice experiments [4–6]. Recently, neutral atoms have proven to be attractive candidates for experimental studies of the vanishing of two-beam interference patterns with observation [7–10]. As decoherence is believed to be responsible for the transition between quantum and classical systems [11], its study in larger quantum systems is of interest. Decoherence effects become increasingly important for quantum systems of larger size, and tend to obscure the quantum behavior in such systems [12,13].

Here, we report of an experiment studying quantum decoherence in an arrangement with more than two interfering paths. The experiment is based on four interfering internal states of the cesium atom in a multiple beam Ram-

sey setup. In all two-beam interference experiments considered so far, the observation of a path inevitably reduces the fringe contrast [1,4,14]. We demonstrate that, when using more than two interfering paths, the scattering of a photon off a path cannot only lead to a decrease but, under appropriate experimental conditions, also to an increase of the Michelson fringe contrast. Such a situation can occur, when the phase difference between adjacent paths is not constant for all paths. The results suggest that in the case of multiple beam interference more than the Michelson fringe contrast should be considered in order to quantify decoherence. We are aware that in all cases the scattering of photons leads to a loss of information contained in the atomic quantum state (yielding a nonzero entropy), as "which-path" information is carried away by the photon field. To obtain an appropriate measure for decoherence, we quantify the which-path information that could be gained from the emitted photons, which involves the analysis of more than a single output state of the interferometer. It is shown that the maximum possible path guessing likelihood [14,15] increases with a scattering of photons.

Let us begin by considering a general N -path interferometer with the interfering paths numbered by $1, \dots, N$. Assume that we are trying to detect particles traveling along path N , e.g., by scattering a photon on this path, which allows for partial "which-way" information. Before the photon scattering process (i.e., after the first beam

0031-9007/01/86(4)/559(5)\$15.00

© 2001 The American Physical Society

559

splitter), the particle quantum state can be expressed as $|\psi\rangle = \sum_{n=1}^N c_n |n\rangle$. When no attempt is made to detect the path within the interferometer, the fringe signal is given as $|\langle\psi_{\text{out}}|\psi\rangle|^2 = |\sum_{n=1}^N c_n e^{i(n-1)\varphi}|^2$, where $|\psi_{\text{out}}\rangle = \sum_{n=1}^N c_n e^{-i(n-1)\varphi} |n\rangle$. This assumes that the phase difference is constant between adjacent paths. One obtains a multiple beam interference signal with sharp principle maxima. If we now introduce a coupling to the environment such that it is possible to obtain knowledge about path N , this path can contribute only incoherently to the interference pattern. One expects that the fringe signal reduces to that of a $N-1$ way interference pattern with, however, a smaller contrast due to an incoherent background from path N . A calculation of such a signal with partial coherence requires the use of the density matrix. Let us rewrite the particle wave function as $|\psi\rangle = |\psi_{\text{part}}\rangle + c_N |N\rangle$, where $|\psi_{\text{part}}\rangle = \sum_{n=1}^{N-1} c_n |n\rangle$. While the density matrix of the pure quantum state is $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$, it is easy to show that the density matrix for the case of partial coherence of path N can be expressed as

$$\rho = |\psi_{\text{part}}\rangle\langle\psi_{\text{part}}| + a |c_N| |N\rangle\langle N| + |c_N|^2 |N\rangle\langle N|, \quad (1)$$

where the parameter a quantifies the remaining coherence between states $|\psi_{\text{part}}\rangle$ and $|N\rangle$. Here, $a = 1$ corresponds to a signal with full coherence and $a = 0$ to the case of a complete vanishing of all density matrix diagonal elements related to the N th path, corresponding to complete possible which-path information on this path. The interference signal $I(\varphi) = \langle\psi_{\text{out}}|\rho|\psi_{\text{out}}\rangle$ can be written as

$$I(\varphi) = I_{\text{part}}(\varphi) + a |I_{N \rightarrow (N-1)}(\varphi)| + |c_N|^4, \quad (2)$$

where $I_{\text{part}}(\varphi)$ corresponds to the interference of the $N-1$ paths ($1, \dots, N-1$), $I_{N \rightarrow (N-1)}(\varphi)$ corresponds to the signal arising from the interference of path N with paths $1, 2, \dots, N-1$, and $|c_N|^4$ describes a background arising from path N alone. Figure 1a shows a calculated fringe signal for $N = 4$ paths and different couplings to the environment. Further, Fig. 1b shows the situation of an experi-

