
Atominterferometrie an einer Rubidiumfontäne

Sebastian Fray



München 2004

Atominterferometrie an einer Rubidiumfontäne

Sebastian Fray

Dissertation
an der Fakultät der Physik
der Ludwig–Maximilians–Universität
München

vorgelegt von
Sebastian Fray
aus Freiburg

München, den 19.04.2004

Erstgutachter: Prof. Dr. Theodor W. Hänsch

Zweitgutachter: Prof. Dr. Dietrich Habs

Tag der mündlichen Prüfung: 06.07.2004

Zusammenfassung

Atominterferometer finden in der modernen Quantenoptik in zahlreichen Anwendungen ihren Einsatz. Neben der Verwendung für grundlegende Untersuchungen zur Quantennatur der Materie stellen Atominterferometer ein empfindliches Werkzeug für Präzisionsexperimente dar. So wurden in der jüngsten Vergangenheit leistungsfähige Atominterferometer realisiert und zur Präzisionsmessung von Rotation, Gravitation und des Photonenrückstoßes eingesetzt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein gepulstes Atominterferometer aufgebaut, welches an einem atomaren Springbrunnen mit lasergekühlten Rubidiumatomen lange Interrogationszeiten zwischen den einzelnen Strahlteilungsprozessen und damit eine hohe Phasenauflösung erreicht. Es konnte eine Anwendung dieses Atominterferometers in einer differentiellen Messung der Erdbeschleunigung demonstriert und damit neuartige Tests des Einsteinschen Äquivalenzprinzips auf atomarer Basis durchgeführt werden. Außerdem wurden mit diesem Atominterferometer Vielstrahlinterferenzen beobachtet, die in Zukunft eine gesteigerte Auflösung des Atominterferometers bei Präzisionsexperimenten erlauben. Anders als bei den zuvor vorwiegend zur Präzisionsmessung verwendeten Atominterferometern befinden sich hier die in verschiedene Pfade aufgeteilten atomaren Wellenpakete im gleichen internen Zustand. Auftretende Phasen durch die dynamische Stark-Verschiebung wirken sich somit in gleicher Weise auf alle Teilpfade aus und haben auf den Phasenunterschied zwischen benachbarten Pfaden keinen Einfluss. Systematische Fehler auf Grund des dynamischen Stark-Effekts werden dadurch vermieden.

In dem hier verwendeten Atominterferometer werden zur Aufteilung der atomaren Wellenpakete drei kurze Stehwellenpulse eingesetzt, welche resonant mit einem offenen atomaren Übergang sind. Durch Wechselwirkung mit der Stehwelle findet ein ortsabhängiges optisches Pumpen der Atome aus dem detektierten Anfangszustand statt. Die ersten beiden Stehwellen dienen jeweils als Absorptionsgitter, an dem die atomare Wellenfunktion in verschiedene Impulskomponenten gebeugt wird. Der Impulsunterschied zwischen den Beugungsordnungen ergibt sich dabei aus der Periode des Lichtgitters von $\lambda/2$. Der Unterschied beträgt $2\hbar\mathbf{k}$ und entspricht dem Photonenrückstoß, wie er durch Absorption und anschließende stimulierte Emission eines Photons auf ein Atom übertragen wird. Durch die Wellennatur des Lichtes bildet sich zum Zeitpunkt der dritten Stehwelle

ein Interferenzmuster in Form einer periodischen atomaren Dichteverteilung aus, welche mit der dritten Stehwelle, die als Absorptionsmaske dient, ausgelesen wird.

Zu Beginn der experimentellen Arbeit konnte mit zwei Lichtpulsen in einem Moiré-Experiment der Einfluss der Stehwelle auf das atomare Ensemble beobachtet werden. Dies erlaubte uns, die experimentellen Parameter der optischen Stehwelle, wie Lichtintensität und Pulslänge, für eine effektive Strahlteilung zu bestimmen. Ausgehend von diesen vorbereitenden Versuchen wurde im nächsten Schritt mit drei Lichtpulsen ein Atominterferometer realisiert und seine Empfindlichkeit gegenüber der Erdbeschleunigung demonstriert. Um eine hohe Auflösung des Atominterferometers erreichen zu können, musste die Interrogationszeit, also der Abstand zwischen den Lichtpulsen möglichst lang gewählt werden. Dabei war für Interrogationszeiten oberhalb von 1 ms die Verwendung einer passiven Vibrationsisolierung des retroreflektierenden Spiegels, mit dem die optische Stehwelle erzeugt wird, notwendig. So lag die in unserem Experiment erreichte Interrogationszeit bei ca. 40 ms. Die langen Interrogationszeiten ermöglichten es uns, das Atominterferometer für präzise Messungen einzusetzen. Es wurde die Erdbeschleunigung in Abhängigkeit von der relativen Einstellung des Kernspins bezüglich des Elektronenspins und als Funktion der Nukleonenzahl des Kerns gemessen. Die unterschiedliche Kernspin-Einstellung wurde mit zwei verschiedenen Hyperfeingrundzuständen des Rubidiumisotops ^{85}Rb realisiert. Die Messungen ergaben eine Übereinstimmung der Fallbeschleunigung innerhalb einer relativen Genauigkeit von $1.2 \cdot 10^{-7}$. Die Messungen für unterschiedliche Nukleonenzahlen wurden mit den beiden Rubidiumisotopen ^{85}Rb und ^{87}Rb durchgeführt. Hier konnte kein Unterschied bis auf ein Niveau von $1.7 \cdot 10^{-7}$ festgestellt werden. Es konnte damit gezeigt werden, dass das in dieser Arbeit entwickelte Atominterferometer geeignet für Präzisionsmessungen der Erdbeschleunigung ist und für Tests des Einsteinschen Äquivalenzprinzips auf atomarer Ebene verwendet werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Wechselwirkung von Licht mit einem Zwei-Niveau-System	7
2.2	optische atomare Strahlteiler	10
2.3	Atominterferometrie mit optischen Absorptionsgittern	11
2.4	Numerische Rechnungen	23
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Übersicht	29
3.2	Atomarer Springbrunnen	30
3.3	Atomare Strahlteilerpulse	42
3.3.1	optischer Aufbau	42
3.3.2	Passive Vibrationsisolierung	44
3.4	Zeitliche Steuerung des Experiments	49
4	Messungen an optischen Absorptionsgittern	53

4.1	Moiré-Experiment mit zwei optischen Pulsen	53
4.2	Atominterferometrie mit drei optischen Pulsen	58
4.2.1	experimentelle Realisierung der atomaren Interferenzen	59
4.2.2	Einfluss der Schwerebeschleunigung der Erde auf die Interferometerphase	67
4.2.3	Abschätzung des Kontrastes	73
4.2.4	Unabhängigkeit des Interferometers vom dynamischen Stark-Effekt	76
4.2.5	Abschätzung der systematischen Fehler auf Grund des quadratischen Zeeman-Effekts	77
5	Vergleichende Messung der Erdbeschleunigung	81
5.1	Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzip	81
5.2	experimentellen Ergebnisse	84
6	Ausblick	89
A	Niveau-Schema von ^{85}Rb und ^{87}Rb	93

Kapitel 1

Einleitung

In der Geschichte der Physik spielte die Interferometrie eine wichtige Rolle in der Erforschung der Naturphänomene. Interferenzeffekte von Licht an einem Doppelspalt, beobachtet von Thomas Young im Jahre 1809 [You02], haben zur Entwicklung der Wellentheorie des Lichts geführt. Zu diesem Zeitpunkt konnte man sich Welleneigenschaften von einzelnen massebehafteten Teilchen jedoch noch nicht vorstellen. Dies geschah erst als im Laufe der Entwicklung der Quantenmechanik de Broglie 1922 die Wellennatur des Elektrons postulierte und damit das Konzept der Welle auf massive Teilchen erweiterte [Bro22]. Dieser Welle-Teilchen Dualismus der Materie kommt in der Formel

$$\lambda = \frac{h}{p} \tag{1.1}$$

zum Ausdruck, wobei p den Impuls und λ die de Broglie Wellenlänge eines Teilchens sowie h das Plancksche Wirkungsquantum bezeichnet. Als eindrucksvolle Beweise der Wellennatur folgten die Experimente von Thomson [Tho27] und von Davison und Gerner [Dav27], die Elektronenbeugung an einer Kristalloberfläche nachwiesen. Im Jahre 1930 konnte von Estermann und Stern auch Beugung von schwereren Objekten in Form von Heliumatomen an einer NaCl-Kristalloberfläche gezeigt werden [Est30]. Die weitere Entwicklung war nicht nur getragen von der Möglichkeit mit Materiewelleninterferometern fundamentale Fragen der Quantenphysik zu untersuchen, sondern auch von dem erwarteten erhöhten Auflösungsvermögen auf Grund der sehr kleinen Wellenlänge bei massebehafteten Teilchen, die typischerweise im Pikometerbereich und damit deutlich unterhalb

der Wellenlänge von sichtbarem Licht liegt.

In den fünfziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts gelang die Realisierung makroskopischer Materiewelleninterferometer mit Elektronen [Mar54, Mol55]. Dabei wurden räumlich getrennte kohärente Teilstrahlen überlagert und zur Interferenz gebracht. In den sechziger Jahren sind dann auch entsprechende Interferenzexperimente mit Neutronen durchgeführt worden [Mai62]. Anfang der neunziger Jahre gelangen erstmals Experimente zur Interferometrie mit neutralen Atomen. Dies ist einerseits auf Fortschritte in der Lithographietechnik aus der Halbleiterforschung zurückzuführen, welches die Herstellung von Strukturen auf der Nanometerskala ermöglichte. Damit konnten atomare Strahlteiler für thermische Atome verwirklicht werden, was dann die Realisierung von Atominterferometern erlaubte [Car91, Pri91]. Gleichzeitig ist mit der Entwicklung von intensiven und durchstimmbaren Lasern eine gezielte Adressierung der inneren Struktur der Atome gelungen. Durch das Ausnutzen von stimulierter Absorption und Emission ist ein Austausch bzw. Übertrag von Energie und Impuls zwischen den Photonen des Lichtfelds und den Atomen möglich. Damit wird eine Kontrolle über die äußeren Freiheitsgrade, die die Bewegung der Atome bestimmen, erreicht und es konnten auch mit dieser Technik atomare Interferometer konstruiert werden [Kas91, Rie91, Ras95]. Mit diesem Typ von Atominterferometern sind Präzisionsmessungen der Rotation [Gus97, Len97], der Erdbeschleunigung [Kas92, Pet99] und des Photonenrückstoßes [Weis93, Hen01, Wic02] durchgeführt worden.

In der hier vorliegenden Arbeit wird ein neuartiges Atominterferometer an einem atomaren Springbrunnen zur Messung der Erdbeschleunigung präsentiert. Mit diesem Atominterferometer konnten Vielstrahlinterferenzen beobachtet und neuartige Tests des Einsteinschen Äquivalenzprinzips durchgeführt werden. In unserem Atominterferometer werden die atomaren Strahlteiler mit optischen Stehwellen realisiert, die als effektive Absorptionsgitter für die Atome wirken. Atomare Wellenpakete werden an diesen Gittern gebeugt und in mehrere kohärente Teilstrahlen aufgeteilt. Die gebeugten Wellenpakete unterscheiden sich in ihren äußeren Freiheitsgraden, jedoch nicht in ihrem internen Zustand. Die bisher für präzise Gravitationsmessungen eingesetzten Atominterferometer verwenden zur atomaren Strahlteilung unterschiedliche interne Zustände, wie die beiden Hyperfeingrundzustände von Cäsium [Pet99]. Dadurch ergeben sich zusätzliche systematische Fehlerquellen, zum Beispiel durch den AC-Starkeffekt oder durch den Einfluss von Streumagnetfeldern. Vielstrahl-Atominterferometer sind in der Vergangenheit von

[Weit97, Hin97] demonstriert worden. Hier bestand die atomare Superposition allerdings aus verschiedenen Zeeman-Zuständen. Deren starke Empfindlichkeit gegenüber Streumagnetfeldern begrenzt jedoch den Einsatz dieser Atominterferometer für Präzisionsmessungen.

Mit dem in dieser Arbeit aufgebauten Atominterferometer wurde anhand der Bewegung frei fallender Atome die Erdbeschleunigung gemessen. Dabei dient die periodische Struktur der optischen Stehwellen, mit der die atomaren Strahlteiler realisiert werden, als Längenreferenz in Einheiten der Wellenlänge. Mit dem Atominterferometer können wir nun bestimmen, wievielen Knoten der Stehwelle die von den Atomen zurückgelegte Fallstrecke entspricht, und dadurch die Bewegung von Laser-gekühlten Rubidiumatomen in einem atomaren Springbrunnen verfolgen. Eine komplementäre Sichtweise stellt die Betrachtung der Doppler-Verschiebung der fallenden Atome dar. Da sich mit der Beschleunigung die Geschwindigkeit der Atome verändert, ergibt sich eine Frequenzverschiebung der Laserstrahlen gegenüber der atomaren Resonanz. Die direkte Messung der Doppler-Verschiebung ist allerdings problematisch. Möchte man nämlich eine Messgenauigkeit der Größenordnung von 10^{-7} bis 10^{-9} für die Gravitation erreichen, wie es der Gruppe von Prof. Chu in Stanford mit einem Atominterferometer gelungen ist [Pet98], muss die Doppler-Verschiebung der Atome auf Millihertz genau bestimmt werden, was deutlich unterhalb der atomaren Linienbreite eines Einphotonenübergangs sowie auch der Doppler-Verbreiterung der Laser-gekühlten Atome liegt. Diese Schwierigkeiten lassen sich allerdings durch die Verwendung der Atominterferometrie umgehen, da z.B. durch die Einführung von drei Wechselwirkungszonen mit dem Lichtfeld das Signal des Atominterferometers unabhängig von der atomaren Anfangsgeschwindigkeit ist und damit der Einfluss der Doppler-Verbreiterung eliminiert wird. Eine analoge Technik ist von Spin-Echo-Experimenten in der Kernspinresonanz bekannt, wobei dort die unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen der Kernspins die Rolle der Doppler-Verbreiterung innehaben. Außerdem wird der Einfluss der atomaren Linienbreite als auch der Laserfrequenzschwankungen mit der Verwendung eines Schemas zur atomaren Strahlteilung ausgeglichen, bei dem zwei Photonen durch Absorption und stimulierte Emission mit dem Atom wechselwirken. Die Atome befinden sich am Ende der Wechselwirkung dabei in einem stabilen Grundzustand, so dass die spontane Zerfallsrate und damit die Breite des atomaren Übergangs keine Limitierung für die genaue Bestimmung der Doppler-Verschiebung bedeuten.

Zusätzlich subtrahieren sich in einer solchen Anregung die Frequenzen der beiden Photonen und die Frequenzschwankungen des verwendeten Lichts heben sich auf. Es ist somit deutlich geworden, dass die Atominterferometrie ein geeignetes Werkzeug zur präzisen Vermessung der Erdbeschleunigung darstellt.

Der experimentelle Aufbau des in dieser Arbeit präsentierten Atominterferometers geht teilweise auf frühere Arbeiten zurück. In vorbereitenden Experimenten wurden unter Verwendung einer Quelle für kurze, intensive Lichtpulse atominterferometrische Messungen durchgeführt [Heu98]. In einer weiteren Arbeit wurde ein atomarer Springbrunnen mit kalten Rubidiumatomen erstellt [Mei01]. In der vorliegenden Arbeit ist die Realisierung eines neuartigen Atominterferometers an dem atomaren Springbrunnen gelungen, mit dem neuartige Tests des Einsteinschen Äquivalenzprinzips demonstriert werden konnten. Der optische Aufbau für die atomaren Strahlteilerpulse musste dazu völlig neu erstellt werden. Dazu wurden in ersten experimentellen Schritten Moiré-Experimente mit zwei Stehwellen durchgeführt, in denen die Transmissionseigenschaften der Absorptionsgitter untersucht und in denen ein besseres Verständnis des Strahlteilungsvorgang erhalten werden konnte. In folgenden Versuchen wurde dann mit drei Lichtpulsen ein Atominterferometer mit einer räumlichen Separation der atomaren Wellenpaketen realisiert. Anschließend konnte eine Anwendung des Atominterferometers demonstriert werden, in dem eine vergleichende Messung der Erdbeschleunigung für die beiden Rubidiumisotope ^{85}Rb und ^{87}Rb sowie eine Kernspin-abhängige Gravitationsmessung mit den beiden Hyperfeingrundzustände des Isotops ^{85}Rb durchgeführt wurde. Die vergleichenden Messungen ergaben keinen Unterschied der Erdbeschleunigung bis auf eine relative Differenz von $1.7 \cdot 10^{-7}$ für den Isotopenvergleich und $1.2 \cdot 10^{-7}$ für den zustandsabhängigen Vergleich. Die besten atominterferometrischen Messungen mit denen eine Absolutmessung der Erdbeschleunigung durchgeführt worden sind, weisen eine um etwa 2 Größenordnungen bessere Genauigkeit auf [Pet99]. Die Implementierung von technischen Verbesserungen, wie einer aktiven Vibrationsisolierung, einer Erhöhung der Stehwellenqualität oder einer rauschärmeren Detektion, würde in unserem Experiment allerdings noch deutlich größere Genauigkeiten erlauben.

Gliederung der Arbeit:

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert. Im Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen

der atomaren Strahlteiler sowie des Atominterferometers dargestellt. Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau, wobei sich das Unterkapitel 3.2 mit dem atomaren Springbrunnen und das Unterkapitel 3.3 mit dem optischen Aufbau für die als atomare Strahlteiler dienenden Lichtpulse beschäftigt. In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse im Zusammenhang mit der Realisierung des Vielstrahl-Atominterferometers präsentiert und in Kapitel 5 werden die vergleichenden Messungen der Erdbeschleunigung vorgestellt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Wechselwirkung von Licht mit einem Zwei-Niveau-System

Als grundlegendes Modell für die Wechselwirkung von Licht mit Atomen gilt die Kopplung eines atomaren Zwei-Niveau-System, bestehend aus dem Grundzustand $|g\rangle$ und einem angeregten Zustand $|e\rangle$, an das klassische elektromagnetische Feld. Die spontane Emission wird dabei vernachlässigt. Mit dem Modell werden die für die Interferometrie relevanten Größen, wie die Kopplungsstärke in Form der Rabi-Frequenz, der Einfluss der Lichtintensität und der Dauer der Wechselwirkung auf die beteiligten Populationen der Zustände, eingeführt.

Für den Hamiltonian dieses Systems wird eine Summe aus dem Hamiltonian des isolierten atomaren Zwei-Niveau-Systems und einem Term, welcher die Wechselwirkungsenergie eines atomaren Dipols $\mathbf{d} = e\mathbf{r}$ in einem äußeren elektromagnetischen Feld \mathbf{E} repräsentiert, angesetzt [All75, You97] (mit e als der elektrischen Elementarladung und \mathbf{r} als dem Abstand des Elektrons vom Atomkern):

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_{Atom} + \hat{H}_{Licht}, \\ \hat{H} &= \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E},\end{aligned}\tag{2.1}$$

$\hbar\omega_g$ und $\hbar\omega_e$ sind hierbei die atomaren Energien der betreffenden Eigenzustände des isolierten Atoms. Für das Licht wird ein in der Zeit periodisches elektromagnetisches Feld der Frequenz ω , der zeitlich konstanten Phase ϕ und dem Vektor \mathbf{E}_0 , der die Amplitude sowie die Polarisation definiert, angenommen:

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

Im Kopplungsterm des elektromagnetischen Feldes an das Atom beträgt der Abstand \mathbf{r} des Elektrons vom Atomkern weniger als ein Nanometer und ist damit klein im Verhältnis zur optischen Wellenlänge, welche typischerweise im Bereich von einigen hundert Nanometern liegt. Unter dieser Bedingung kann die Dipolnäherung verwendet werden, bei der die Feldamplitude als konstant über die Ausdehnung der Elektronenwolke angesehen wird.