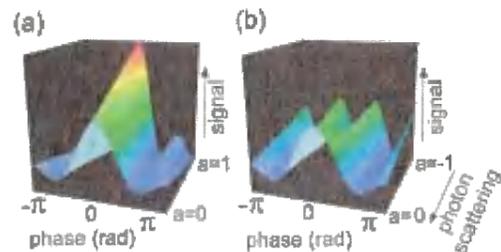


FIG. 1 (color). Expected interference signals for a which-path experiment performed with a quadruple-path interferometer (a) without and (b) with an additional π phase shift in one path.

ment performed with the phase of path N shifted by π . In that case, all interference terms with path N change sign, and the prefactor a to $I_{N \rightarrow (N-1)}(\varphi)$ is negative. When no photons are scattered, $a = -1$ and the signal has a small amplitude and a minimum at zero phase, corresponding to an inverted contrast. If we are trying to keep track of path N , this path will contribute incoherently, and one obtains the same signal as in situation 1a with $a = 0$. This corresponds to the at-first-sight counterintuitive situation of a higher interference contrast with increased decoherence.

In our experiment, four interfering paths are represented by the magnetic sublevels $m_F = -3, -1, 1, 3$, respectively, of the $F = 3$ hyperfine component of the cesium electronic ground state, as shown in Fig. 2. Cesium atoms from a thermal beam enter an interaction region with a homogeneous 0.54 G magnetic bias field. The atoms are irradiated with two superimposed resonant optical beams of opposite circular polarization tuned to the $F = 3 \rightarrow F' = 3$ component of the cesium $D1$ line directed along the magnetic field. In the first Ramsey pulse, the atoms are optically pumped into a nonabsorbing dark coherent superposition of four magnetic ground state sublevels. The atomic wave function is given by Eq. (1) with $|n\rangle$ describing a ground state of magnetic quantum number $m_F = 2(n-1) - 3$, and the weights c_n being such that the absorption amplitudes into the upper electronic states cancel. The coherent superposition is probed after a time T with a second Ramsey pulse projecting the atoms onto the dark state. With no additional phase ($\varphi = 0$), the atoms by this time are still dark for the light field and the pulse leaves the atoms in this state (in $F = 3$). When the phase of this second pulse is varied, an atom is in general not dark for the modified light field, and can be optically pumped into the upper hyperfine ground state, which is not detected. The atoms remain dark only if the phase of the pulse roughly equals an integer multiple of 2π . The number of atoms remaining in the dark state after the two Ramsey pulses is read out by applying a detection laser pulse resonant with the $F = 3 \rightarrow F' = 2$ transition and collecting the fluorescence on a photomultiplier tube. As a function of the phase of the second Ramsey pulse, we observe an Airy-function-like interference signal [16].

Between the Ramsey pulses, the path in $m_F = 3$ can be coupled to the environment by the following sequence. With a microwave π pulse it is transferred into the state $F = 4, m_F = 4$. We then apply a σ^+ -polarized optical pulse of variable length resonant with the closed cycling

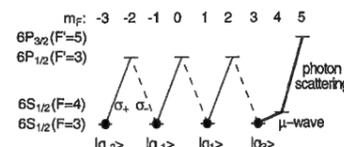


FIG. 2. Scheme of relevant levels of the cesium atom.

$F = 4 \rightarrow F' = 5$ component of the cesium $D2$ line to scatter photons, and finally a second microwave π pulse to bring this path back into the original level. Experimentally, it proved to be of importance to add additional σ^- -polarized repumping light tuned to the $F = 4 \rightarrow F' = 4$ component of the cesium $D2$ line during (and also slightly after) the first optical Ramsey pulse. This ensures that the intermediate state $F = 4, m_F = 4$ is completely empty before the microwave pulse sequence. The double microwave transfer, which is applied for all recorded spectra, induces a phase shift of π for the path in $m_F = 3$. For some of the experimental runs, we have compensated for this effect by introducing an additional π phase shift for the second microwave pulse to maintain constant phase difference between adjacent paths.

Figure 3a shows typical interference patterns measured with constant phase difference between paths. The solid line was recorded without an attempt to keep track of an interfering path. One observes a sharply peaked four-way interference signal with two side peaks between the principle maxima. When scattering photons off the path in $m_F = 3$, we measure a fringe signal as shown by the dashed line. As expected, the signal loses contrast. Further, the widths of the principle maxima increase and the signal resembles more a three-way interference pattern. For the data shown in 3b we did not compensate for the π phase shift. Without scattering of photons (solid line), the contrast decreases significantly compared to the corresponding situation in 3a, as the fourth path is now severely out of phase. With scattering photons off the path in $m_F = 3$, the interference contrast increases, as shown by the dashed line. An analysis of the experimental signals shows that the experimental fringe patterns are slightly broader than the theoretical ones, a fact which we attribute mainly to stray magnetic

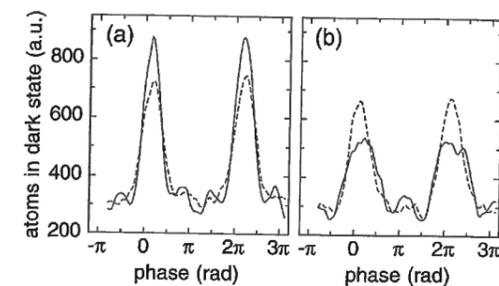


FIG. 3. Typical multiple beam interference fringes as a function of the phase of the second Ramsey pulse. (a) Signal without (solid line) and with an applied 9- μ s-long optical pulse scattering photons from the path in $m_F = 3$ (dashed line). (b) In addition, a phase shift of π is applied to the path in $m_F = 3$. Again, both spectra without (solid line) and with (dashed line) scattering of photons are shown. The principle maxima are slightly shifted from 0 and 2π , since the frequency difference of the optical Ramsey beams does not exactly match the Zeeman splitting of the magnetic sublevels.

fields. In addition, the finite efficiency of the microwave π pulses (roughly 70%), being limited by a spatially inhomogeneous distribution of the microwave field, causes deviations mainly for the signal with $a = -1$. Based on a simple theoretical model, one finds that the finite transfer efficiency can to first order be accounted for by assuming effective values for the parameter a ($|a| \leq 1$). At present, we can experimentally exploit effective values for a between roughly -0.4 and 1.

For a quantitative analysis, let us examine the contrast c_M of the experimental fringe patterns using the common definition introduced by Michelson $c_M = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}$, where I_{max} (I_{min}) denote the maxima (minima) values of the interference signal. Figure 4a shows the contrast of interference patterns recorded using different interaction times with the photon scattering pulse. The data points were fitted with a theoretical model for the contrast derived from Eq. (1), which accounts for the finite π pulse efficiency, a background caused mainly by the repumping light provided during the first Ramsey pulse, and a technical broadening of the fringes modeled by a Gaussian curve. When there is no phase shift of the path in $m_F = 3$, the contrast decreases with larger scattering of photons off this path (solid curve). This is similar to what is observed in two-beam atom interferometers, although the contrast does not reduce to zero here for large couplings, as the three remaining beams can still interfere phase-coherently. On the other hand, if the path in $m_F = 3$ is phase shifted by π , the interference contrast increases with a larger number of photons scattered on this path (dashed curve). Qualitatively speaking, the destructive interference of this path with the others is being replaced by a more and more incoherent contribution of this path to the interference pattern. For a larger coupling to the environment, the contrast for the two different preparations converges to the same value, as also shown qualitatively in Fig. 3.