Die zeitabhängige Schrödingergleichung lautet nun

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = [\hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g |g\rangle\langle g| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t)] |\Psi(t)\rangle. \quad (2.3)$$

Zur Lösung dieser Bewegungsgleichung verwenden wir den Ansatz

$$|\Psi(t)\rangle = c_e(t) e^{-i\omega_e t} |e\rangle + c_g(t) e^{-i\omega_g t} |g\rangle, \quad (2.4)$$

wobei hier die schnell variierenden atomaren Übergangsenergien herausfaktoriert und die langsam variierenden Koeffizienten $c(t)$ eingeführt werden. Deren Betragsquadrat gibt die Population in den atomaren Zuständen an:

Als Resultat erhält man ein gekoppeltes Differenzialgleichungssystem für die Koeffizienten $c(t)$

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{c}_e(t) &= \hat{V}_{eg} e^{-i\omega_{eg} t} c_g(t), \\ i\hbar \dot{c}_g(t) &= \hat{V}_{eg}^* e^{+i\omega_{eg} t} c_e(t), \end{aligned} \quad (2.5)$$

wobei die Differenz $\omega_e - \omega_g$ gleich ω_{eg} gesetzt wird und der Frequenz des atomaren Übergangs entspricht. Der Term \hat{V}_{eg} ist gegeben durch:

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

Ω_{eg} ist die Rabi-Frequenz mit

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

welche proportional zur Feldstärke des Lichts und damit proportional zur Wurzel aus der Intensität ist. Die Rabi-Frequenz ist ein Maß für die Kopplungsstärke des Atoms an das Licht. Wird nun formal über die Differenzialgleichung integriert, erhält man z.B. für den Koeffizienten $c_e(t)$

$$c_e(t) = c_e(t_0) - i \int_{t_0}^t dt' \Omega_{eg} c_g(t') e^{i\omega_{eg}t'} \left(\frac{e^{i(\omega t' + \phi)} + e^{-i(\omega t' + \phi)}}{2} \right). \quad (2.8)$$

Im Integranden gibt es zwei oszillierende Beiträge $e^{i(\omega_{eg} + \omega)t'}$ und $e^{i(\omega_{eg} - \omega)t'}$. Der schneller oszillierende Term $e^{i(\omega_{eg} + \omega)t'}$ kann bei Verwendung der Drehwellennäherung vernachlässigt werden und man bekommt als Lösung der Differentialgleichung die Rabi-Formel [Ram56]:

$$\begin{aligned} c_e(t) &= e^{-i\delta t/2} \left\{ \left[\cos\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) + i\frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right] c_e(t_0) - \left[i\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} \right] c_g(t_0) \right\} \\ c_g(t) &= e^{+i\delta t/2} \left\{ \left[-i\frac{\Omega_{eg}^*}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) e^{i(\delta t_0 + \phi)} \right] c_e(t_0) + \left[\cos\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) \right] c_g(t_0) \right\} \end{aligned} \quad (2.9)$$

mit $\Omega_r = \sqrt{|\Omega_{eg}|^2 + \delta^2}$ und $\delta = \omega - \omega_{eg}$. Mit der Rabi-Formel läßt sich berechnen, wie sich die atomaren Populationen des Grund- bzw. angeregten Zustands verhalten, wenn das Zwei-Niveau-System mit einem elektromagnetischen Feld konstanter Amplitude über eine Zeitdauer t wechselwirkt. Für die Anfangsbedingung, dass nur das untere Niveau $|g\rangle$ besetzt ist, also $c_g(t_0 = 0) = 1$ und $c_e(t_0 = 0) = 0$, ergibt sich insbesondere für $c_e(t)$:

$$c_e(t) = e^{-i\delta t/2 + \phi} \left[i\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r t}{2}\right) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} \right] \quad (2.10)$$

Es ist hieran zu erkennen, dass die Wahrscheinlichkeitsamplitude c_e mit der Frequenz $\Omega_r/2$ bzw. die Population $|c_e|^2$ mit Ω_r oszilliert. Die Oszillation heißt Rabi-Oszillation und die Oszillations-Frequenz Rabi-Frequenz. Je größer die Verstimmung $|\delta|$ ist, desto schneller erfolgt die Oszillation und desto kleiner ist deren Amplitude. Wichtig ist insbesondere, dass der Populationstransfer derart stattfindet, dass eine kohärente Superposition der beiden Zustände erzeugt werden kann. Ist die Verstimmung $\delta = 0$ und die Dauer der Wechselwirkung $t = \frac{\pi}{2\Omega_{eg}}$, so wird 50% der Besetzung aus dem Grund- in den angeregten Zustand

transferiert und eine gleichgewichtete Superposition gebildet. Ein solcher Lichtpuls wird auch als $\pi/2$ Puls bezeichnet. Dauert der Puls doppelt so lange, nämlich $t = \frac{\pi}{\Omega_{eg}}$, so wird die gesamte Population in den angeregten Zustand transferiert, welches einem π -Puls entspricht.

2.2 optische atomare Strahlteiler

Der in Kapitel 2.1 beschriebene Formalismus wurde zuerst für die theoretische Beschreibung der Kernspinresonanz entwickelt, bei der Resonanzen im Mikrowellenbereich verwendet wurden. Deren Wellenlänge liegt bei einigen Zentimetern, so dass die Feldphase über dem atomaren Ensemble, wie z.B. über einem Atomstrahl in transversaler Richtung, als konstant betrachtet werden kann. Außerdem kann der Ort der Atome als eine klassische Variable angesehen werden. Überträgt man jedoch die Methode auf den optischen Bereich, so betragen die typischen Wellenlängen einige 100 nm, was deutlich unter der typischen Ausdehnung eines atomaren Ensembles liegt. Zusätzlich kann bei kalten Atomen die de Broglie Wellenlänge in der Größenordnung der des Lichts sein. Insgesamt folgt, dass bei optischen Frequenzen des elektromagnetischen Feldes der Ort und der Impuls quantenmechanisch behandelt werden müssen. Die genauere quantenmechanische Betrachtung unter Berücksichtigung der räumlichen Abhängigkeit des elektromagnetischen Feldes zeigt die Möglichkeit auf, durch Wechselwirkung von Atomen mit Licht nicht nur deren innere Freiheitsgrade, wie im vorhergehenden Unterkapitel dargelegt, sondern auch deren äußere Freiheitsgrade, nämlich Ort und Impuls, gezielt zu manipuliert, wie es bei der Atominterferometrie ausgenutzt wird. Dabei geht man von einem atomaren Wellenpaket aus, welches als Summe aus Impulseigenzuständen dargestellt werden kann. Auf Grund der Linearität der Schrödingergleichung kann aus der Lösung für eine ebene Welle durch Integration über alle Impulseigenzustände das Verhalten des Wellenpakets rekonstruiert werden [Ste97].

Um eine vollständige Behandlung der externen atomaren Freiheitsgrade zu ermöglichen, wird der Hamilton-Operator 2.1 aus dem vorhergehenden Kapitel 2.1 um den kinetischen Term ergänzt:

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \quad (2.11)$$

und beim elektromagnetischen Feld die räumliche Abhängigkeit miteinbezogen.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t + \phi) = \frac{1}{2}(e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t + \phi)} + e^{-i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t + \phi)}). \quad (2.12)$$

Die Wirkung des Operators $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}}$ in der Schrödingergleichung auf den äußeren atomaren Zustand kann sehr schön mit Hilfe der Vollständigkeitsrelation verdeutlicht werden:

$$\begin{aligned} 1 \cdot e^{\pm i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} &= \int d^3\mathbf{p} e^{\pm i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} |\mathbf{p}\rangle \langle \mathbf{p}| \\ &= \int d^3\mathbf{p} |\mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{p}| \end{aligned} \quad (2.13)$$

Die Wechselwirkung mit einem räumlich variierenden Lichtfeld ergibt also eine Impulsänderung des Atoms um $\pm\hbar\mathbf{k}$, welche auf den beim Absorptions- bzw. stimulierten Emissionsprozess übertragenen Photonenimpuls zurückgeführt wird. Da mit der Absorption und der Emission auch die Änderung der internen Zustände verbunden ist, lauten die entsprechenden durch das Lichtfeld gekoppelten atomaren Zustände $|g, \mathbf{p}\rangle$ und $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$. Die Differenz in der kinetischen Energie zwischen diesen beiden Zuständen ist:

$$\Delta\omega = \frac{\Delta E_{kin}}{\hbar} = \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar} - \frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar} = \frac{\mathbf{p}\mathbf{k}}{m} + \frac{\hbar\mathbf{k}^2}{2m} \quad (2.14)$$

Der erste Term entspricht der Doppler-Verschiebung des Lichts vor der Wechselwirkung mit dem Atom und der zweite dem Rückstoß des Atoms bei Absorption eines Photons. Wird nun das Atom mit einem $\pi/2$ -Puls in eine kohärente Superposition aus Grund- und angeregtem Zustand gebracht, wird der Anteil der Wellenfunktion im Zustand $|e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}\rangle$ durch den Rückstoß umgelenkt, so dass sich die beiden Komponenten des Atoms räumlich mit einer Rückstoßgeschwindigkeit $v_{rec} = \hbar\mathbf{k}/m$ voneinander entfernen. Auf diese Weise können mittels Licht atomare Wellenpakete manipuliert und analog zur optischen Interferometrie eine Strahlteilung der atomaren Wellenfunktion in unterschiedliche Pfade erreicht werden.

2.3 Atominterferometrie mit optischen Absorptionsgittern

In dem in dieser Arbeit realisierten Atominterferometer wird zur Strahlteilung eine Variante der beschriebenen Technik verwendet. Die Strahlteilung geschieht hier mittels einer

resonanten optischen Stehwelle. In Abbildung 2.1 ist das Schema des Strahlteilungsprozesses dargestellt. Die Stehwelle ist resonant zu einem offenen Übergang, bei dem die Atome aus einem Grundzustand $|g\rangle$ in einen angeregten Zustand $|e\rangle$ transferiert werden, von dem aus sie spontan zerfallen können. Detektiert werden schließlich Atome im Grundzustand $|g\rangle$. Bei dem spontanen Zerfall gehen bei den hier verwendeten atomaren Übergängen die Atome zu 22% in den Ausgangsgrundzustand $|g\rangle$ und zu 78% in nicht detektierte interne atomare Grundzustände $|g_{ND,i}\rangle$ über. Da die Rückfallwahrscheinlichkeit in den detektierten Zustand $|g\rangle$ klein ist, wird sie bei den folgenden Rechnungen vernachlässigt. Im Kapitel 4.2.3 wird näher auf ihren Einfluss auf den Kontrast eingegangen.

Atome, die die Stehwelle in der Nähe der Intensitätsmaxima passieren, werden durch den spontanen Zerfall in andere interne atomare Grundzustände $|g_{ND,i}\rangle$ optisch gepumpt. Dort werden sie nicht mehr detektiert. Atome in der Nähe der Knoten der Stehwelle koppeln nicht ans Lichtfeld an und können nach der Wechselwirkungszeit im Grundzustand $|g_D\rangle$ nachgewiesen werden. Die Stehwelle als periodisches Lichtfeld entspricht im Ortsbild einem Absorptionsgitter, an dem eine atomare ebene Materiewelle $|g_D, p\rangle$ im internen Zustand $|g_D\rangle$ mit dem Impuls \mathbf{p} in die verschiedenen Ordnungen $\dots|g_D, p - 4\hbar\mathbf{k}\rangle, |g_D, p - 2\hbar\mathbf{k}\rangle, |g_D, p\rangle, |g_D, p + 2\hbar\mathbf{k}\rangle, |g_D, p + 4\hbar\mathbf{k}\rangle\dots$ gebeugt wird. Der Impulsunterschied zwischen den Beugungsordnungen von $2\hbar\mathbf{k}$ ergibt sich unmittelbar aus der räumlichen Periode des Lichtfelds von $\lambda/2$. Je länger die Wechselwirkungszeit der Stehwelle mit den Atomen ist, desto enger wird die Lokalisierung in den Knoten der Stehwelle, so dass eine höhere Zahl an Impulskomponenten erzeugt werden kann.

Im Impulsbild wird mit den aus entgegengesetzter Richtung kommenden Photonen ein atomarer Λ -Übergang angeregt, bei dem durch die nacheinander folgende Absorption und stimulierte Emission der doppelte Photonenimpuls von $2\hbar\mathbf{k}$ auf das Atom übertragen wird. Korrespondierend mit dem Ortsbild hat eine längere Wechselwirkungszeit die Anregung von vielfachen Λ -Übergängen bzw. mehreren Impulskomponenten zur Folge.

Dadurch dass sich die Atome nach der Wechselwirkung im Grundzustand befinden, ist die Zeit, in der die atomare Kohärenz erhalten bleibt, nicht wie im Fall eines angeregten Zustands durch die spontane Zerfallsdauer beschränkt, so dass die Atome auf ihren getrennten Pfaden eine große Phasendifferenz aufsammeln können, ohne ihre Interferenzfähigkeit zu verlieren. Im folgenden wird die quantenmechanische Rechnung zur Strahlteilung im Impulsbild vorgestellt.

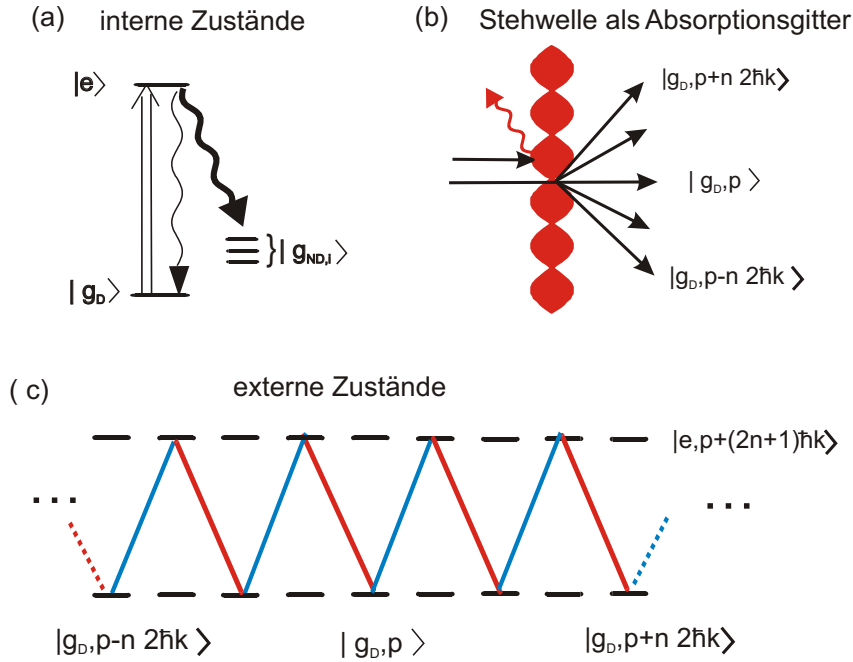


Abbildung 2.1: Das Bild (a) zeigt die beteiligten internen atomaren Zustände des Rubidiumatoms, wobei nach dem Puls lediglich Atome detektiert werden, die sich im Zustand $|g_D\rangle$ befinden. In Bild (b) ist die Beugung eines Wellenpakets an einem Absorptionsgitter im Ortsbild dargestellt. Das atomare Wellenpaket wird durch die ortsabhängige Wechselwirkung mit der Stehwelle in verschiedene Pfade aufgespalten. Das Bild zeigt die unterschiedlichen nach dem Stehwellenpuls im Grundzustand $|g_D\rangle$ verbleibenden Komponenten mit den sich ergebenden Impulsen. Abbildung (c) zeigt im Impulsbild, wie die unterschiedlichen Impulseigenzustände durch Absorption und stimulierte Emission angeregt werden. Die Impulsdifferenz zwischen zwei benachbarten Komponenten im Grundzustand $|g_D\rangle$ beträgt $2\hbar\mathbf{k}$.

Betrachtet wird ein Atom in einer resonanten Stehwelle, die aus zwei aus entgegengesetzter Richtung kommenden Lichtwellen der gleichen Polarisation und den Wellenvektoren $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}$ und $\mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}$ besteht. Für das Feld der Stehwelle wird folgendes angesetzt:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t) + \mathbf{E}_0 \cos(-\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t), \quad (2.15)$$

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_0}{2} [e^{-i\omega t} (e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}}) + e^{-i\omega t} (e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}})] \quad (2.16)$$

Das E-Feld wird in den Hamiltonoperator aus Glg. 2.11 eingesetzt, bei dem der spontane Zerfall ähnlich wie in [Mar91] durch die Verwendung eines nicht hermiteschen Terms $i\hbar\Gamma/2$ mit der Zerfallsrate Γ eingeführt wird:

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + (\hbar\omega_{eg} - i\hbar\Gamma/2)|a\rangle\langle a| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}. \quad (2.17)$$

Als Ansatz für den atomaren Zustand wird eine Superposition aus Impulseigenzuständen im Grund- und angeregten Zustand gewählt. Gesucht wird ein Ausdruck für die Koeffizienten der Impulseigenzustände $c_{g,2n}$ und $c_{e,2n+1}$:

$$|\Psi_p\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (c_{g,2n}|g, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle + c_{e,2n+1}e^{-i\omega_0 t}|e, \mathbf{p} + (2n+1)\hbar\mathbf{k}\rangle). \quad (2.18)$$

Wird 2.18 in die Schrödingergleichung (SGL)

$$i|\dot{\Psi}\rangle = \frac{H}{\hbar}|\Psi\rangle \quad (2.19)$$

eingesetzt, lautet die linke und rechte Seite der sich ergebenden Differentialgleichung:
linke Seite:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (i\dot{c}_{g,2n}|g, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle + (i\dot{c}_{e,2n+1}e^{-i\omega_0 t} + \omega_0\dot{c}_{e,2n+1}e^{-i\omega_0 t})|e, \mathbf{p} + (2n+1)\hbar\mathbf{k}\rangle), \quad (2.20)$$

rechte Seite:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar} c_{g,2n}|g, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle \\ & + \left(\frac{(\mathbf{p} + (2n+1)\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar} + \omega_0 - i\frac{\Gamma}{2} \right) c_{e,2n+1} e^{-i\omega_0 t} |e, \mathbf{p} + (2n+1)\hbar\mathbf{k}\rangle \\ & + \frac{\mathbf{E}_0}{2\hbar} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(c_{g,2n} e^{-i\omega_0 t} \mathbf{d}|g\rangle (e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}})|\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle \right. \\ & \left. + c_{e,2n+1} e^{-i(\omega_0-\omega)t} \mathbf{d}|e\rangle (e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}})|\mathbf{p} + (2n+1)\hbar\mathbf{k}\rangle \right). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Mit der Multiplikation der SGL mit den Termen $\langle g, \mathbf{p} + 2n'\hbar\mathbf{k}|$ und $\langle e, \mathbf{p} + (2n'+1)\hbar\mathbf{k}|e^{i\omega_0 t}$ ergeben sich folgende Differentialgleichungen (DGL):

$$\dot{c}_{g,2n} = -i\frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar} c_{g,2n} + i\frac{\Omega}{2} e^{i(\omega-\omega_0)t} [c_{e,2n-1} + c_{e,2n+1}], \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \dot{c}_{e,2n+1} & = \left(-i\frac{(\mathbf{p} + (2n+1)\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar} - \frac{\Gamma}{2} \right) c_{e,2n+1} \\ & + i\frac{\Omega}{2} e^{-i(\omega-\omega_0)t} [c_{g,2n} + c_{g,2n+2}], \end{aligned} \quad (2.23)$$

mit $\Omega = \langle g|\mathbf{d}|e\rangle \frac{E_0}{\hbar}$ und $0 = \langle g|\mathbf{d}|g\rangle$. Terme die proportional zu $e^{i(\omega+\omega_0)t}$ bzw. $e^{-i(\omega+\omega_0)t}$ sind, werden in der hier verwendeten Drehwellennäherung nicht berücksichtigt.

In Abbildung 2.1 ist die Bedeutung der DGL veranschaulicht. Das Licht koppelt in einer Kette von Λ -Übergängen theoretisch eine unendliche Anzahl an Zuständen aneinander: $|g, \mathbf{p} - n\hbar\mathbf{k}\rangle, |e, \mathbf{p} - (n-1)\hbar\mathbf{k}\rangle, |g, \mathbf{p} - (n-2)\hbar\mathbf{k}\rangle \dots |g, \mathbf{p} + (n-2)\hbar\mathbf{k}\rangle, |e, \mathbf{p} + (n-1)\hbar\mathbf{k}\rangle, |g, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}\rangle$. Der Index n nummeriert die einzelnen Impulskomponenten und geht von $-\infty$ bis $+\infty$. Benachbarte Niveaus haben eine Impulsdifferenz von $2\hbar\mathbf{k}$.

Für das Atominterferometer verwenden wir eine Sequenz von drei optischen Stehwellen, die mit einem zeitlichen Abstand T nacheinander folgen. An dieser Stelle können wir bereits aus den bisher erhaltenen Formeln das Verhalten der atomaren Zustände während der Propagation zwischen den Wechselwirkungsbereichen mit Licht ableiten. Während dieser Zeit gilt $\Omega = 0$. Aus der Gleichung 2.22 können die Koeffizienten der Impulseigenzustände wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} \dot{c}_{g,2n} &= -i \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2 m \hbar} c_{g,2n}, \\ \Rightarrow c_{g,2n}(T) &= c_{g,2n}(T=0) \exp\left(-i \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2 m \hbar} T\right). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Die im angeregten Zustand befindlichen Komponenten $c_{e,2n+1}$ zerfallen nach einigen Lebensdauern. Nach einer Zeit T ergibt sich daher folgende Wellenfunktion:

$$\Rightarrow |\Psi(T)\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{g,2n}(T=0) \exp\left(-i \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2 m \hbar} T\right) |g, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle. \quad (2.25)$$

Wenn der Lichtpuls ausgeschaltet ist, verändern sich in der wechselwirkungsfreien Zeit die Koeffizienten der Impulszustände bis auf einen Phasenfaktor, der sich aus der kinetischen Energie ergibt und keinen Einfluss auf die Besetzung der Zustände hat, nicht mehr. Die Zustände entwickeln sich während dieser Zeit frei weiter. Durch den Photonenrückstoß driften die Impulszustände auf unterschiedlichen Pfaden voneinander weg und es tritt eine räumliche Trennung auf.

Die Phasen der Pfade präzedieren während der Interrogationszeit T bis zum zweiten Lichtpuls ihrer kinetischen Energie entsprechend mit dem Phasenfaktor $\exp\left(-i \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar} T\right)$: Der Unterschied in den Phasenfaktoren der einzelnen Zustände ergibt sich durch den un-

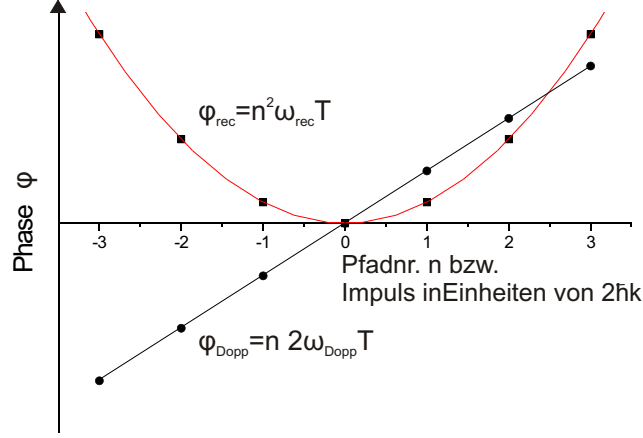


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung unterschiedlicher Beiträge zur Phase der unterschiedlichen Pfade des Atominterferometers in Abhängigkeit von der Pfadnummer n bzw. des übertragenen Photonenimpulses. Neben einem linearen durch die Dopplerverschiebung verursachten Beitrag tritt auch ein Rückstoßterm auf, der quadratisch im transversalen Impuls ist und einen Kollaps und ein Wiederaufleben des Kontrastes bei mehr als zwei interferierenden Pfaden bewirkt.

terschiedlichen Impuls und damit durch eine unterschiedliche kinetische Energie $E_n^{\text{kin}} = \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m}$. Die kinetische Energie der einzelnen Pfade kann wie folgt geschrieben werden:

$$E_n^{\text{kin}} = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{2n\hbar\mathbf{p}\mathbf{k}}{m} + \frac{2n^2(\hbar\mathbf{k})^2}{m} \quad (2.26)$$

$$= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + 2n\hbar\omega_{\text{Doppler}} + n^2\hbar\omega_{\text{recoil}}. \quad (2.27)$$

Die Phase der einzelnen Pfade ergibt sich dann durch die Multiplikation der kinetischen Energie mit dem Faktor T/\hbar . Durch das Ausmultiplizieren der Klammer ergeben sich drei Terme. Der erste entspricht der anfänglichen kinetischen Energie des Atoms. Da dieser Term unabhängig von n und damit für alle Pfade gleich ist, spielt dieser Term bei der Berechnung des Interferenzsignals keine Rolle. Der zweite Term beinhaltet die Dopplerverschiebung $\hbar\omega_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\mathbf{p}\mathbf{k}}{m}$ und der dritte die Rückstoßfrequenz $\omega_{\text{rec}} = \frac{2\hbar\mathbf{k}^2}{m}$. In dem Graphen 2.2 sind die beiden letztgenannten Phasenbeiträge abhängig vom übertragenen Photonenimpuls und damit als Funktion der Pfadnummer dargestellt. Die Doppler-Phase

steigt linear mit der Pfadnummer n an, so dass die Phasendifferenz zwischen allen benachbarten Pfaden gleich ist. Im Gegensatz dazu ist die Phase auf Grund der Rückstoßfrequenz quadratisch zur Pfadnummer. Die quadratische Phase kann dadurch nicht für alle benachbarten Pfade gleichzeitig konstruktiv sein, außer wenn sie einen Beitrag von einem ganzzahligen Vielfachen von 2π liefert. Für den hier realisierten Atominterferometer mit einer Sequenz von drei Lichtpulsen und mit zwei Interrogationszeiten der Länge T hat dies zur Folge, dass bei Variation der Doppler-Phase der Interferenzkontrast bei destruktivem Unterschied der quadratischen Phase klein wird, auch wenn die lineare Phase konstruktive Interferenz liefert. Der Kontrast lebt wieder auf, wenn die Zeit zwischen den Pulsen den Wert $T = s\pi/\omega_{rec}$ mit ganzzahligem s erreicht [Weit97]. In der Summe ergibt sich bei einer Veränderung der Interrogationszeit eine Modulation des Interferenzkontrasts mit der Periode $T = \pi/\omega_{rec}$ (hier ca. $33\mu s$).

Nun wollen wir näher auf die Berechnung der Koeffizienten während der Wechselwirkung mit Licht eingehen. Unter der Voraussetzung, dass die Strahlteilerpulse ausreichend kurz sind, kann die Bewegung der Atome für diese Zeit vernachlässigt und die Verstimmung $\omega - \omega_0 = 0$ gesetzt werden. Die DGL 2.22 lautet dann:

$$\dot{c}_{g,2n} = i\frac{\Omega}{2} [c_{e,2n-1} + c_{e,2n+1}], \quad (2.28)$$

$$\dot{c}_{e,2n+1} = i\frac{\Omega}{2} [c_{g,2n} + c_{g,2n+2}] - \frac{\Gamma}{2} c_{e,2n+1}. \quad (2.29)$$

Unter der Annahme einer kleinen Intensität, so dass $\Omega \ll \Gamma$, kann der Einfluss des angeregten Zustands auf die Dynamik des Systems adiabatisch eliminiert werden [Tan91, Chu97]. Die zeitliche Ableitung $\dot{c}_{e,2n+1}$ kann dann gleich Null gesetzt und die Gleichung 2.29 nach $c_{e,2n+1}$ aufgelöst werden:

$$c_{e,2n+1} = i\frac{\Omega}{\Gamma} [c_{g,2n} + c_{g,2n+2}]. \quad (2.30)$$

Das Einsetzen in Gleichung 2.28 erlaubt es uns, die Dynamik allein als Funktion der Koeffizienten des Grundzustands auszudrücken:

$$\Rightarrow \dot{c}_{g,2n} = -\frac{\Omega^2}{\Gamma} c_{g,2n} - \frac{\Omega^2}{2\Gamma} [c_{g,2n-2} + c_{g,2n+2}]. \quad (2.31)$$

Setzen wir die Anfangsbedingungen für das System so, dass nur der Impulseigenzustand der 0.Ordnung im Grundzustand vorliegt ($c_{g,2n=0} = 1$) und alle anderen Zustände nicht

besetzt sind ($c_{e,2n+1} = 0$, $c_{g,2n \neq 0} = 0$), kann folgender Ansatz mittels der modifizierten Besselfunktionen $I_n(u)$ (s. [Bro91]) (mit $u = -\frac{\Omega^2}{\Gamma}t$) gewählt werden:

$$c_{g,2n} = \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t\right) I_n\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t\right). \quad (2.32)$$

Wird der Ansatz in 2.31 eingesetzt, so folgt:

$$\begin{aligned} & -\frac{\Omega^2}{\Gamma} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t\right) \left(I_n(u) + \frac{d}{du}I_n(u)\right) \\ & = -\frac{\Omega^2}{\Gamma} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t\right) I_n(u) - \frac{\Omega^2}{2\Gamma} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t\right) \left(I_{n-1}(u) + I_{n+1}(u)\right), \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\Rightarrow \frac{d}{du}I_n(u) = \frac{1}{2} \left(I_{n-1}(u) + I_{n+1}(u)\right). \quad (2.34)$$

Diese Differentialgleichung ist für die modifizierten Besselfunktionen erfüllt. Damit ist gezeigt, dass der Ansatz 2.32 die DGL 2.31 erfüllt und wir nun den analytisch berechneten Ausdruck für die Koeffizienten der Impulskomponenten in der Gleichung gefunden haben.

Wir betrachten nun eine Pulssequenz von drei äquidistanten Stehwellenpulsen mit dem zeitlichen Abstand T zwischen den Pulsen, mit der sich ein Atominterferometer realisieren lässt.

Wir berechnen den atomaren Zustand nach der Einwirkung der ersten optischen Stehwelle für die Dauer t_p und einer freien Entwicklung ohne Licht der Zeit T , indem wir den Ansatz für $c_{g,2n}$ aus Gleichung 2.32 in Gleichung 2.24 einsetzen: Es ergibt sich:

$$|\Psi(t_p + T)\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_n\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) \exp\left[-i\frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar}T\right] |g, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle. \quad (2.35)$$

Wir interessieren uns nun für die atomare Wellenfunktion nach dem 2. Lichtpuls. Auf Grund der Linearität der Schrödingergleichung 2.19 kann jeder einzelne Summand als Anfangszustand für eine Strahlteilung verwendet werden, so dass jeder einzelne Impulseigenzustand in eine weitere Superposition (Index l) aufspaltet. Für die Zeitdauer T nach dem 2. Puls also unmittelbar vor Einstrahlung des 3. Pulses erhalten wir daher folgende

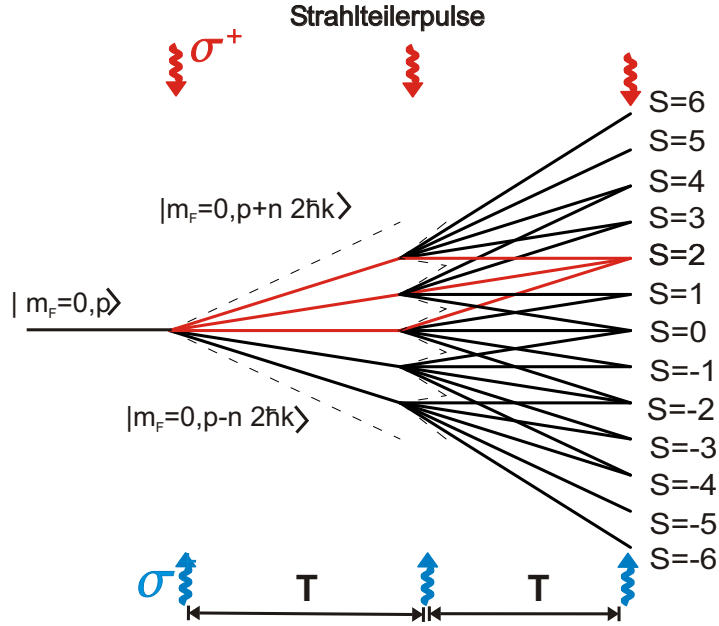


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Pfadaufspaltungen in einem Atominterferometer, das mit einer zeitlichen Folge von 3 resonanten optischen Stehwellenpulsen realisiert ist. Zur Zeit des 3. Lichtpulses treffen sich einzelne Pfade in etlichen Familien von Wellenpaketen (mit s nummeriert). Jede Familie repräsentiert dabei ein Vielstrahlinterferometer mit einer unterschiedlichen Anzahl an interferierenden Pfaden. Die Summe der einzelnen Vielstrahlinterferenzen ergibt das Interferenzsignal.

Wellenfunktion:

$$\begin{aligned}
 |\Psi(2t_p + 2T)\rangle &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_n\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) \exp\left[-i\frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar}T\right] \\
 &\times \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_l\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) \exp\left[-i\frac{(\mathbf{p} + 2(n+l)\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar}T\right] \\
 &\times |g, \mathbf{p} + 2(n+l)\hbar\mathbf{k}\rangle.
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

Während der 2. Interrogationszeit ergibt sich nun auf Grund der Gravitation eine zusätzliche Phase zwischen benachbarten Pfaden, die durch den ungleichen Fallweg zwischen dem 1. und 2. bzw 2. und 3. Puls bei konstanter Fallbeschleunigung g entsteht: $\delta\theta = 2\mathbf{g}\mathbf{k}T^2$. Die Herleitung der gravitativen Phase kann z.B. in [Kas92] oder in [Pet98] nachgelesen werden, soll aber auch hier kurz skizziert werden:

Für die Berechnung des Interferenzmusters ist der Phasenunterschied benachbarter Pfade zum jeweiligen Zeitpunkt der drei Stehwellen relevant: $\phi(t = 0)$, $\phi(t = T)$, $\phi(t = 2T)$. (Ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit kann hier für den Zeitpunkt der ersten Stehwelle $t=0$ angenommen werden.) Das Interferenzsignal zum Zeitpunkt des dritten Stehwellenpulses ergibt sich aus der Differenz des aufgesammelten Phasenunterschieds während der zweiten Interrogationszeit: $\phi(2T) - \phi(T)$ und der ersten Interrogationszeit: $\phi(T) - \phi(0)$. Die gravitative Phase ergibt sich dabei aus der Doppler-Verschiebung $2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t)$, wobei \mathbf{v} die atomare Geschwindigkeit bezeichnet:

$$\begin{aligned}
\phi(2T) - \phi(T) &= \int_{t=0}^{t=T} 2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t) dt = \int_{t=0}^{t=T} 2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{g} t dt \\
&= \mathbf{k} \cdot \mathbf{g} T^2 - 0 \\
\phi(2T) - \phi(T) &= \int_{t=T}^{t=2T} 2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{g} t dt \\
&= 4 \mathbf{k} \cdot \mathbf{g} T^2 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{g} T^2 \\
\Rightarrow \phi(2T) - \phi(T) - [\phi(T) - \phi(0)] &= 2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{g} T^2
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Die Rechnung liefert die oben eingeführte gravitative Phase $2\mathbf{k} \cdot \mathbf{g} T^2$, die in unserem Experiment die Messung der Erdbeschleunigung erlaubt. Sie hat eine quadratische Abhängigkeit vom Pulsabstand, so dass eine Verdoppelung der Interrogationszeit eine Vervierfachung der akkumulierten Phase und damit auch eine Vervierfachung der Phasenempfindlichkeit zur Folge hat.

Ausmultiplizieren und Zusammenfassen der Phasenfaktoren aus Gleichung 2.36 und 2.37 ergibt vier Terme in der Phase: die gravitative Phase, die globale kinetische Phase, die Doppler-Phase mit $\omega_{Dopp} = \mathbf{k}\mathbf{p}/m$ und der Rückstoßterm mit $\omega_{rec} = 2\hbar\mathbf{k}/m$:

$$\begin{aligned}
|\Psi(2t_p + 2T)\rangle &= \\
&\sum_{n,l=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_n\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_l\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) \\
&\times \exp\left[-i\left((n+l)2\mathbf{k}\cdot\mathbf{g}T^2 + \frac{2p^2}{2m\hbar}T + (2n+l)2\omega_{Dopp}T + (n^2 + (n+l)^2)\omega_{rec}T\right)\right] \\
&|\mathbf{p} + 2(n+l)\hbar\mathbf{k}\rangle.
\end{aligned} \tag{2.38}$$

Die Gleichung 2.38 stellt die Lösung für eine ebene Welle mit einem scharfen Impuls als Anfangszustand dar.

Wir berechnen nun die sich ergebende über die atomare Geschwindigkeitsverteilung $f(p)$ gemittelte Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Ortsraum $\rho(x)$. Die Integration erfolgt hierbei entlang der Richtung des Wellenvektors:

$$\rho(x) = \int dp f(p) \langle \Psi(2t_p + 2T) | x \rangle \langle x | \Psi(2t_p + 2T) \rangle, \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \rho(x) &= \int dp f(p) \\ &\sum_{n,l=-\infty}^{\infty} \sum_{n',l'=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_n\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_l\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{2\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I'_n\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I'_l\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) \\ &\quad \exp\left[-i((n+l-n'-l')2\mathbf{gk}T^2 + (2n+l-2n'-l')2\omega_{Dopp}T\right. \\ &\quad \left.+ (n^2 + (n+l)^2 - n'^2 - (n'+l')^2)\omega_{rec}T\right] \\ &\quad \exp\left(-i\left(\frac{\mathbf{P}}{\hbar} + 2(n'+l')\mathbf{kx}\right)\right) \exp\left(i\left(\frac{\mathbf{P}}{\hbar} + 2(n+l)\mathbf{kx}\right)\right). \end{aligned} \quad (2.40)$$

Das Integral kann für ein atomares Ensemble mit einer ausreichend breiten Impulsverteilung Δp gelöst werden ($2k\Delta pT/m \gg 2\pi$), so dass $f(p)$ als konstant angenommen und vor das Integral gezogen werden kann. Eine ausreichend breite Impulsverteilung ist für ein Wellenpaket vorhanden, welches so gut lokalisiert ist, dass von einer räumlichen Trennung der Pfade zur Zeit des zweiten Lichtpulses ausgegangen werden kann.

Das Integral ergibt einen Wert verschieden von Null, wenn $2n+l-2n'-l'=0$. Mit zusätzlicher Umindizierung $n+l=s-n$ und $2n+l=s$, bei der eine Umordnung nach Interferenzfamilien mit dem Index s stattfindet (siehe Abb.2.3), lautet die Lösung für das Interferenzsignal:

$$\rho(x) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} |\Psi_s|^2 \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} |\Psi_s(x)\rangle &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_n\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) I_{s-2n}\left(-\frac{\Omega^2}{\Gamma}t_p\right) \\ &\quad \times \exp\left[-i(n2\mathbf{gk}T^2 + (sn-n^2)2\omega_{rec}T)\right] \\ &\quad \exp\left(-i2n\mathbf{kx}\right). \end{aligned} \quad (2.42)$$

Es ergibt sich ein ortsabhängiges Interferenzmuster, welches auch eine Funktion des zeitlichen Abstands der Pulse ist. Die Familien repräsentieren dabei einzelne Teilinterfe-

rometer, die jeweils unterschiedliche Vielstrahlbeiträge beinhalten. Das zu diesem Zeitpunkt ausgebildete Interferenzmuster wird mit dem 3. Interferometerpuls ausgelesen. Die 3. Stehwelle dient als Transmissionsgitter für das ortsabhängige Interferenzmuster, wobei die Transmission an einem bestimmten Ort x in der Stehwelle von folgender Formel beschrieben wird:

$$T(x) = \exp\left(-\frac{2\Omega^2(x)}{\Gamma}t_3\right). \quad (2.43)$$

t_3 gibt hierbei die Pulsdauer der Stehwelle und $\Omega(x)$ die Rabi-Frequenz am Ort x an. Die Funktion fällt exponentiell mit der Pulsdauer ab, da durch gestreute Photonen immer mehr Atome aus dem Grundzustand angeregt werden. Die Streurrate ist dabei gegeben durch $\frac{2\Omega^2(x)}{\Gamma}$. Da die Intensität $I(x)$ entlang der Stehwelle mit $\cos^2(\mathbf{kx})$ variiert, ergibt sich eine ortsabhängige Transmission $T(x)$ mit einer Periode von $\lambda/2$:

$$T(x) = \exp\left(-\frac{2\Omega_0^2}{\Gamma}t_3 \cos^2(\mathbf{kx})\right), \quad (2.44)$$

Dabei ist für $\Omega^2(x)$ der Ausdruck $\Omega_0 \cos^2(\mathbf{kx})$ eingesetzt worden. Das detektierte Signal ergibt sich aus der Faltung der Transmissionsfunktion mit dem atomaren Interferenzsignal zum Zeitpunkt der dritten Stehwelle.