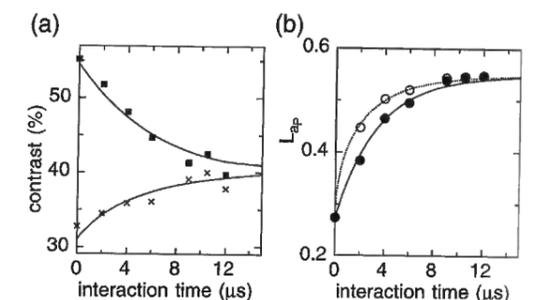


FIG. 4. (a) Contrast c_M of the interference signal for different lengths of the photon scattering pulse. The data points were measured without (squares) and with (crosses) a π phase shift of the path in $m_F = 3$. (b) Deduced path guessing likelihood in the detection basis (solid circles) and the theoretically optimum basis (open circles).

To quantify the decoherence of the atomic quantum state, we estimate the which-path information contained in the emitted photons. This approach is inspired from discussions on wave-particle duality in two-beam interferometers [1]. From information theory it is clear that the information lost when only considering the atomic degrees of freedom, i.e., performing a trace of the total density matrix over the photon degrees of freedom, equals the which-path information obtainable from the emitted photons. Such a trace operation yields the density matrix of Eq. (1). For a measure of the expected (maximum) which-path information, we follow earlier papers [10,14,15] and introduce the path guessing likelihood L that could be obtained when coupling a which-path detector to the quantum system. In a symmetric two-path interferometer, this likelihood is $1/2$ when not performing which-path detection and increases to 1 with full which-path detection. For the intermediate case of partial which-path detection, a relation between fringe contrast and path distinguishability has been developed for two-beam interferometers [14]. For our multiple beam arrangement, the optimum path guessing probability with no which-path detection equals $(c_n^2)_{\max}$, i.e., the maximum path weight. With $c_n^2 = 5/16$ for $m_F = -3$ and 3, and $c_n^2 = 3/16$ for $m_F = -1$ and 1, we obtain $(c_n^2)_{\max} = 5/16$. With scattering of photons on the path with $m_F = 3$, an obvious path betting strategy would be to choose the path with $m_F = 3$ when detecting a photon, and $m_F = -3$ otherwise. This results in a path guessing likelihood $L = (5/16)(1 + P_{\text{photon},3})$, where $P_{\text{photon},3}$ denotes the probability for an atom in the path with $m_F = 3$ to scatter a photon. One can show that $P_{\text{photon},3} = 1 - a^2$. This links the expected fringe pattern [Eq. (2)] to the maximum value for L .

We have attempted to deduce the modulus of a from our experimental fringe patterns. When comparing the signals (Fig. 3) with and without an applied π phase shift for the path in $m_F = 3$, one finds that, while the fringe signals differ considerably for no scattering of photons ($|a| = 1$), for a large scattering of photons (i.e., $|a| \ll 1$) the decoherence is so large that the fringe signal hardly changes when introducing this phase shift. We define

$$a_p = \frac{I_+(\varphi = 0) - I_-(\varphi = 0)}{[I_+(\varphi = 0) - I_-(\varphi = 0)]_{\max}} \quad (3)$$

as the presumed modulus of a at a given photon scattering laser pulse time, where I_+ and I_- correspond to the measured signals with and without an applied π phase shift of the path in $m_F = 3$ and $[I_+(\varphi = 0) - I_-(\varphi = 0)]_{\max}$ to this differential signal recorded with no scattering of photons. We have additionally accounted for a constant background K to the fringe signal, as estimated from the fringe contrast $c_{M,\max}$ measured with no scattering of photons and a constant phase between paths, and find