Im Laufe unserer Experimente wurden die Zustände $|g_D\rangle$, $|e\rangle$ und $|g_{ND}, i\rangle$ mit verschiedenen atomaren Hyperfeinkomponenten der ^{85}Rb bzw. ^{87}Rb D1-Linie realisiert. In der folgenden Liste sind die verwendeten Zustände aufgeführt:

^{85}Rb :			
	$ g_D\rangle$	$ F = 2, m_F = 0\rangle$	$ F = 3, m_F = 0\rangle$
	$ e\rangle$	$ F = 3, m_F = 1\rangle$	
	$ g_{ND}, i\rangle$	$ F = 2, m_F = 1, 2\rangle$ $ F = 3, m_F = 0, 1, 2\rangle$	$ F = 2, m_F = 0, 1, 2\rangle$ $ F = 3, m_F = 1, 2\rangle$
^{87}Rb :			
	$ g_D\rangle$	$ F = 1, m_F = 0\rangle$	
	$ e\rangle$	$ F = 2, m_F = 1\rangle$	
	$ g_{ND}, i\rangle$	$ F = 1, m_F = 1, 2\rangle$ $ F = 2, m_F = 0, 1, 2\rangle$	

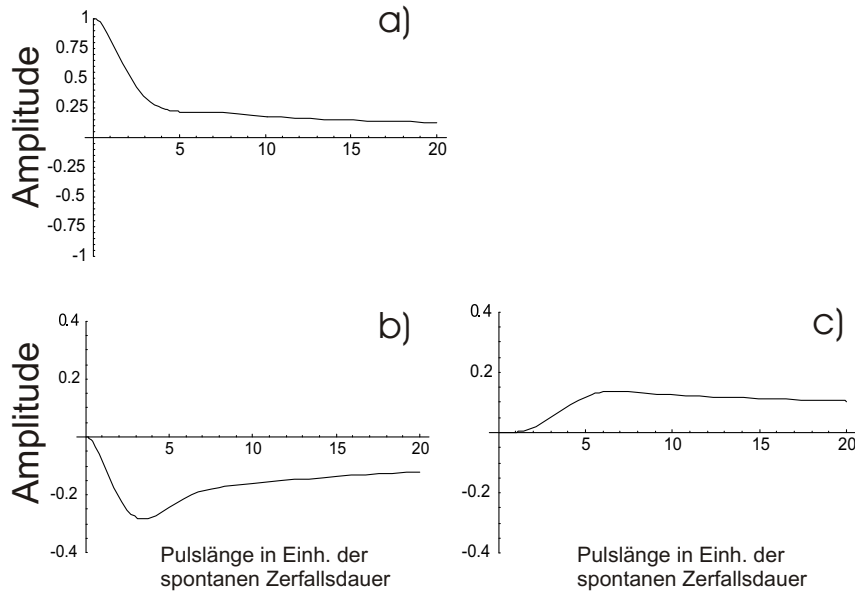


Abbildung 2.4: Amplituden verschiedener Teilstrahlen nach Beugung an einer resonanten optischen Stehwelle als Funktion der Pulsdauer: a) zentraler Impulszustand $p = p_0$, b) $p = 2\hbar k$ und c) $p = 4\hbar k$

2.4 Numerische Rechnungen

Die im vorhergehendem Kapitel vorgestellte Rechnung basiert auf der analytischen Berechnung der Koeffizienten für die Impulseigenzustände $c_{g,2n}$. Diese konnte unter der Annahme einer kleinen Intensität ($\Omega \ll \Gamma$) durchgeführt werden. Im Experiment wurden allerdings Intensitäten verwendet, bei der die Rabi-Frequenz Ω in etwa der spontanen Zerfallsrate Γ entsprach. Um ein Interferenzmuster zu berechnen, welches den experimentellen Bedingungen entspricht, wurden die Koeffizienten numerisch mit dem Programm Mathematica (Wolfram Research) bestimmt (vergl. auch [Chu97]).

Für die Simulation musste von einer endlichen Anzahl von Pfaden ausgegangen werden. Hier wurde das gekoppelte Differentialgleichungssystem 2.28 für $n = -6 \dots +6$ aufgestellt. Dies entspricht einem zentralen Pfad und jeweils 6 Pfaden im Grundzustand, symmetrisch um den zentralen Pfad gelegen, sowie weiteren insgesamt 12 angeregten Zuständen. In Abbildung 2.4 ist der zeitliche Verlauf des Realteils der komplexen Koeffizienten für

den zentralen Pfad (a) und der beiden weiteren Pfade mit dem Impulsübertrag von $2\hbar\mathbf{k}$ (b) und $4\hbar\mathbf{k}$ (c) dargestellt. Die Koeffizienten der entsprechend symmetrisch um den zentralen Pfad liegenden Pfade weisen durch die symmetrische Situation, die bei gleichen Lichtintensitäten aus beiden Richtungen vorliegt, denselben Verlauf auf. Die Zeitachse ist in Einheiten der spontanen Zerfallsdauer des angeregten Zustands von 27 ns angegeben. Als Anfangsbedingung wurde für alle Koeffizienten Null und für den zentralen Pfad 1 angesetzt. Die in der Simulation verwendete Lichtintensität entspricht der Sättigungsintensität von $3,1 \text{ mW/cm}^2$ und stellt einen realistischen, den experimentellen Bedingungen entsprechenden Wert dar. Der Verlauf der Koeffizienten zeigt, wie die Population vom zentralen Pfad zu den außen liegenden Pfaden umverteilt wird. Insbesondere kurz nach Einschalten des Lichtfelds sinkt die Besetzung des zentralen Pfads stark ab, wobei gleichzeitig die Beträge der beiden anderen Koeffizienten von Null aus deutlich ansteigen. Dies resultiert aus dem anfänglich hohen Besetzungsunterschied des zentralen im Vergleich zu den benachbarten Pfaden. Für größere Pulsängen fallen die Koeffizienten nur noch leicht aber kontinuierlich immer weiter ab, weil sich nahezu ein Gleichgewicht zwischen den Populationen dieser benachbarten Pfade eingestellt hat. Darüberhinaus ist zu sehen, dass die Koeffizienten benachbarter Pfade ein entgegengesetztes Vorzeichen besitzen, wodurch sich deren Übergangsamplituden zum angeregten Zustand teilweise gegenseitig kompensieren können und der Verlust der Population durch den spontanen Zerfall aus dem angeregten Zustand gemindert wird. Die langsame aber kontinuierliche Abnahme der Koeffizienten für längere Pulsdauern wird durch die Bevölkerung weiter außen liegender Impulskomponenten verursacht, die zu diesem Zeitpunkt noch keine Population aufweisen.

Die Besetzung dieser höheren Beugungsordnungen für größere Wechselwirkungszeiten ist deutlicher in Abb. 2.5 zu sehen, welche die Besetzungswahrscheinlichkeit unterschiedlicher Beugungsordnungen als Funktion der Pulslänge zeigt. Die Verteilung der Besetzung über die Pfade kann für höhere Pulsängen als nahezu Gauß-förmig angesehen werden. Bei etwa 200 ns ergibt sich eine Breite der Gauß-Verteilung von etwa 5 Pfaden (FWHM).

Mit den numerisch berechneten Koeffizienten kann das Interferenzmuster mit der Gleichung 2.41 berechnet werden. In Abbildung 2.6 und 2.7 sind Interferenzmuster für zwei Pulsabstände $T=2 \text{ ms}$ und $T=6 \text{ ms}$ abgebildet. Zur Berechnung der Interferenzen wurden für die Wellenlänge und die Erdbeschleunigung die im Experiment verwendeten Werte eingesetzt ($\lambda = 795 \text{ nm}$, $g = 9,81 \text{ kg m/s}^2$). Für die Interferenzen bei einem Pulsabstand

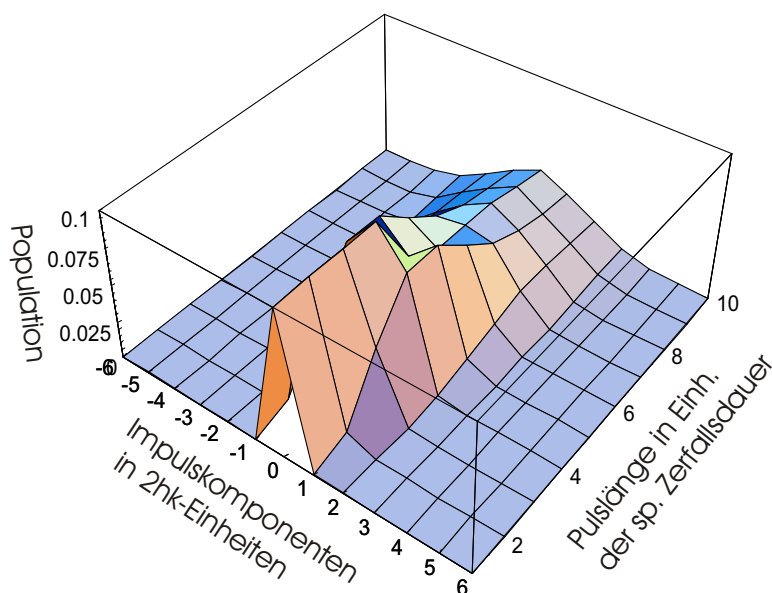


Abbildung 2.5: Dargestellt ist der Absolutbetrag der Koeffizienten bzw. die Anregung der Impulszustände und deren Verteilung in Abhängigkeit von der Pulslänge des Stehwellenpulses. Mit längerer Dauer werden immer mehr Pfade angeregt und die Impulsverteilung auf die diskreten Impulskomponenten wird breiter. Die Skala für die Population ist nur bis 0.1 angegeben, um noch die relativ geringe Höhe der Verteilung bei längeren Pulsdauern darstellen zu können.

von $T=2$ ms ist eine Einhüllende eingezeichnet, die das Ansteigen und das Abklingen des Kontrastes durch die quadratische Rückstoßphase verdeutlicht.

Insgesamt ist das Interferenzmuster gekennzeichnet durch einem periodischen Verlauf auf Grund der gravitativen Phase, deren Periode proportional zur Interrogationszeit T ist, und dem Auftretens eines Kollapses und Wiederauflebens des Kontrasts, deren Periode durch die Rückstoßfrequenz bestimmt ist. Bei $T=2$ ms sind die beiden Perioden vergleichbar, so dass sich nur eine bis zwei Oszillationen innerhalb der Breite eines Wiederauflebens ergeben. Man kann für diesen Pulsabstand den Einfluss der beiden Phasen auf das Interferenzmuster nicht eindeutig unterscheiden. Bei größerem Pulsabstand von $T=6$ ms ist die Doppler-Frequenz höher, so dass eine größere Anzahl an Perioden der gravitativen Phase unter der Einhüllenden des Wiederauflebens zu sehen sind und damit

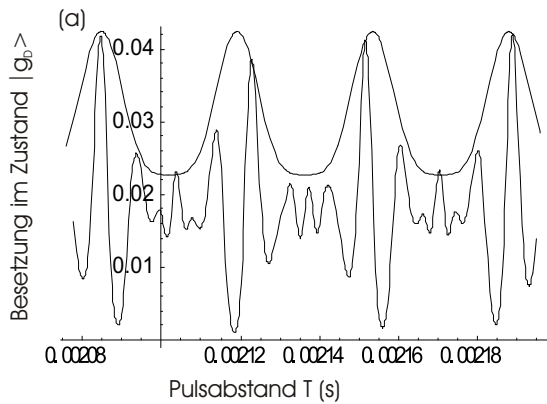


Abbildung 2.6: Berechnetes Interferenzmuster für einen Pulsabstand T in der Nähe von 2 ms. Eingezeichnet ist auch die Einhüllende, die den Kollaps und das Wiederaufleben des Kontrastes andeuten soll. Die Periode der Oszillation auf Grund der gravitativen Phase ist ähnlich der Periode des Wiederauflebens.

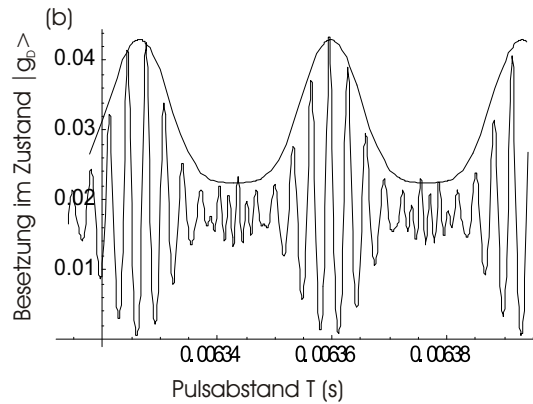


Abbildung 2.7: Interferenzmuster für einen Pulsabstand T in der Nähe von 6 ms. Die grössere Doppler-Verschiebung bei längerer Einwirkung der Gravitation ergibt eine höhere Oszillationsfrequenz, so dass der Einfluss der linearen und quadratischen Phase auf das Interferenzsignal deutlicher unterschieden werden kann.

die getrennte Beobachtung der beiden Phasen eindeutiger ausfällt. Der theoretische Kontrast liegt bei Vernachlässigung des Zerfalls vom angeregten zurück in den detektierten Zustand bei nahe zu 100%.

Mit Hilfe des theoretisch beschriebenen Strahlteilungsprozesses und des daraus resultierenden Interferenzmusters kann nun der Einfluss verschiedener Pulsenergien der Stehwelle auf das Interferenzsignal studiert werden. Insbesondere kann so im Vergleich mit dem gemessenen Interferenzsignal die Zahl der Teilstrahlen in unserem Atominterferometer abgeschätzt werden. Dabei ist zu beachten, dass bei einer Anzahl von 5 Teilstrahlen, die während einer Wechselwirkung mit einer Stehwelle erzeugt werden, ein Vielstrahlbeitrag von maximal 3 Pfaden auftritt, wie man der Abbildung 2.3 entnehmen kann. Außerdem ergibt sich das gesamte Interferenzsignal aus der inkohärenten Summe über alle Vielstrahlbeiträge der interferierenden Familien, so dass z.B. nie eine reine Dreistrahlinterferenz beobachtet werden kann.

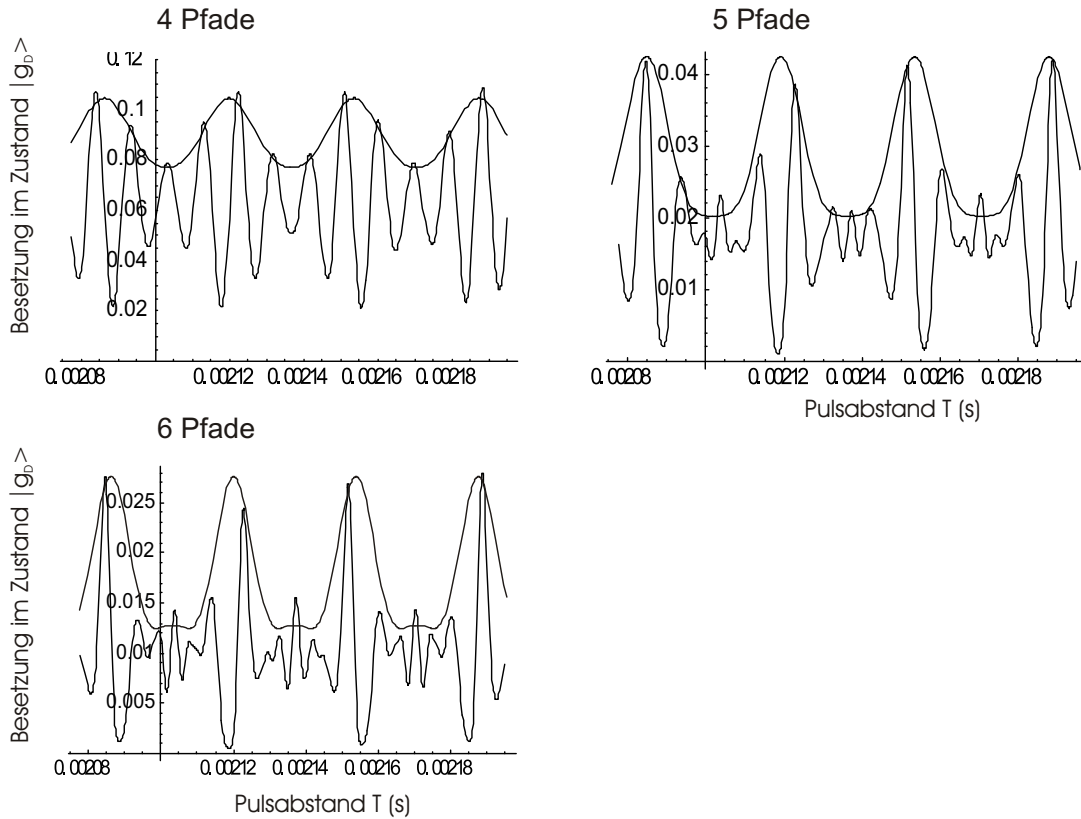


Abbildung 2.8: Simulation des Interferenzmusters bei Beugung eines Wellenpakets in eine unterschiedliche Anzahl an Impulskomponenten. Der Pulsabstand T liegt in der Nähe von 2 ms. Die Breite der Einhüllenden wird mit höherer Pfadanzahl schmaler. Die Breiten der Interferenzmaxima betragen 45% (4 Pfade), 38% (5 Pfade), 32% (6 Pfade).

Wird nun die Pulsenergie durch die Verlängerung der Pulsdauer oder der Erhöhung der Lichtintensität vergrößert, so ergibt sich bei der Beugung eines atomaren Wellenpakets eine höhere Anzahl an Impulskomponenten. In der Darstellung 2.8 sind berechnete Interferenzen für verschiedene Lichtintensitäten I dargestellt bei einer Pulsdauer, die der siebenfachen spontanen Zerfallsdauer (etwa 200 ns) entspricht. Die Lichtintensität wurde in den Rechnungen in Einheiten der Sättigungsintensität I_{satt} angegeben. Die Breite der Verteilung der gebeugten Impulskomponenten entsprach dabei in etwa 4 Pfaden für $I=0.5 \cdot I_{satt}$, 5 Pfaden für $I=I_{satt}$ und 6 Pfaden für $I=1.5 \cdot I_{satt}$. Zu erwarten ist, dass bei dem Auftreten einer Vielstrahlinterferenz die Breite der Interferenzmaxima mit der Anzahl der

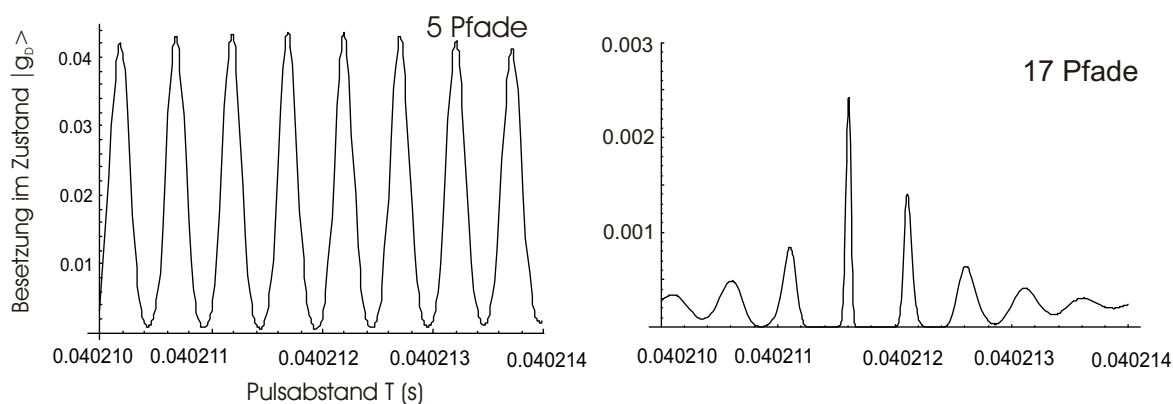


Abbildung 2.9: Vergleich der simulierten Interferenzmuster bei Beugung in 5 und 17 Pfaden bei einer Interrogationszeit von $T=40$ ms. Die Breite der Maxima beträgt 38% für 5 Pfade und 10% für 17 Pfade.

interferierenden Pfade schmäler im Vergleich zu einer sinusförmigen Zweistrahlinterferenz wird. Berechnet man nun die Breite der Interferenzmaxima (FWHM) für unser Interferometerschema, so ergeben sich für die hier simulierte Anzahl an Teilstrahlen folgende Werte: 45% (4 Pfade), 38% (5 Pfade), 32% (6 Pfade). Vergleicht man diese Werte mit der in unserem Experiment erzielten Breite von 40% 4.2, so können wir davon ausgehen, dass in unserer Apparatur die atomaren Wellenpakete in 5 Teilstrahlen gebeugt werden.

Gelänge eine Anregung von z.B. 17 Pfaden, so zeigt die Abbildung in 2.9, dass dann die für Vielstrahlinterferenzen typischen Airy-Funktionen besser ausgeprägt wären und so eine Maximabreite von 10% ermöglicht werden würde. Eine Beugung in 17 Pfade ist z. B. bei einer Pulslänge von $10 \mu\text{s}$ und einer Intensität von $0,5 \cdot I_{\text{satt}}$ möglich. Damit könnte die Auflösung im Vergleich zu einem Zweipfadinterferometer um den Faktor 5 verbessert werden.

Betrachtet man außerdem die Einhüllende des Interferenzsignals, so ist zu erkennen, dass mit steigender Pfadanzahl die Breite der Einhüllenden während eines Wiederauflebens schmäler wird. Vergleicht man den Verlauf der drei simulierten Interferenzmuster mit den gemessenen Interferenzen aus Kapitel 4.2, so kann auch hier die größte Übereinstimmung für den Fall von 5 gebeugten Pfaden festgestellt werden.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Übersicht

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Experimente zur Atominterferometrie an einem atomaren Springbrunnen durchgeführt. Der in diesem Experiment verwendete Springbrunnen erlaubt freie Flugzeiten der Atome von bis zu 300 ms und stellt damit genügend Zeit für interferometrische Experimente zur Verfügung. Damit die Atome innerhalb dieser Zeit noch als kompakte Atomwolke vorliegen und nicht auf Grund ihrer thermischen Bewegung aus dem Experimentierbereich herausdiffundieren, ist die Verwendung von Laserkühl- und Fallentechniken notwendig, mit denen atomare Ensembles mit Temperaturen im Bereich von μK hergestellt werden können. Die Atome besitzen dann eine Geschwindigkeitsverteilung im Bereich von einigen cm/s. Diese liegt um mehrere Größenordnungen unterhalb der Geschwindigkeit von Atomen aus thermischen Quellen, deren typische Geschwindigkeit einige 100 m/s beträgt.

Das Atominterferometer wird mit einer Sequenz aus drei gepulsten resonanten Stehwellen realisiert, die während der freien Flugzeit der Atome eingestrahlt werden. Diese wirken als absorptive Beugungsgitter, an denen die atomaren Wellenpakete in mehrere Teilstrahlen aufgeteilt werden. Nach der Beugung an den ersten beiden Gittern ergibt sich auf Grund der Wellennatur der Atome zum Zeitpunkt der dritten Stehwelle ein Interferenzmuster als periodische atomare Dichteverteilung. Das Interferenzmuster wird mit

der dritten Stehwelle ausgelesen, die als Absorptionsmaske für die atomare Dichteverteilung dient. Die durch die dritte Stehwelle transmittierte atomare Population wird mittels Fluoreszenz detektiert. Bei Variation der zeitlichen Abstände zwischen den Stehwellenpulsen verändert sich auf Grund der Gravitation die Position der periodischen Dichteverteilung bezüglich der Stehwelle. Das transmittierte Signal zeigt dadurch einen periodischen Verlauf, welches als Interferenzmuster aufgenommen wird.

Im folgenden Kapitel wird der experimentelle Aufbau für den atomaren Springbrunnen und für die atomaren Strahlteiler erläutert.

3.2 Atomarer Springbrunnen

Der atomare Springbrunnen dient uns als Quelle kalter Atome. Dazu werden zunächst Rubidiumatome in einer magneto-optischen Falle (MOT) mit Lichtkräften gefangen und gekühlt. Die Falle wird aus dem Hintergrundgas, das aus einem Rubidiumdispenser thermisch verdampft, geladen. Das Füllmaterial der Dispenser liefert die beiden Rubidiumisotope ^{85}Rb und ^{87}Rb in der natürlichen Zusammensetzung 73% zu 27%, so dass es bei geeigneter Wahl der Wellenlänge des Kühllichtes möglich ist, beide Isotope zu fangen. Zum Fangen der Atome werden, wie in Abbildung 3.1 gezeigt, aus allen drei Raumrichtungen jeweils zwei entgegengesetzt laufende Laserstrahlen in den Fallenbereich gerichtet, wobei ein magnetisches Quadrupolfeld die Erzeugung ortsabhängiger Lichtkräfte erlaubt. Das Licht zum Kühlen der Atome ist nah resonant zum zyklischen Übergang der Rubidium D2-Linie (für ^{85}Rb $F=3 \rightarrow F'=4$ und für ^{87}Rb $F=2 \rightarrow F'=3$), wobei das Licht um 15 MHz gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt ist. Eine Skizze der Niveauschemata für beide Rubidiumisotope ist in Anhang A dargestellt. Durch nichtresonante Anregung findet ein Transfer der atomaren Population in den unteren Hyperfeingrundzustand statt, so dass Atome dem Kühlzyklus verloren gehen. Durch Verwendung eines zusätzlichen Rückpumplichtes, welches resonant zu den Übergängen $F=2 \rightarrow F'=3$ für ^{85}Rb und $F=1 \rightarrow F'=2$ für ^{87}Rb ist, wird Population vom unteren in den oberen Hyperfeingrundzustand zurücktransferiert. Innerhalb einer Ladezeit von 400 ms werden auf diese Weise $2 \cdot 10^9$ Atome in der MOT gefangen und auf etwa $50 \mu\text{K}$ gekühlt. Die räumliche Ausdehnung der Rubidiumwolke beträgt etwa 2mm. Für eine ausführliche Darstellungen zur Funktionsweise der

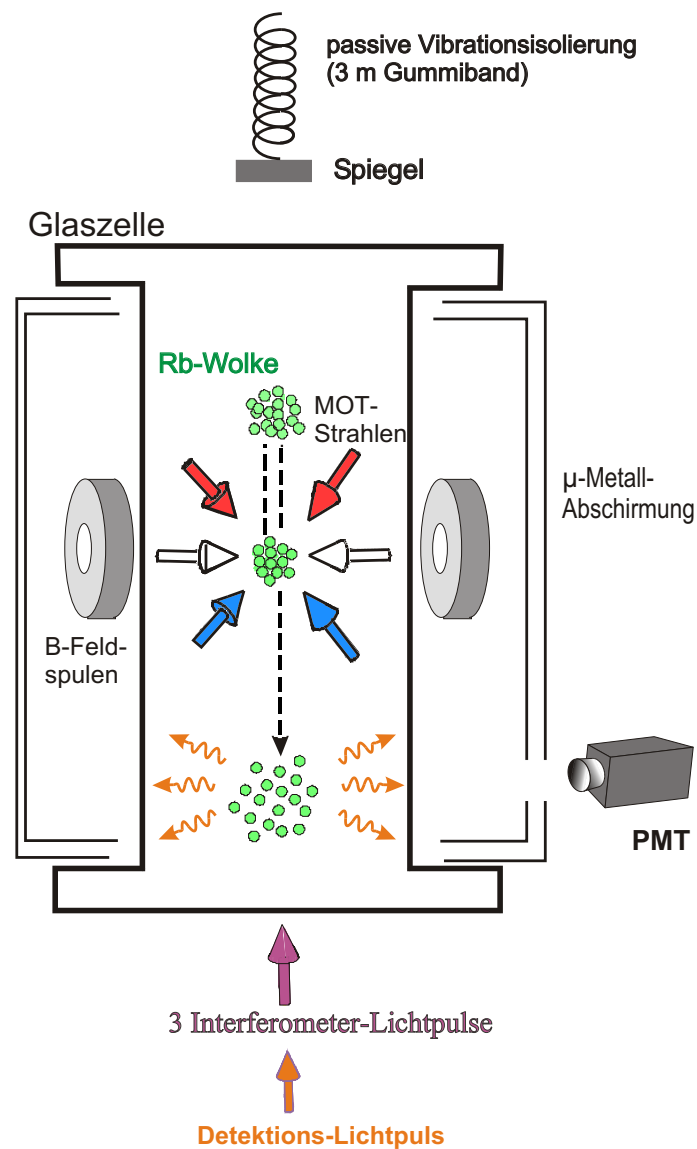


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des atomaren Springbrunnens. In der Mitte der Vakuumglaszelle werden kalte Atome in einer magneto-optischen Falle gesammelt, bevor sie mit Lichtkräften auf eine ballistische Trajektorie nach oben beschleunigt werden.

MOT siehe zum Beispiel [Met99].

Im nächsten Schritt werden die Atome in einer optischen Melasse in 30 ms bis auf $6 \mu K$ gekühlt. Für die dazu verwendete Polarisationsgradientenkühlung [Dal89] werden

die Quadrupolfelder ausgeschaltet, die optische Intensität auf ein Drittel herabgesenkt und die Verstimmung von der atomaren Resonanz auf 25 MHz (ca. 4 Linienbreiten) vergrößert, um niedrigere Temperaturen durch die Herabsenkung der spontanen Emission zu erreichen. Die Atome werden anschließend nach oben beschleunigt, in dem die Frequenzen der von unten kommenden Lichtstrahlen um 0.4 MHz zur Resonanz hin und die der von oben kommenden Lichtstrahlen um den gleichen Betrag weiter von der Resonanz weg verstimmt werden. Die resultierende Lichtdruckdifferenz erzeugt eine nach oben gerichtete Kraft auf die kalten Atome. Die vorher ruhenden Wellenfronten der Stehwelle bewegen sich nun auf Grund der Doppler-Verstimmung nach oben. Die Wellenfronten definieren ein sich bewegendes Bezugssystem, bezüglich dessen die Atome sich als optische Melasse in Ruhe befinden. Aus der Verstimmung ergibt sich die Endgeschwindigkeit, mit der die Atome nach oben beschleunigt werden. Diese beträgt bei 0.4 MHz Verstimmung 0,44 m/s. Nach einer 2 ms langen Beschleunigungsphase wird das Kühllicht mit einem mechanischen Verschluß ausgeschaltet, und die Atome bewegen sich danach frei auf einer nach oben gerichteten ballistischen Bahn. Dadurch, dass das Rückpumplicht 1 ms später ausgeschaltet wird als das Kühllicht, werden die Rubidiumatome am Ende der Beschleunigungsphase im oberen Hyperfeingrundzustand präpariert. Die Flugphase endet nach 170 ms mit dem Einstrahlen des Detektionslichts, welches die Atome zur Fluoreszenz anregt.

Für die atominterferometrischen Messungen werden Atome in einem magnetfeldunempfindlichen Zeeman-Zustand benötigt. Deshalb verwenden wir vor der Pulssequenz für die Interferometrie eine Mikrowellen-Zustandsselektion, die Atome in einem Zeeman-Zustand mit der magnetischen Quantenzahl $m_F = 0$ bereitstellt. Diese beruht auf einem Populationstransfer zwischen den magnetfeldunabhängigen Komponenten der beiden Hyperfeingrundzustände, welches durch das Einstrahlen einer resonanten Mikrowelle erreicht wird, und dem Entfernen der Population der magnetfeldabhängigen Zeeman-Zustände durch einen optischen Entleerungspuls. Zur Erzeugung der Mikrowelle wurde ein Hochfrequenzgenerator (Hewlett Packard, Modell 83623A) eingesetzt. Die zeitliche Pulssequenz der Mikrowelle wird mit Hochfrequenzschaltern gesteuert. Das Signal wird dann mit SMA-Kabel an die Vakuumkammer herangeführt und induktiv über eine Drahtschleife am Ende des Kabels in den Experimentierbereich eingestrahlt. In Abbildung 3.2 ist die verwendete Sequenz für die Zustandsselektion dargestellt. Die Zeeman-Subniveaus werden mit einem äußeren Magnetfeld von 50mG, welches entlang der Richtung der In-

terferometerpulse verläuft, energetisch aufgespaltet. Ein Mikrowellen- π -Puls der Dauer von 0,8 ms transferiert die Population vom oberen in den unteren Hyperfeinzustand, wobei beide Zustände die magnetische Quantenzahl $m_F = 0$ haben. Nun wird das Licht des Detektionslasers dazu verwendet, die im oberen Hyperfeinzustand verbliebenen Atome durch Lichtdruck in einen räumlichen Bereich zu bringen, wo sie später nicht mehr detektiert werden können. Mit einem zweiten gleichartigen Mikrowellen-Puls wird die Population wieder in den oberen Hyperfeinzustand zurücktransferiert. Dann werden die drei Interferometer-Lichtpulse eingestrahlt. Da während der Anregung der Atome durch das Interferometerlicht die Population auf Grund von spontanen Zerfallsprozessen auch in magnetfeldabhängige Zeeman-Zustände transferiert wird, die Interferenz aber im Zustand mit der Quantenzahl $m_F = 0$ detektiert werden soll, wird nach den Interferometerpulsen wieder eine Mikrowellen-Selektion durchgeführt. Der beschriebene Ablauf der Zustandselektion wurde bei atomaren Experimenten im oberen Hyperfeingrundzustand verwendet. Für Experimente im unteren Hyperfeingrundzustand wurde bei der Zustandspräparation der letzte Mikrowellenpuls und bei der Zustandsanalyse der erste Mikrowellenpuls weggelassen.

Vakuumanlage:

Um Stöße der Rubidiumatome mit Luftmolekülen zu unterbinden, müssen die Experimente in einem Ultrahochvakuum stattfinden. Die dafür verwendete Vakuumkanne besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, im unteren Bereich aus einer Edelstahlkammer und im oberen Bereich aus einer Glaszelle. Die Edelstahlkammer besitzt unterschiedlich große Flansche, die den Anschluss von die Pumpen, Messgeräten und Dispenserstromzuführungen sowie einen optischen Zugang für Laserlicht über Glasfenster ermöglichen. Das Pumpsystem besteht aus einer Ionengetterpumpe und einer Titansublimationspumpe mit einem Pumpvermögen von 240 l/s, welches ein Ultrahochvakuum mit einem Basisdruck von $2 \cdot 10^{-9}$ mbar erzeugt. Zur Druckkontrolle wird in der Kammer ein Ionsationsmanometer verwendet. Am unteren Ende der Edelstahlkammer ist ein Glasfenster angeflanscht, durch das das Interferometerlicht von unten entlang der Richtung der Schwerkraft in die Vakuumkanne eingeführt wird. Der eigentliche Experimentierbereich befindet sich in einer Glaszelle (Fa. Hellma), die über einen Flansch auf die Edelstahlkammer montiert ist. Die Verwendung einer Glaszelle ermöglicht einen vielseitigen optischen Zugang zum Experimentierbereich. Die Glaszelle besteht aus Quarz und hat eine Länge

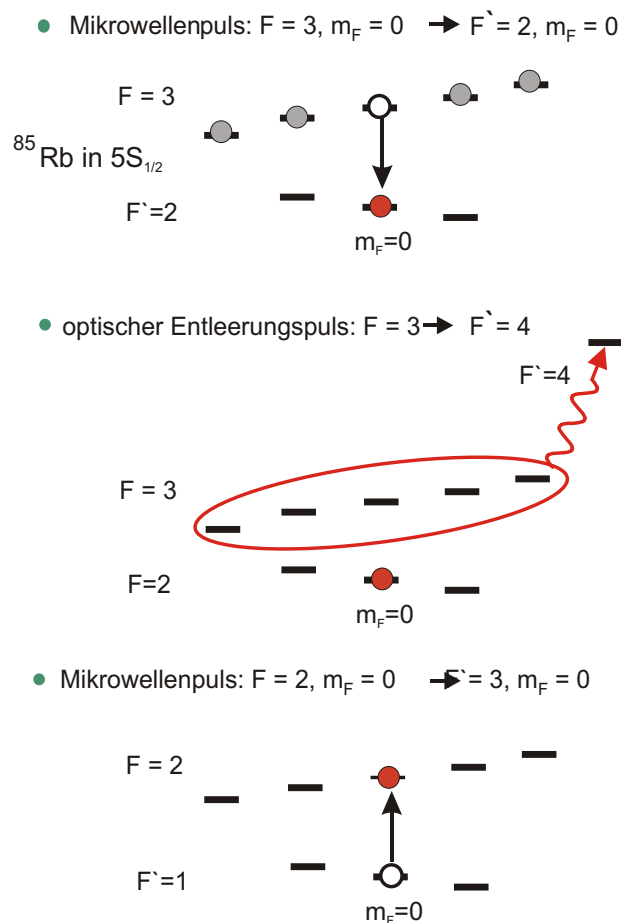


Abbildung 3.2: Ablauf der Mikrowellenselektion zur Zustandspräparation der Atome in einem magnetfeldunempfindlichen Zeeman-Zustand. Mittels der dargestellten Folge von Mikrowellen- π -Pulsen und einem optischen Entleerungspuls können Atome in der $m_F = 0$ -Komponente des oberen Hyperfeingrundzustands präpariert werden. Für die Experimente zur Interferometrie im unteren Hyperfeingrundzustand wurde bei der Zustandspräparation der letzte Mikrowellenpuls und bei der Zustandsanalyse der erste Mikrowellenpuls weggelassen.

von 234 mm. Die vier Wände der Glaszelle sind antireflexbeschichtet und bilden einen quadratischen Querschnitt mit einer Innenkantenlänge von 40x40 mm. Die beiden offenen Stirnseiten der Glaszelle sind von beiden Seiten mit einem Glasflansch abgeschlossen,

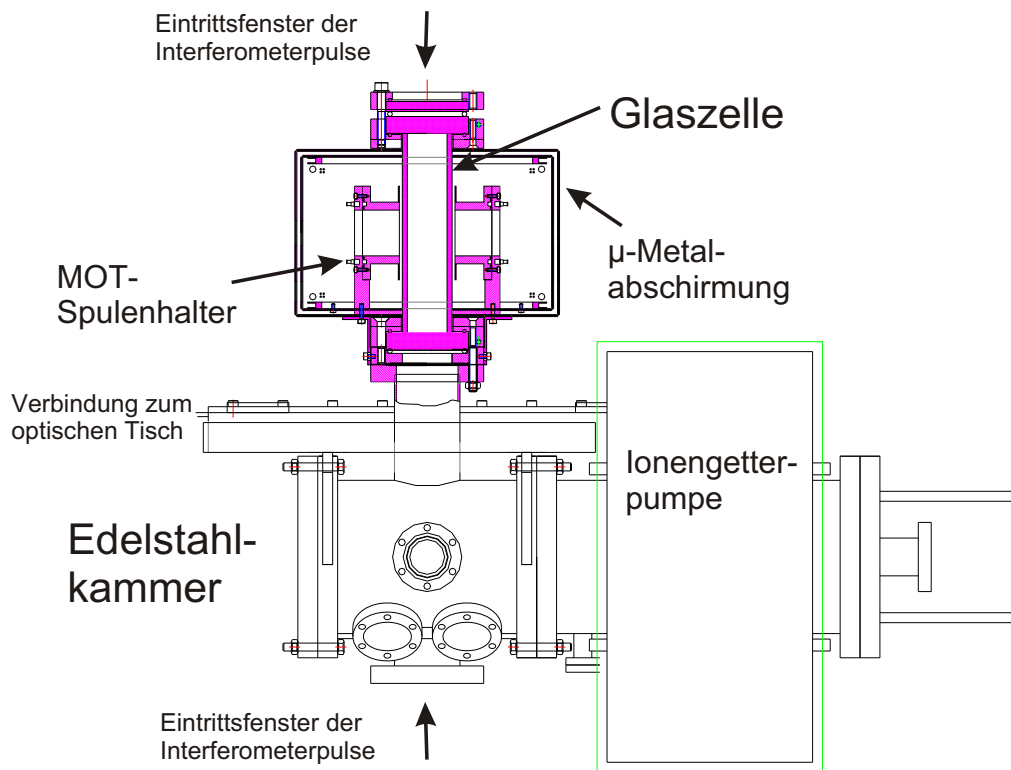


Abbildung 3.3: Technische Skizze der Vakuumanlage, bestehend aus einer Edelstahlkammer, an der die Ionengetterpumpe angeschlossen ist, und der Glazelle, in der sich der Experimentierbereich befindet.

der es ermöglicht, die Glazelle über Helicoflex-Dichtungen mit der Edelstahlkammer zu verbinden sowie am oberen Ende der Glazelle ein in ein Edelstahlflansch eingefasstes Glasfenster anzubringen. Die beiden Glasfenster am oberen als auch am unteren Ende der Vakuumkanter sind beidseitig antireflexbeschichtet und erlauben den optischen Zugang für die Interferometerstrahlen entlang der vertikalen Richtung. In der Vakuumkanter sind drei Rubidiumdispenser eingebaut, die wahlweise betrieben werden können, so dass damit ein ausreichender Vorrat an Rubidium für einen durchgehenden Betrieb zur Verfügung gestellt wird.