$$L_{a_p} = \frac{1}{1 + K} \left(c_3^2 + \frac{K}{N} \right) [1 + (1 - a_p^2)] \quad (4)$$

as an estimate for the *maximum* possible guessing probability for the described betting strategy, where $K = (N/2) \times [(1/c_{M,\max}) - 1]$. This approach relies on our model for the fringe pattern, as we presently do not perform full quantum tomography of the atomic state. The solid circles in Fig. 4b give the assumed value for L extracted from our data for different photon scattering pulse times. As expected, L_{a_p} increases with larger pulse lengths of the photon scattering laser. The strategy described so far would correspond to a which-path measurement in the detection basis of the photon vacuum state and an orthogonal state (with one or more photons). It has been pointed out that the basis in which L_{a_p} is maximized is in general given by a coherent superposition of the eigenstates of the detection basis [14]. It can be shown that such a strategy can yield a guessing probability L_{a_p} given by Eq. (4) with the term $1 - a_p^2$ replaced by $\sqrt{1 - a_p^2}$, and allows a determination of the path distinguishability. The open circles in Fig. 4b give the estimated L_{a_p} derived from our data using this formula. It is not clear how a measurement in this rotated basis could be performed experimentally when one of the basis states corresponds to a continuum state. However, this optimum case can be realized when decoding the which-path information in an additional internal atomic state [10]. Both data sets in Fig. 4b fit well with a theoretical model that is based on Eq. (2) with the parameter a taken to scale exponentially with the pulse time [11] (a similar model has been used to fit the data sets in Fig. 4a for the fringe contrast). The exponential behavior is understood in the following terms: the loss of coherence proceeds at a rate proportional to the remaining coherence between the path in $m_F = 3$ and those in $m_F \neq 3$.

An alternative interpretation of the described results is based on a quantum information science viewpoint. Studies of decoherence are of large interest for quantum computation, as such experiments aim towards complex entangled quantum systems [17]. The four paths of our Ramsey interference setup correspond to two-quantum bits, and the π phase shift on a path performed for some of the measurements equals the operation of a controlled-NOT gate. In the language of [13], the photon scattering corresponds to the coupling to an engineered reservoir, which results in an output quantum state that is independent of the operation of this gate. Our experiment represents a model system for the study of controlled decoherence in quantum systems, as, e.g., quantum logic gates.

To conclude, we have scattered photons of an interfering path in a multiple beam interference setup. The measurements show that partial decoherence cannot only lead to a decrease but also to an increase of the Michelson fringe contrast. This suggests that, in the case of more than two interfering paths, the Michelson contrast is not sufficient to quantify decoherence. An additional measure can be the path guessing likelihood, which quantifies the amount of which-path information contained in the emitted photons. For the future, it would be important to detect the

photons scattered from the atoms with high quantum efficiency, which would allow for a direct verification of the presumed path guessing likelihood. Moreover, one could extend the experiment towards an increased number of interfering paths or other quantum systems of larger size.

We thank T. W. Hänsch, H. Walther, and B.-G. Englert for helpful discussions. This work has been supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft and within the frame of an EC science program cooperation.

- [1] N. Bohr, in *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, edited by P. A. Schilpp (Library of Living Philosophers, Evanston, 1949).
 [2] R. Feynman, R. Leighton, and R. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1965).

- [3] L. Mandel, *Rev. Mod. Phys.* **71**, S274 (1999).
 [4] M. O. Scully and K. Drühl, *Phys. Rev. A* **25**, 2208 (1982).
 [5] T. Hellmuth *et al.*, *Phys. Rev. A* **35**, 2532 (1987).
 [6] Y.-H. Kim *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1 (2000).
 [7] T. Pfau *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1223 (1994).
 [8] J. F. Clauser and S. Li, *Phys. Rev. A* **50**, 2430 (1994).
 [9] M. S. Chapman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3783 (1995).
 [10] S. Dürr, T. Nonn, and G. Rempe, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5705 (1998).
 [11] See, e.g., W. H. Zurek, *Phys. Today* **44**, No. 10, 36 (1991).
 [12] M. Arndt *et al.*, *Nature (London)* **401**, 680 (1999).
 [13] C. J. Myatt *et al.*, *Nature (London)* **403**, 269 (2000).
 [14] B.-G. Englert, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2154 (1996).
 [15] W. K. Wootters and W. H. Zurek, *Phys. Rev. D* **19**, 473 (1979).
 [16] M. Weitz, T. Heupel, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2356 (1996).
 [17] See, e.g., A. M. Steane, *Rep. Prog. Phys.* **61**, 117 (1998).