Zur Abschirmung von Streumagnetfeldern ist die Glazelle mit einer doppelten μ -Metallabschirmung umgeben. Für den optischen Zugang mussten allerdings Öffnungen in die Abschirmung geschnitten werden, von denen die größten für den Zugang der Interfero-

meterstrahlen vorgesehen waren. Um den magnetischen Fluss durch diese Aussparungen zu kompensieren, wurden Kompensationsspulen um beide Öffnungen angebracht.

Innerhalb der Abschirmung aber außerhalb der Glaszelle sind zwei Spulen (200 Windungen) in Anti-Helmholtz-Konfiguration auf Aluminiumhalterungen montiert, die das Feld für die magneto-optische Falle erzeugen und mit einem Strom von ca. 1.8 A betrieben werden. Das resultierende Feld besitzt einen Feldgradienten von 8 G/cm in axialer und 4 G/cm in radialer Richtung. Zusätzlich sind jeweils drei Spulenpaare für jede Raumrichtung als Kompensationsspulen eingebaut, um die Position des Magnetfeldminimums für die MOT zu kontrollieren und ein definiertes Magnetfeld innerhalb der Kammer während des freien Fluges der Atome einstellen zu können. Während dieser Zeit wurde ein homogenes Magnetfeld angelegt, das entlang der Achse der Interferometerlichtpulse gerichtet ist.

Optischer Aufbau:

Im folgenden sollen die optischen Komponenten für den Betrieb des atomaren Springbrunnens beschrieben werden. In Abb. 3.4 ist schematisch der entsprechende optische Aufbau dargestellt. Als Lichtquellen für den atomaren Springbrunnen und für die Detektion wird ein von einem Argon-Ionen Laser (Coherent Innova 400) gepumpter Titan-Saphirlaser (Coherent, Typ 899-21) verwendet. Dieser liefert bei einer Pumpleistung von 15 Watt eine Ausgangsleistung von 1.7 Watt. Der Titan-Saphirlaser ist auf eine Referenzkavität stabilisiert. Um thermische Driften der Referenzkavität auszugleichen, wird mit einem zweiten Regelkreis, der die Länge des Referenzresonators kontrolliert, die Wellenlänge des Lichts auf einen atomaren Standard stabilisiert. Wir verwenden hierzu eine frequenzmodulierten (FM) Sättigungsspektroskopie an einer Rubidiumdampfzelle [Hal81, Bjo83]. Für die Sättigungsspektroskopie wird von der Laserlichtleistung ca. 10 mW abgezweigt. Bevor das Licht in die Spektroskopie geführt wird, passiert es einen akusto-optischen Modulator (AOM), mit dem die Laserfrequenz um +320 MHz verschoben wird. Dadurch hat das Licht, welches direkt aus dem Titan-Saphirlaser kommt, einen entsprechenden Frequenzabstand zur atomaren Resonanz, so dass im weiteren Strahlverlauf eine Kontrolle der Lichtfrequenz und -Intensität durch Verwendung weiterer akusto-optischer Modulatoren möglich ist.

Zusätzlich wird auch die Lichtleistung mittels eines Regelkreises kontrolliert. Zu diesem

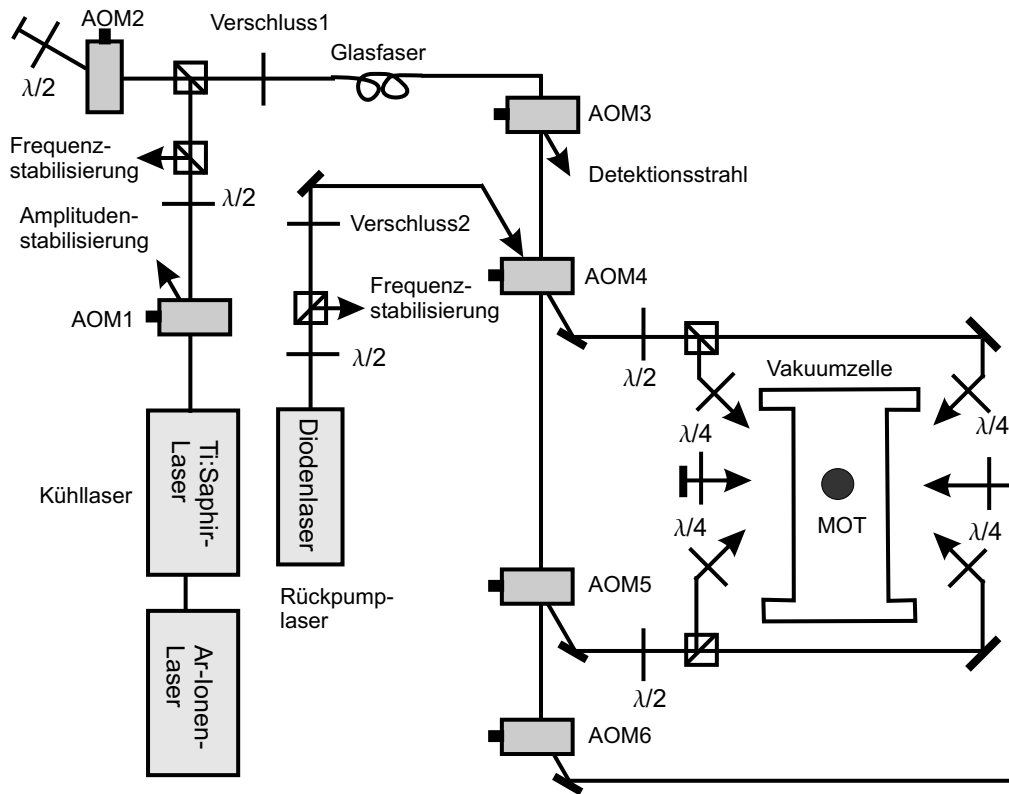


Abbildung 3.4: Schematischer Überblick über den optischen Aufbau für den atomaren Springbrunnen.

Zweck beugt direkt nach dem Laser ein akusto-optischer Modulator (AOM1) etwa 10% des Lichtes in die 1.Ordnung auf eine Photodiode, aus deren Spannung ein Fehlersignal erzeugt wird, welches über eine Rückkopplung als Regelsignal an den Amplitudenmodulationseingang des dazugehörigen AOM-Treibers zurückgeführt wird. Damit ist es möglich, Intensitätsfluktuationen des Lasers auszugleichen und die Lichtleistung auf ca 1% stabil

zu halten.

Das frequenz- und intensitätsstabilisierte Licht steht nun für den Betrieb des atomaren Springbrunnens zur Verfügung. Es passiert zuerst einen akusto-optischen Modulator (AOM2) im Doppeldurchgang, mit dem die Lichtfrequenz und die Intensität für den Übergang vom Dopplerkühlen in die optische Melassephase gesteuert wird, um dann in eine Glasfaser hineinfokussiert zu werden. Vor der Glasfaser ist ein mechanischer Verschluss (Verschluss1) eingebaut, damit während der Flugphase kein störendes Kühllicht in die Vakuumkammer eindringen kann. Das Licht hinter der Glasfaser passiert zuerst einen akusto-optischen Modulator (AOM3), mit dem das Detektionslicht einschaltet wird, und geht dann durch drei weitere Modulatoren (AOM4, AOM5 und AOM6), mit denen die von oben, von unten kommenden und horizontal verlaufenden MOT-Strahlen erzeugt werden. Da die Anzahl der gefangenen Atome in einer MOT kubisch von dem Strahldurchmesser abhängt, werden die MOT-Strahlen durch ein Teleobjektiv auf einen Durchmesser von ca. 25 mm aufgeweitet. Vor dem Eintritt in die Vakuumzelle dienen $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten dazu, das Kühllicht geeignet zirkular zu polarisieren. In der Beschleunigungsphase der Atome gegen die Schwerkraft wird die Treiberfrequenz des Modulators AOM4 um einen bestimmten Betrag Δf (typischerweise 0.4MHz) und AOM5 um den entgegengesetzten Betrag $-\Delta f$ verschoben. Um ca. 10^9 Atome zu fangen und zu kühlen, wird eine Lichtleistung pro MOT-Strahl von ca. 30mW verwendet.

Da das Kühllicht durch nichtresonante Anregung Atome in den unteren Hyperfeingrundzustand pumpt und damit die Atome nicht mehr für den Kühlvorgang zur Verfügung stehen, wird im Aufbau ein gitterstabilisierter Diodenlaser als Rückpumper eingesetzt, der die Population im unteren Hyperfeingrundzustand in das obere Hyperfeinniveau zurücktransferiert. Das Rückpumplicht wird mit dem mechanischen Verschluss 2 ein- und ausgeschaltet und an einem akusto-optischen Modulator (AOM4) mit dem Kühllicht überlagert. Der Diodenlaser wird wie der Titan-Saphirlaser mittels einer frequenzmodulierten Sättigungsspektroskopie resonant mit einem Übergang der Rubidium D2-Linie gehalten. Die Intensität des Rückpumplichtes liegt bei ca 10mW.

Detektion:

Für den Nachweis der atomaren Interferenzen wird die Population am Ende der Flugstrecke der kalten Atome im unteren Teil der Vakuumkammer mit Hilfe der emittierten

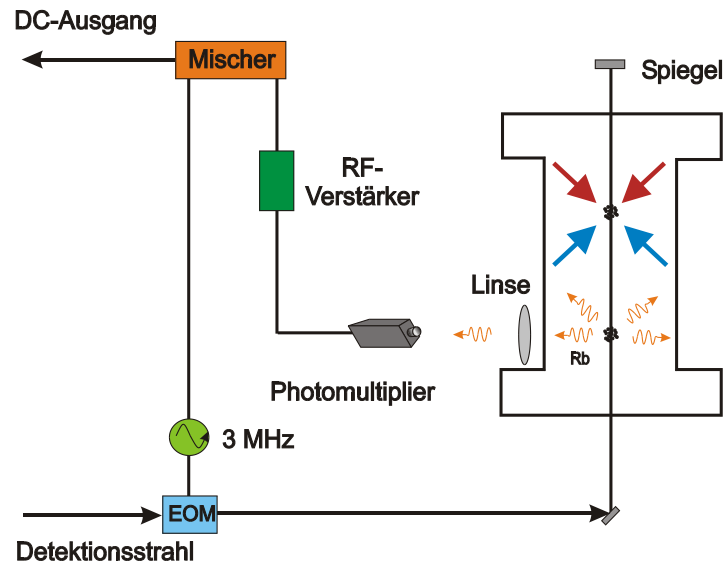


Abbildung 3.5: Schema der frequenzmodulierten Fluoreszenzspektroskopie. Die Frequenzmodulation im Detektionslicht wird nur bei der Anregung der kalten Atome in eine Amplitudenmodulation des Fluoreszenzlichts umgewandelt. Der Beitrag der heißen Hintergrundatome wird unterdrückt.

Fluoreszenz bei Anregung durch einen resonanten Detektionslichtstrahl bestimmt.

Da in unserer Kammer die zu detektierenden kalten Atome umgeben sind von einem heißen Rubidiumhintergrundgas, wird zur besseren Unterscheidung des Detektionssignals der kalten Atome gegenüber dem Hintergrund eine frequenzmodulierte (FM) Fluoreszenzdetektion eingesetzt. Das dabei verwendete Prinzip ist verwandt mit dem Radiofrequenz-Seitenbandverfahren von Pound [Pou46] und Drever [Dre83]. Die FM-Fluoreszenzmethode wird im folgenden näher beschrieben.

Das Detektionslicht wird mit der 1. Beugungsordnung eines akusto-optischen Modulators nach der Glasfaser vom MOT-Licht abgezweigt. Das von diesem Modulator gebeugte Licht ist resonant mit dem zyklischen Übergang $F=3 \rightarrow F=4$ für ^{85}Rb bzw. $F=2 \rightarrow F=3$ für ^{87}Rb . Das Licht wird im weiteren Verlauf durch einen elektrooptischen Modulator (EOM) geführt. Dort wird mittels des elektro-optischen Kerr-Effekts die Lichtphase periodisch moduliert. Die Modulation wird durch eine am Kristall anliegende, mit 3 MHz schwin-

gende Spannung erzeugt. Die Phasenmodulation bewirkt in einem beidseitigen Abstand von 3 MHz von der zentralen Lichtfrequenz die Aufprägung von weiteren Frequenzen, den sogenannten Seitenbändern. An einem polarisierenden Strahlteilerwürfel wird das Detektionslicht mit dem Interferometerlicht überlagert und in die Vakuumkammer geführt. Dort regt es die Atome zur Fluoreszenz an. Dabei ist es wichtig, dass die Seitenbänder innerhalb der Linienbreite von 6 MHz des entsprechenden Übergangs liegen. Dadurch erzeugen nicht nur die Trägerfrequenz, sondern auch die Seitenbänder Fluoreszenzlicht. Wird die Trägerfrequenz innerhalb der Linienbreite ein wenig gegenüber der atomaren Resonanz verstimmt, so liegen die Seitenbänder nicht symmetrisch im Lorentz-förmigen Absorptionsprofil der Linie. Als Resultat wird die Frequenzmodulation im Detektionslicht in eine Amplitudenmodulation des Fluoreszenzlicht umgewandelt. Das Fluoreszenzlicht wird mittels eines Photoelektronenvervielfachers (PMT) aufgenommen. Um zu gewährleisten, dass möglichst viel Fluoreszenzlicht aufgefangen werden kann, wurde mit einer Linse der Raumwinkel vergrößert und das Detektionslicht erst dann eingeschaltet, wenn sich die Atome vor dem PMT befanden. Das resultierende Signal wird elektronisch nachverstärkt und mit einem Mischer die langsam variierende Einhüllende des amplitudenmodulierten Signals herausgefiltert. Nach der Demodulation des PMT-Signals am Mischer wird das resultierende Signal auf einem Speicheroszilloskop dargestellt. Gleichzeitig wird das Signal elektronisch integriert und mit einem Rechner gestützten Datenerfassungssystem aufgezeichnet (Labview, National Instruments).

Die hier verwendete Detektionsmethode hat den Zweck das Signal der heißen Hintergrundgasatome zu unterdrücken. Dies ist deshalb möglich, weil die heißen Atome eine flache Doppler-verbreiterte Resonanzstruktur haben und deren Halbwertsbreite deutlich über der Modulationsfrequenz liegt. In guter Näherung regen daher beide Seitenbänder Fluoreszenzlicht gleich stark an. Die Summe aus Träger- und Seitenbandfrequenzen ergibt dabei eine Phasenmodulation und keine Amplitudenmodulation. Somit liefern im Idealfall die heißen Atome keinen Beitrag im Detektionssignal.

Abbildung 3.6 zeigt ein typisches Detektionssignal eines kalten atomaren Ensembles. Es ist der zeitliche Verlauf der durch den Mischer demodulierten PMT-Spannung dargestellt. Die Aufnahme wird mit dem Öffnen des mechanischen Verschlusses bei $t=0$ ms gestartet. Bei $t=3$ ms wird das Detektionslicht mit dem AOM eingeschaltet, wenn die maximale Anzahl an Atomen durch den Detektionsbereich fliegt. Die einsetzende Flu-

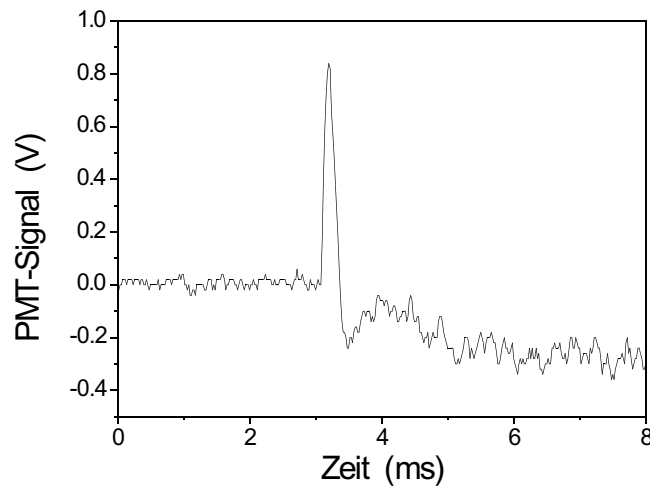


Abbildung 3.6: Dargestellt ist das Detektionssignal der kalten Atome beim Durchflug durch den Detektionsbereich. Es ist der zeitliche Verlauf der demodulierten PMT-Spannung dargestellt. Die Aufnahme wird mit dem Öffnen des mechanischen Verschlusses für das Detektionslicht gestartet ($t=0$ ms). Mit dem Einschalten des Detektionslichts ergibt sich ein Anstieg des Fluoreszenzsignals der kalten Atome. Nach 0,5 ms klingt das Signal ab, weil dann die Atome auf Grund des Lichtdrucks aus dem Detektionsbereich entfernt werden. Das danach folgende Rauschen ist auf ein nicht vollständig unterdrücktes Fluoreszenzsignal des Hintergrundgases zurückzuführen.

reszenz der kalten Rubidiumatome ergibt einen ca. 0,5 ms langen Signalausschlag. Danach fällt das Signal ab, weil die kalten Atome durch Lichtdruck des Detektionslasers aus dem Detektionsbereich des PMT geschoben worden sind. Um die Summe der von den kalten Atomen emittierten und vom PMT detektierten Fluoreszenzintensität zu ermitteln, wird über den Verlauf des von den kalten Atomen emittierten Signals elektronisch in einem 0,5 s langen Zeitfenster integriert. Im weiteren Verlauf ist ein Rauschen von ca. 10% des Signalmaximums zu sehen, welches von der nicht vollständig unterdrückten Fluoreszenz des Hintergrundgases herrührt. Da das Rauschen auf Grund des Hintergrundgases auch während der Integrationszeit zum Signal beiträgt, ergibt sich ein Schuß-zu-Schuß-Rauschen des integrierten Signals von 10% (siehe Kap. 4.2, Abbildung 4.10).

3.3 Atomare Strahlteilerpulse

3.3.1 optischer Aufbau

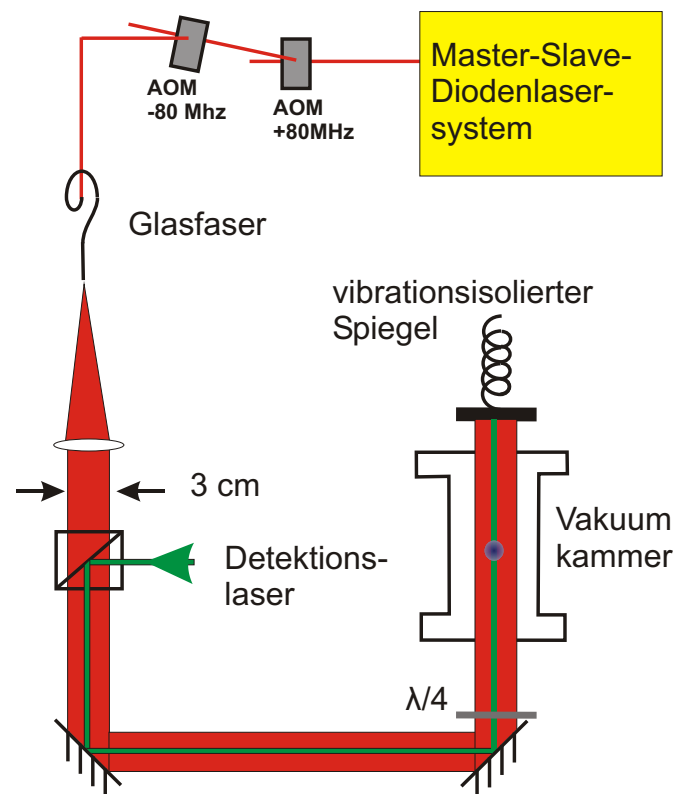


Abbildung 3.7: Überblick über den Strahlverlauf des Interferometerlichts.

Bei dem hier verwendeten Atominterferometer werden resonante Lichtpulse zur Aufteilung der atomaren Wellenpakete verwendet. Das notwendige Licht wird von einem Master-Slave-Diodenlasersystem geliefert. Der Masterlaser besteht aus einem gitterstabilisierten Diodenlaser (Lasertiode: Toptica LD-0800-0100-sel. für 795 nm), deren Lasertiode eine maximale Lichtleistung von 100 mW zur Verfügung stellen kann. Der Laser ist über ei-

ne FM-Sättigungsspektroskopie [Hal81] auf einen Übergang der Rubidium D1-Linie bei einer Wellenlänge von 795nm bis auf eine Linienbreite von 2 MHz stabilisiert. Da über das Gitter nur ca. 50% der Diodenleistung ausgekoppelt wird und die Laserdiode bei der notwendigen Wellenlänge nicht bei maximalen Strom betrieben werden kann, wurde ca. 1 mW der ausgekoppelten Leistung des Masterlasers zur Injektion in einen zweiten Diodenlaser des gleichen Typs, der als Slavelaser bezeichnet wird, verwendet. Das injizierte Licht räumt die Inversion in dem Slavelaser ab und stimuliert die Emission von Photonen der gleichen Wellenlänge. Der Slavelaser kann dabei bei nahezu maximalen Strom betrieben werden, so dass die volle Lichtleistung von 100 mW für die Interferometerpulse zur Verfügung steht. Da aus dem Slave-Laser ein elliptisches Strahlprofil austritt, wird zur weiteren Verwendung ein fast kreisförmiger Strahlquerschnitt mit einem anamorphen Prismenpaar erzeugt. Danach passiert das Licht zwei akusto-optische Modulatoren (Crystal Technologies), die zum Schalten der Lichtpulse eingesetzt werden. Jeder der Modulatoren unterdrückt im ausgeschalteten Zustand das Licht um etwa 35 dB, so dass sich mit zwei in Reihe geschalteten Modulatoren ein Schaltkontrast von 70 dB erreichen lässt. Ein solch hoher Unterdrückungsfaktor ist notwendig, um während der 40 ms dauernden Interrogationszeit, wenn die Wellenpakete sich frei auf ihren Pfaden bewegen, eine Anregung der Atome in einen spontan zerfallenden Zustand und einen Verlust der atomaren Kohärenz zu verhindern.

Die notwendige Abschwächung kann folgendermaßen abgeschätzt werden:

Für kleine Intensitäten ($\Omega \ll \Gamma$) ist die Photonenstreureate Γ_{ex} proportional zur Lichtintensität I ($\sim \Omega^2$) mal der Pulsdauer t : $\Gamma_{ex} = I \cdot t$. Ist die Lichtintensität in etwa gleich der Sättigungsintensität, so findet eine einzige Anregung eines Atoms im Grundzustand durch ein Photon nach einer Zeit statt, die der spontanen Zerfallsdauer t_{spon} entspricht. In unserem Fall beträgt diese bei der Rubidium D1-Linie 27 ns. Soll während der Interrogationszeit $T=40$ ms im Durchschnitt weniger als eine Anregung erfolgen, so muss für die Intensität $I_{abgeschw}$ im abgeschalteten Zustand gelten:

$$\begin{aligned} I_{abgeschw} \cdot t &< I_{satt} \cdot t_{spon} \\ \Rightarrow \frac{I_{abgeschw}}{I_{satt}} &< \frac{27ns}{40ms} \simeq 10^{-6} = 60dB \end{aligned}$$

Die Intensität im abgeschalteten Zustand sollte also um mindestens 60 dB gegenüber der Intensität des Interferometerlichts abgeschwächt sein. Die hier verwendete Abschwächung

um 70 dB sollte also für eine ausreichende Unterdrückung des spontanen Zerfalls während der Interrogation sorgen. Da die akusto-optischen Modulatoren bei geeigneter Fokussierung im AOM-Kristall Schaltflanken mit Anstiegszeiten von etwa 10 ns haben, ist es damit möglich, Lichtpulse mit einer Dauer von 100 ns bis 200 ns und einer nahezu rechteckigen Pulsform zu erzeugen. Beide akusto-optischen Modulatoren werden bei einer Treiberfrequenz von 80 MHz betrieben, wobei der erste AOM in der +1. und der zweite in der -1. Ordnung arbeitet, um eine Frequenzverschiebungen gegenüber der atomaren Resonanz zu verhindern. Nach Durchgang durch die Modulatoren wird das Licht in eine polarisationserhaltende einmodige Glasfaser eingekoppelt. Damit wird eine Filterung der räumlichen Mode erreicht und eine gute Reproduzierbarkeit des Strahlverlaufs nach der Glasfaser sowie eine Unabhängigkeit von der Justage vor der Glasfaser ermöglicht. Am Ausgang der Faser stehen 25 mW Lichtleistung für die atomaren Strahlteiler zur Verfügung. Der Strahl wird dann mittels eines Teleskops auf einen Durchmesser von 3 cm aufgeweitet, Die Intensität des Strahls beträgt 3.5 mW/cm^2 und entspricht etwa der Sättigungsintensität. An einem polarisierenden Strahlteilerwürfel wird das Interferometerlicht mit dem Detektionsstrahl überlagert und die Polarisation der Lichtstrahlen mit einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte in zirkular umgewandelt, bevor es von unten in die Vakuumkammer geführt wird. Oberhalb der Kammer wird das Licht mit einem Spiegel retroreflektiert und bildet auf diese Weise eine Stehwelle. Die Planparallelität der Wellenfronten wird mit einem Scheerinterferometer bzw. Kollimationstester der Firma Melles Griot getestet. Durch Optimieren des Teleskops konnte der Divergenz- bzw. der Konvergenzwinkel auf $290 \mu\text{rad}$ genau eingestellt werden. Der Krümmungsradius der Wellenfronten beträgt damit in unserem Experiment mindestens 100 Meter.

3.3.2 Passive Vibrationsisolierung

Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Atominterferometer wird die Fallbeschleunigung der Atome gemessen. Die Periodizität der Stehwelle dient hierbei als Längenreferenz bzw. als Maßstab, anhand die beim freien Fall zurückgelegte Strecke der Atome festgestellt werden kann. Durch Aufnahme des Interferenzsignals wird gezählt, wievielen Lichtknoten oder -Bäuchen der zurückgelegte Weg der Atome auf ihrer ballistischen Bahn während der Interrogationszeit entspricht.

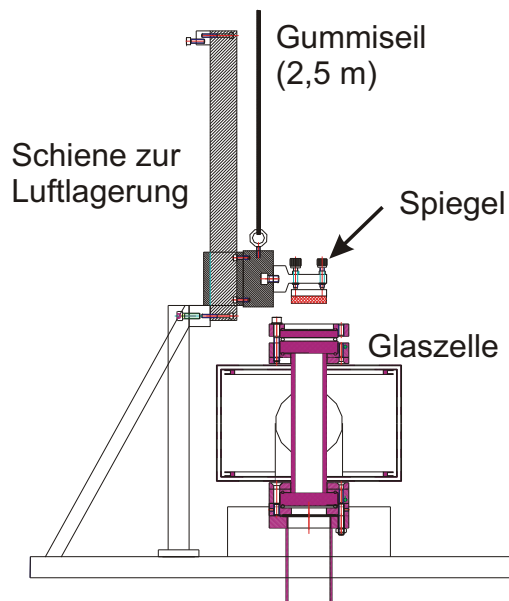


Abbildung 3.8: Technische Skizze des Aufbaus für die passive Vibrationsisolierung. Der Spiegel hängt über der Glaszelle an einem 2,5 m langem Gummiseil, das an der Decke befestigt ist. Die Halterung für den Spiegel, mit dem die Stehwelle erzeugt wird, ist auf einem Linearluftlager montiert. Das System bildet ein Federpendel mit einer Resonanzfrequenz von 0.5 s.

Damit die Stehwelle als eine geeignete Referenz verwendet werden kann, darf sich im optimalen Fall die Stehwelle nicht im Ort bewegen. Da die Lage der Stehwelle durch die Position des rückreflektierenden Spiegels definiert ist, bedeutet dies, dass der Spiegel sich in Ruhe befinden muss. Der Spiegel ist jedoch unvermeidlich mit der Umwelt z.B. über die Halterung verbunden, so dass Vibrationen an die Bewegung des Spiegels koppeln. Quellen für Vibrationen sind akustische Schwingungen, die durch die Luft übertragen werden können, mit Frequenzen oberhalb von 100 Hz, mechanische Schwingungen durch den Betrieb von Pumpen, Motoren oder Maschinen, deren Frequenzen insbesondere im Bereich zwischen 10 Hz und 100 Hz liegen und Gebäudeschwingungen, deren Frequenzbereich sich zwar bei kleinen Frequenzen von unterhalb von 10 Hz befindet, deren Amplituden jedoch größere Werte als bei den vorhergenannten Vibrationsquellen annehmen.

Um die Vibrationen zu unterdrücken, wurde eine zweistufige passive Vibrationsisolierung in die Apparatur integriert. Im Laufe der Aufbauarbeit für das Experiments wurde

als erste Maßnahme eine freie Aufhängung für den rückreflektierenden Spiegel in vertikaler Richtung eingebaut. Als schwingendes Federpendel angelegt, sollte der Aufbau eine möglichst kleine Resonanzfrequenz haben, um auch die niedrigen Schwingungsfrequenzen des Gebäudes dämpfen zu können. So wurde der Spiegel an ein Gummiseil mit einer Länge von 2,50 m (ungedehnte Länge: 1,70 m) an die Decke des Labors angebracht und mit einer Masse von 300 g beschwert. Das schwingende System hat eine Resonanzfrequenz von 0,5 Hz. Wir erwarten das Vibrationsfrequenzen oberhalb der Resonanzfrequenz durch diese Vibrationsisolationstufe reduziert werden. Um reibungsfreie Bewegung in vertikaler Richtung zu ermöglichen, ist die Spiegelhalterung an einem Linearluftlager der Firma Dover Instrument Corp. montiert worden. Bei diesem gleitet ein Schlitten entlang einer Schiene auf einem Luftpolster, welches sich zwischen der Schlitten- und Schienenoberfläche ausbildet.

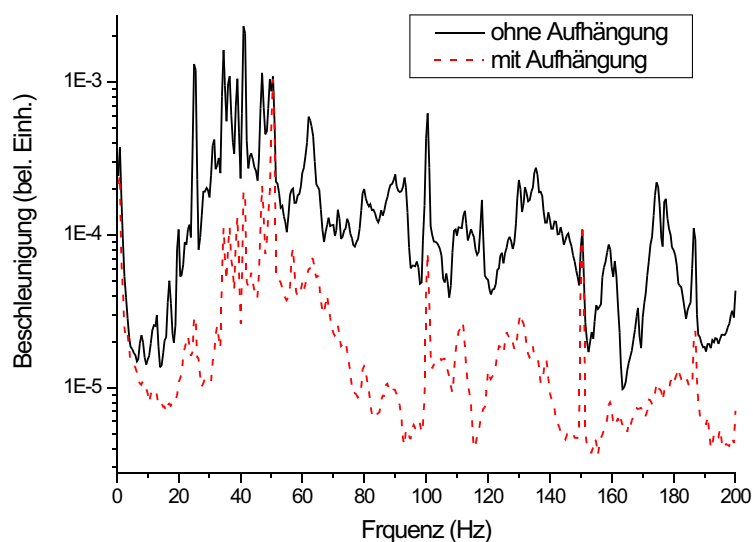


Abbildung 3.9: Vergleich der Vibrationen mit und ohne Aufhängung des rückreflektierenden Spiegels zur passiven Vibrationsisolation. Die Vibrationen werden im Frequenzbereich von 20 Hz bis 200 Hz um ca 5 dB bis 10 dB gedämpft.

Um die Wirkung des Federpendels als Vibrationsisolation zu überprüfen, wurde ein Beschleunigungssensor (Brüel&Kjaer, 913233) auf der Spiegelhalterung befestigt. Da der Spiegel starr mit der Halterung verbunden ist, erlaubt die Beschleunigungsmessung der Halterung in guter Näherung eine Aussage über die Bewegung des Spiegels. In Abbildung

3.9 sind zwei Vibrationsspektren dargestellt, die den beiden Situationen entsprechen, in denen der Spiegel durch die Aufhängung passiv isoliert ist bzw. die Bewegung des Schlittens und damit des Spiegels entlang der Luftschiene blockiert ist, so dass die Isolation in Form eines Federpendel nicht mehr funktioniert. Der Verlauf beider Spektren zeigt einen starken Anstieg der Vibrationsfrequenzen oberhalb von 15 Hz, wobei die höchsten Vibrationsamplituden im Spektrum zwischen 30 und 60 Hz beobachtet werden. Unterhalb der Frequenzen von 5 Hz nimmt die Empfindlichkeit des Beschleunigungssensors ab und die Aussagekraft des Spektrums ist in diesem Frequenzbereich eingeschränkt. Die beobachteten Spitzen bei Vielfachen von 50 Hz sind von elektronischen Störungen durch die Netzfrequenz verursacht. Der Vergleich der beiden Vibrationsspektren zeigt, dass über den gesamten Frequenzbereich von 20 Hz bis 200 Hz die Vibrationen durch den Einsatz der Spiegelaufhängung um ca. 5 dB bis 10 dB abgeschwächt werden.

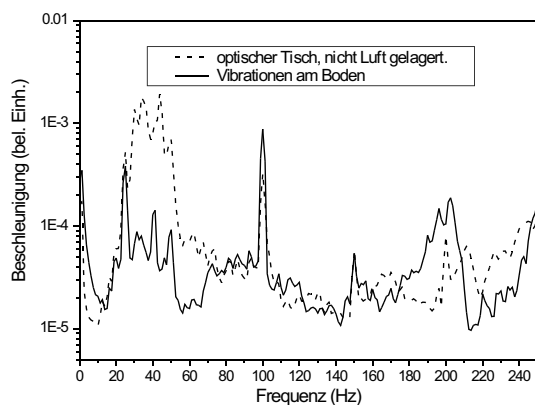


Abbildung 3.10: Vibrationsmessung auf dem Laborboden (durchgehende Linie) und auf dem optischen Tisch (gestrichelte Linie). Mit dem hier verwendeten starren Füßen des optischen Tisches werden Vibrationen vom Boden im Frequenzbereich zwischen 20 Hz und 60 Hz auf die Tischoberfläche verstärkt transmittiert.

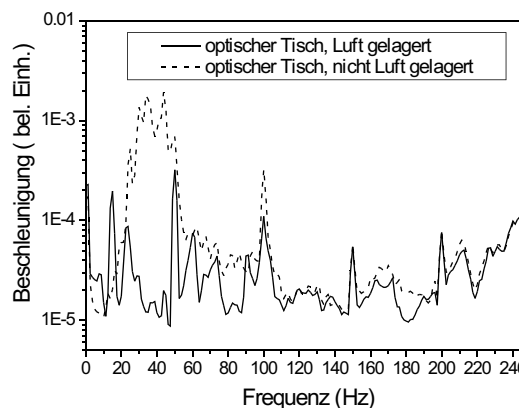


Abbildung 3.11: Vibrationsmessungen auf der Tischoberfläche bei Luft gelagertem optischen Tisch (durchgezogene Linie) und im Vergleich dazu ohne Einsatz der Luftlagerung (gestrichelte Linie). Die vom Boden ausgehenden Vibrationen werden von der Luftlagerung um teilweise 20 dB isoliert.

Während des Betriebs des Atominterferometers stellte sich heraus, dass allein diese Maßnahme zur Vibrationsisolierung nicht ausreichend ist. So konnten mit dem hier

beschriebenen Aufbau nur Interferenzmuster bis zu Interrogationszeiten von 4 ms beobachtet werden. Bei höheren Abständen zwischen den Interferometerpulsen ist das Interferenzmuster so stark verrauscht gewesen, dass kein Interferenzkontrast zu sehen war.

Aus diesem Grund wurde eine weitere Stufe zur passiven Vibrationsisolierung eingebaut, die aus einer Luftlagerung des optischen Tisches, auf dem die optischen Elemente und die Vakuumkammer montiert waren, bestand. Zu diesem Zweck wurden die bislang starren Füße des optischen Tisches gegen pneumatische Tischfüße (Modell I-2000 LabLeg, Newport) ausgetauscht. Mit einem Beschleunigungssensor wurden auch in diesem Fall die Vibrationen nachgemessen. In Abbildung 3.10 sind zwei Vibrationsspektren zu sehen, die zum einen die Schwingungen des Bodens und zum anderen die Schwingungen auf dem optischen Tisch ohne Lagerung durch pneumatische Füße darstellen. Es ist zu erkennen, dass sich die bereits an der Aufhängung des Spiegels gemessenen Vibrationen zwischen 30 Hz und 60 Hz auch hier deutlich abzeichnen. In diesem Frequenzbereich werden auf der Tischoberfläche stärkere Vibrationen als auf dem Boden beobachtet, was darauf zurückgeführt wird, dass der auf starren Füßen gelagerte Tisch Bodenschwingungen in diesem Frequenzbereich verstärkt. Da der Spiegel mit der Luftschiene verbunden und diese über ein Gestell auf dem Tisch montiert ist, werden diese Vibrationen auf den Spiegel übertragen. Der Einsatz der Luftlagerung des optischen Tisches soll hier eine Verbesserung schaffen.

Abbildung 3.11 zeigt gemessene Vibrationen auf der Oberfläche des optischen Tisches für den Fall, in dem die Luftlagerung eingesetzt worden ist, und für den Fall, in dem sie nicht in Betrieb gewesen ist. Der Vergleich zeigt sehr gut, dass gerade die starken Vibrationen unterdrückt werden, die im Frequenzbereich zwischen 20 Hz bis 60 Hz vom Boden ausgehen. Die Dämpfung in diesem Frequenzbereich beträgt bis zu 20 dB. Erst durch die Verwendung der Luftlagerung zusammen mit der Spiegelaufhängung ist es möglich gewesen, die Interrogationszeit T auf bis zu 40 ms zu erhöhen. Damit konnte eine Steigerung der Auflösung des Experimentes um 2 Größenordnungen erreicht werden. Eine weitere Verbesserung der Vibrationsisolierung ist durch den Einbau einer aktiven Stabilisierung der Spiegelposition möglich. Wie es in [Pet99, Hen99] gezeigt worden ist, sind mit Hilfe einer solchen Stabilisierung Interrogationszeiten von 160 ms verwirklicht worden. In unserem Experiment wäre dadurch eine weitere Erhöhung der Genauigkeit um Faktor 16

möglich.

3.4 Zeitliche Steuerung des Experiments

Zur Durchführung des Experiments müssen die einzelnen Komponenten während der verschiedenen nacheinander ablaufenden Phasen des Experiments, wie dem Fangen, Kühlen und Hochwerfen der Atome, der Detektion, der Mikrowellen-Zustandsselektion und der Interferometersequenz, zeitlich gesteuert werden. Dies wird von insgesamt 11 Vierkanal-Pulsgeneratoren der Firma Quantum Composers der 9300 Serie bzw. der Firma Stanford Research Systems (SRS) Model DG535 bewerkstelligt. Als Ausgangssignal liefern die Generatoren TTL-Pulse, mit denen zahlreiche elektronische Komponenten, wie z.B. spezielle Hochfrequenzschalter für den Betrieb der akusto-optischen Modulatoren gesteuert werden. Die Pulsgeneratoren können manuell oder auch über eine GPIB-Schnittstelle programmiert werden. Dabei ist der Schaltzeitpunkt sowie die Pulslänge frei einstellbar.