Danksagung

Als erstes danke ich Professor Dr. Theodor W. Hänsch, der mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit in seiner Gruppe am MPQ unter ausgezeichneten Bedingungen mit großem Freiraum durchzuführen und in kritischen Momenten mit seinem Rat beistand.

Dr. Martin Weitz war nicht immer um seine Aufgabe zu beneiden, meine unzähligen Fragen zu beantworten und mir bei der Lösung der experimentellen Probleme weiterzuhelfen. In seiner unnachahmlichen Weise trug er entscheidend zum Erfolg der Experimente bei, war stets um deren Fortgang bemüht und selten um eine neue Idee verlegen. Von meinem Vorgänger Dr. Tilman Heupel erbte ich neben dem Resonator für die intensiven optischen Pulse auch den Original „Lockstab“ inklusive dessen Technik zur Handhabung, die im wesentlichen aus rythmischen Schlägen auf den optischen Tisch besteht. Zu meinem Bedauern muß ich gestehen, diese Technik noch immer nicht vollständig zu beherrschen. Schani Tost als Diplomand am Aufbau des Springbrunnens beteiligt, zeigte mir auf, wie man trotz einem Berg an Arbeit stoisch gelassen bleibt und einem der Schweinebraten dennoch schmeckt. Tatkraftige Unterstützung am Aufbau und den anschließenden Messungen am Springbrunnen erhielt ich von Dr. Sile Nic Chormaic, die mich darüberhinaus stets bestens über Neuigkeiten am MPQ informierte. Gegen Ende der Arbeit nahm sich zusätzlich Sebastian Fray des Experiments an und lernte inzwischen alle Tricks und Kniffe zur Handhabung kennen und schätzen. Die Techniker Wolfgang Simon und Charly Linner wurden durch den Einbau der Glaszelle in den Springbrunnenaufbau zu vakuumtechnischen Höchstleistungen animiert und freuten sich gemeinsam mit mir über den geglückten Einbau ganz ohne Scherben. Auch Elektroniker Helmut Brückner trug mit so mancher Elektronikerte aus seiner Fertigung zum Gelingen der Experimente bei.

Neben den direkt am Experiment Beteiligten gibt es natürlich noch die restlichen Mitglieder der Arbeitsgruppe, die alle zusammen für ein tolles Arbeitsklima am MPQ sorgen. Selbst mein häufiges Ausleihen von diversen Geräten konnte dieses nicht beeinträchtigen. Insbesondere verdanke ich Rainer Scheunemann, Ronald Holzwarth, Dr. Joerg Reichert und Dr. Markus Niering manch lehrreiche Diskussion und manch heitere Stunde. Mit Rainer teilte ich mir die acht Quadratmeter Büro, mit Ronald diskutierte ich die praktischen Anwendungen mancher Experimente und Jörg lehrte mich, teilweise vergeblich, sämtliche Namen aller Berggipfel in Nah und Fern. Markus schließlich half mir über so manche Stunde im Labor hinweg, in der mal wieder nichts zu funktionieren schien. Auch dem Sekretariat mit Gabi Gschwendtner und Rosemarie Lechner bin ich dankbar für die Hilfe bei organisatorischen Problemen.

Schließlich möchte ich mich herzlichst bei meinen Freunden, meiner Familie und natürlich Susanne bedanken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Dezember 2000

Michael Mei