Insbesondere die Zeitpunkte sowie die Pulslänge der Interferometerpulse müssen sehr gut kontrollierbar und reproduzierbar sein. Im Experiment wurde zur Messung der Phase des Interferenzsignals der Pulsabstand der atomaren Strahlteilerpulse in definierten zeitlichen Schritten variiert und die atomare Population eines Zustandes abhängig vom Pulsabstand gemessen. Bei einem Pulsabstand von 40 ms musste der Pulsabstand um insgesamt lediglich 500 ns verändert werden, um die Phase um den Betrag von 2π zu verschieben. Da die Phase des Interferenzmusters zur Zeit auf ca. $1/50$ bestimmt wird (siehe Kap 4.2), muss der Abstand zwischen den Lichtpulsen besser als auf 10 ns ($500\text{ns}/50$) determiniert sein. Deshalb werden für die zeitliche Steuerung der atomaren Strahlteiler die sehr präzisen Pulsgeneratoren des Herstellers SRS verwendet, die über eine 10 MHz Referenzfrequenz eines Cäsium-Frequenzstandards der Firma Hewlett Packard Model HP 5071A synchronisiert werden. Laut Spezifikation des Herstellers der Pulsgeneratoren erlaubt dies so eine Zeiteinstellung mit einer Genauigkeit von 50 ps.

Die Änderung des Abstands zwischen den Interferometerpulsen ist über einen im Rahmen dieser Arbeit erstellten Algorithmus für das Messprogramm Labview, National Instruments, automatisiert. Dieses übergibt über eine GPIB-Schnittstelle die entsprechen-

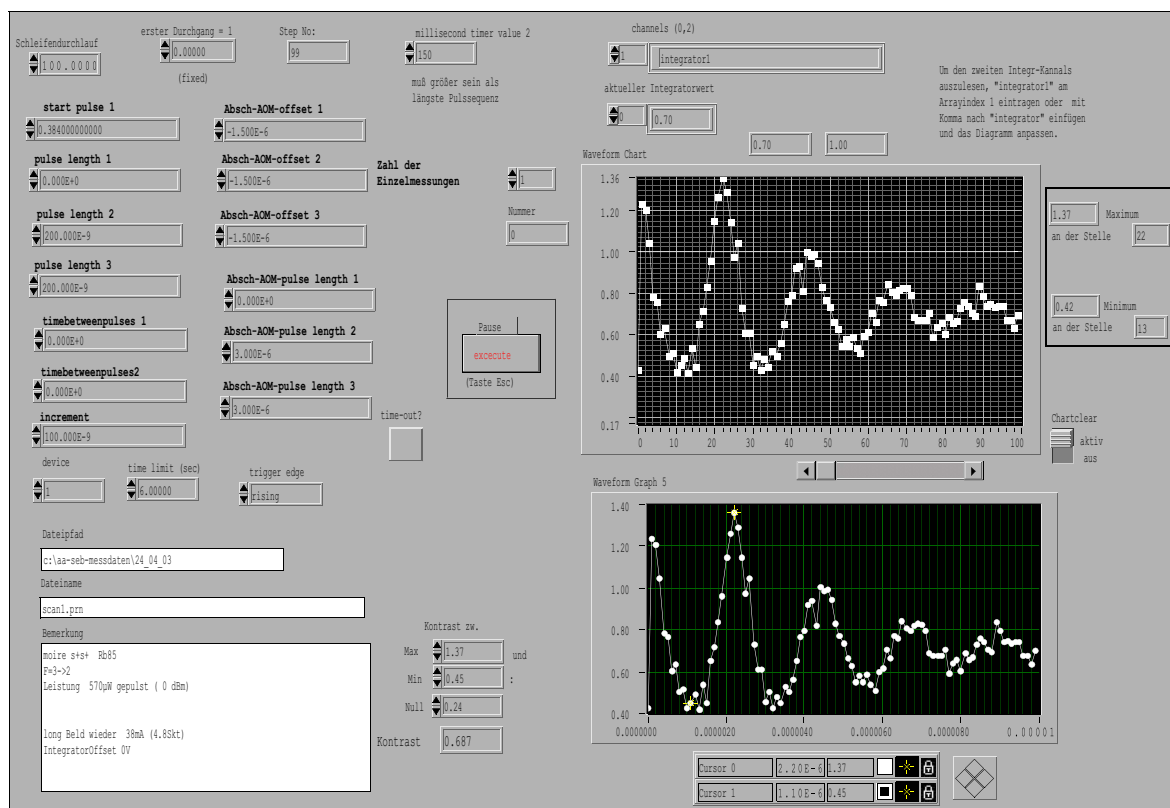


Abbildung 3.12: Graphische Oberfläche der zur Steuerung der Interferometerpulse und zur Aufnahme des Detektionssignals verwendeten Software. Im oberen linken Bildteil können die benötigten experimentellen Parameter eingegeben werden. Auf der rechten Seite werden die ausgelesenen Daten visualisiert.

den Parameterwerte für den einzelnen Springbrunnenzyklus an die Pulsgeneratoren. Das Detektionssignal wird mittels einer Schnittstellenkarte (AT-A0-IO National Instrument) und der erstellten Software aufgenommen, auf dem Bildschirm dargestellt und zusammen mit den ausgelesenen Meßdaten abgespeichert. Damit ist ein automatisierter Ablauf und eine Dokumentierung der Messungen bei der Aufnahme eines vollständigen Interferenzmusters möglich. Die Aufnahme eines Interferenzmusters beinhaltet typischerweise eine Messung über 300 Springbrunnenzyklen und ist nach ca. 10 Minuten abgeschlossen. Ein einzelner Springbrunnenzyklus hat dabei eine Dauer von 1,9 s. Zur besseren Anschauung ist in Abbildung 3.12 eine Bildschirmansicht für das verwendete Programm zu sehen. Die

Aufnahme zeigt in diesem Fall Interferenzen die mit zwei Interferometerpulsen aufgenommen worden sind, wie sie in Kapitel 4.1 vorgestellt werden. Im oberen Bildteil kann die fortlaufende Messung verfolgt werden und im unteren Bildteil ist ein gesamter Datensatz dargestellt.

Kapitel 4

Messungen an optischen Absorptionsgittern

Im folgenden Kapitel werden experimentelle Ergebnisse vorgestellt, die mit gepulsten resonanten Absorptionsgittern am atomaren Springbrunnen erzielt wurden. Es wurden zuerst Versuche mit zwei Absorptionsgittern durchgeführt. Diese dienten der Vorbereitung der danach realisierten Experimente mit drei optischen Pulsen. Mit den drei Absorptionsgittern konnte ein Atominterferometer realisiert werden, das sich zur Bestimmung der Gravitation eignet. Weiterhin wurde eine Anwendung des Atominterferometers demonstriert, indem die Erdbeschleunigung in Abhängigkeit der Nukleonenzahl und der relativen Einstellung des Kernspins bezüglich des Elektronenspins bestimmt wurde [Fra04].

4.1 Moiré-Experiment mit zwei optischen Pulsen

Erste Messungen zu den optischen Absorptionsgittern wurden mit einer Sequenz von lediglich zwei gepulsten Stehwellen durchgeführt, wobei der Pulsabstand hier relativ klein war. Die beiden Stehwellen dienen hier als klassische Absorptionsmaske, wobei auf Grund des geringen Pulsabstands die Beugung der atomaren Wellenpakete noch keine Rolle spielt. Man spricht hier von einem Moiré-Experiment, welches experimentell einfacher ist als die Messung der quantenmechanischen Interferenzen mit 3 Lichtpulsen. Diese ersten Messun-

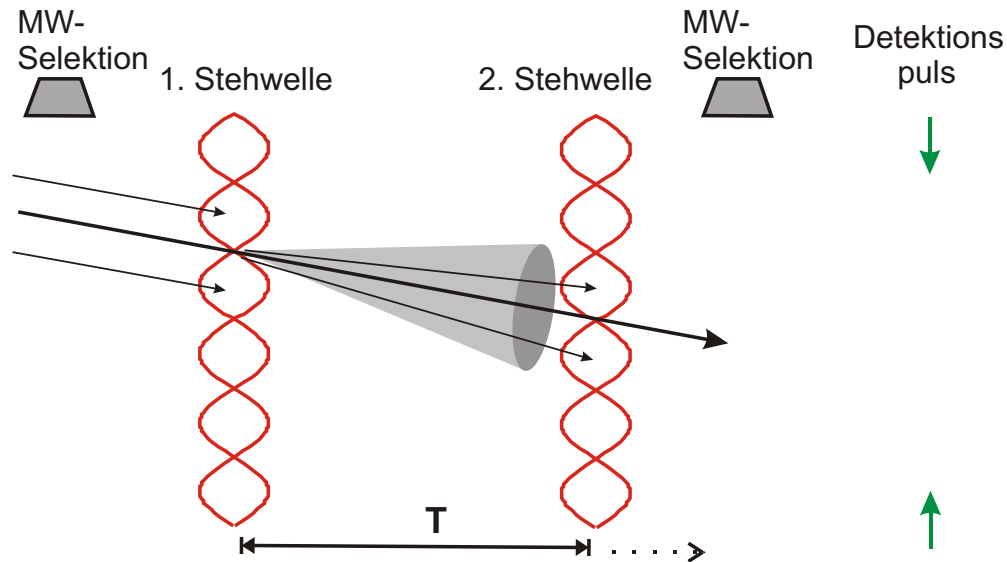


Abbildung 4.1: Schema des Moiré-Experiments, bei dem die Atome mit zwei nacheinander eingestrahlten Absorptionsgittern wechselwirken. Die im ersten Puls durch optisches Pumpen in den Stehwellenbäuchen erzeugte atomare Dichteverteilung wird mit der zweiten Stehwelle ausgelesen. Die endliche Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles, im Bild durch den Kegel dargestellt, begrenzt den beobachteten Kontrast.

gen dienten als vorbereitende Experimente, welche einen Test der absorptiven Lichtgitter erlaubten. Die Moiré-Experimente wurden hauptsächlich mit dem Isotop ^{85}Rb durchgeführt, so dass sich die Beschreibung nur auf dieses Isotop bezieht.

Für die Messungen werden die ^{85}Rb Atome im magnetfeldunempfindlichen Zeeman-Zustand ($m_F = 0$) im oberen Hyperfeinzustand ($F=3$) mit der im Kapitel 3.2 erläuterten Mikrowellenselektion präpariert. Danach werden die beiden Stehwellen mit einem zeitlichen Abstand T eingestrahlt. Nach der optischen Pulssequenz erfolgt wieder eine Selektion der Atome im Grundzustand mit den Quantenzahlen ($F = 3, m_F = 0$), dessen Population durch Fluoreszenz nachgewiesen wird. Während der Stehwellenpulssequenz liegt ein Magnetfeld von 50 mG an, welches entlang der Richtung der Interferometerlichtstrahlen und

damit parallel zur Fallbeschleunigung verläuft. Das Licht der Stehwelle ist resonant zum Übergang $5S_{1/2}, F = 3, m_F = 0 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 3, m_F = 1$ der D1-Linie. Atome, die angeregt werden, zerfallen zum größten Teil in andere Zeeman-Komponenten der unteren und oberen Hyperfeingrundzustände. Diese werden im weiteren Verlauf nicht mehr detektiert.

Wird die 1. Stehwelle eingestrahlt, so werden Atome, die sich in der Nähe der Intensitätsbäuche befinden, aus dem detektierten Grundzustand durch optisches Pumpen entfernt. Es verbleibt eine periodische atomare Dichteverteilung, wobei deren Maxima in den Knoten der Stehwellen lokalisiert sind. Hat die Atomwolke eine anfängliche Schwerpunkts-geschwindigkeit v , so bewegt sich auch die Dichteverteilung mit gleicher Geschwindigkeit nach dem ersten Lichtpuls weiter. Bei kurzen Zeitabständen kann die Beschleunigung durch die Erdanziehung vernachlässigt werden, so dass v als konstant zwischen den Pulsen angesehen werden kann. Wird nun die zweite Stehwelle nach der Zeit T eingestrahlt, so hängt es von der Geschwindigkeit v und der Zeit T ab, ob die Maxima der Dichteverteilung wieder auf Knoten oder aber auf Bäuche der Stehwellen treffen. Im ersten Fall wird eine maximale Anzahl an Atomen nach den Absorptionsgittern detektiert, im zweiten wird auch die im ersten Puls verbliebene Population im Grundzustand $F = 3, m_F = 0$ durch optisches Pumpen entfernt, so dass eine minimale Anzahl an Atomen gemessen wird. Die Atome im Springbrunnen besitzen eine anfängliche Geschwindigkeit entlang der Achse der optischen Stehwelle, so dass eine Änderung des Pulsabstands dazu führt, dass die Atome im zweiten Puls abwechselnd auf Knoten und Bäuche der Stehwelle treffen. Wir erwarten daher eine periodische Modulation in der Zahl der detektierten Atome bei Änderung des Pulsabstands T .

Zusätzlich besitzen die Atome eine endliche Geschwindigkeitsverteilung, so dass die in einem Knoten der ersten Stehwelle lokalisierten Atome zum Zeitpunkt der zweiten Stehwelle über mehrere Knoten verteilt sind. Die periodische Dichtemodulation wird dadurch bei Verlängerung des Pulsabstands T homogener, so dass beim Auslesen der Kontrast des periodischen Signals kleiner wird und schließlich gänzlich auf Null sinkt.

In Abbildung 4.2 ist der Verlauf eines gemessenen Moiré-Musters abhängig vom Pulsabstand dargestellt. Ein Punkt entspricht dabei einer Mittelung über drei Springbrunnenzyklen. Wie erwartet, zeigt das Signal einen periodischen Verlauf. Der Zeitpunkt für das Einstrahlen der ersten Stehwelle liegt in der Abbildung 4.2 bei $t = (26 \pm 0,5)$ ms nach

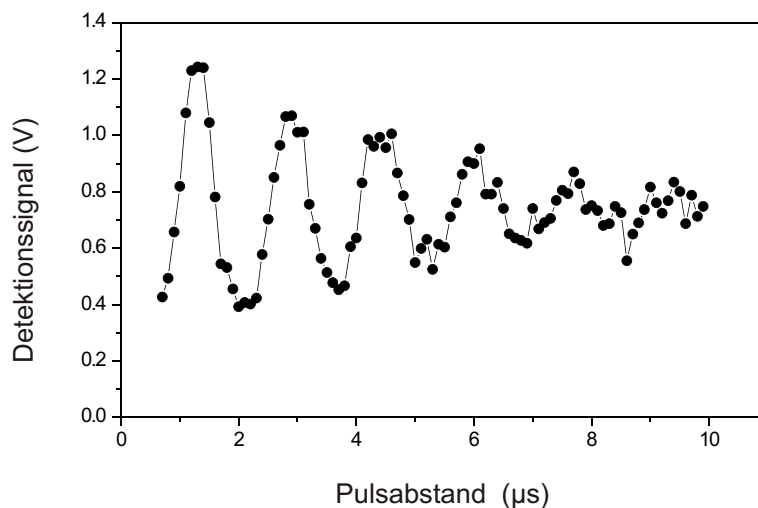


Abbildung 4.2: Dargestellt ist der Verlauf der durch beide Absorptionsgitter transmittierten atomaren Population bei einer Variation des Pulsabstand T . Der zeitliche Abstand zweier Maxima entspricht der Fallstrecke zwischen zwei Stehwellenknoten. Mit größerem Pulsabstand erfolgt eine Verminderung des Kontrastes durch die endliche Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke.

dem Erreichen des Scheitelpunktes der ballistischen Flugbahn der Atome im Springbrunnen. Die Geschwindigkeit der atomaren Wolke ist zu diesem Zeitpunkt $v=g \cdot t=(25,5 \pm 0,5)\text{cm/s}$. Die Periode des aufgenommenen Signals ist $(1,58 \pm 0,01)\mu\text{s}$. Geht man davon aus, dass in dieser Zeit die atomare Dichteverteilung die Strecke einer halben Wellenlänge ($\lambda/2 = 795\text{nm}/2 \approx 400\text{nm}$) zurücklegt, so ergibt sich eine Geschwindigkeit von $(25,3 \pm 0,02)\text{cm/s}$. Dieser Wert entspricht im Rahmen der Fehlergrenzen der Geschwindigkeit der atomaren Wolke, wie sie aus den Parametern des Springbrunnens berechnet werden kann ($v=(25,5 \pm 0,5)\text{cm/s}$). Es ist also berechtigt, das gemessene Signal als ein Auslesen der atomaren Dichteverteilung zu interpretieren.

Optische Transmissionsmasken sind bereits zuvor im Rahmen von Experimenten zur Atomlithographie demonstriert worden [Chu97]. Bei ausreichender Sättigung des dabei verwendeten atomaren Übergangs konnte eine räumliche Auflösung unterhalb der halb-

en Wellenlänge erreicht werden. Im quantenmechanischen Fall erwarten wir, dass solche Transmissionsgitter die Generation höherer Beugungsordnungen und damit potentiell Interferometrie mit mehreren Teilstrahlen erlaubt, was zu Airy-Funktions-förmigen Interferenzen mit scharfen Hauptmaxima führt. Auch das Signal unseres im klassischen Bereich durchgeführten Moiré-Experiments weist schmale Maxima auf. Maximabreiten von 50% würden dabei einer Auflösung für die periodische Dichteverteilung von einer halben Wellenlänge entsprechen. Das erste Maxima weist allerdings eine Breite von 36% auf und zeigt, dass auch wir in unserem Experiment eine bessere Auflösung erzielen können. Mit steigendem Pulsabstand wird die Maximabreite größer, da die enge Lokalisierung der Atome im ersten Absorptionsgitter durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome mit zunehmendem Pulsabstand verloren geht. Mit dem hier verwendeten Absorptionsgitter konnte in unserem Atominterferometer, wie im nächsten Unterkapitel dargestellt, das Auslesen von schmalen Strukturen durchgeführt werden, die aus einer Dreipfadinterferenz resultieren und ein Interferenzsignal mit Breiten von 40% ergeben.

Am Verlauf des Interferenzsignals kann auch der Verlust des Kontrastes durch die endliche Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles beobachtet werden. In unserem Experiment beträgt die Temperatur des Rubidiumensembles $6 \mu K$, was einer Geschwindigkeitsbreite von etwa $\Delta v = 5 \text{ cm/s}$ entspricht. Die Zeitkonstante für das Abfallen des Kontrastes kann aus dem periodischen Messsignal zu $6 \mu s$ bestimmt werden. In dieser Zeit driften die zum Zeitpunkt der ersten Stehwelle in den Knoten lokalisierten Atome auf Grund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeiten auseinander und sind dann auf einen räumlichen Bereich von etwa 300 nm verteilt. Eine so große Ausdehnung, die nahezu dem Abstand zwischen zwei Stehwellenknoten von $\lambda/2 = 398 \text{ nm}$ entspricht, führt aber dazu, dass die Maxima der periodischen atomaren Dichteverteilung nach einem Pulsabstand von $6 \mu s$ nur unscharf voneinander getrennt sind. Wenn die zweite Stehwelle zu diesem Zeitpunkt eingestrahlt wird, führt dies zur beobachteten Reduzierung der Signalkontrasts.

Durch Vermessung der Moiré-Muster war es im Hinblick auf die atomaren Interferenzmessungen möglich, die Versuchsparameter experimentell abzuschätzen und zu optimieren. Zum Beispiel konnte damit festgestellt werden, ob die Lichtintensität und Länge der Stehwellenpulse ein ausreichendes optisches Pumpen der Atome in den Lichtmaxima bewerkstelligen können. Allerdings durfte die Pulslänge nicht zu groß gewählt werden, damit während der Wechselwirkungszeit der bewegten Atome mit Licht deren Position

bezüglich der Stehwelle eindeutig bestimmt ist. Für die Pulslänge erwies sich ein Wert um 200 ns als ein guter Kompromiss. Bei dieser Pulslänge konnten in einem Intensitätsbereich von etwa $1\text{-}3\text{ mW/cm}^2$ Moiré-Muster beobachtet werden.

Der maximale Kontrast der Messung mit diesen Parametern war 52%. Zur erwarten wäre ein Kontrast von nahe zu 100%. Ursache für die Differenz könnte eine nicht ganz verschwindende Reflektion an den Eintrittsfenstern für die Interferometerstrahlen in die Vakuumkammer sein, die zusätzlich zu einer Stehwelle einen Laufwellenanteil erzeugt oder den Wellenfrontverlauf beeinträchtigt, so dass sich keine saubere Stehwelle ausbilden kann.

4.2 Atominterferometrie mit drei optischen Pulsen

Aus dem im vorherigen Kapitel gezeigten Messungen geht hervor, dass bei zwei Stehwellenpulsen die atomare Population mit steigendem Pulsabstand über mehrere Stehwellenknoten verteilt wird. Der Kontrast des beobachteten periodischen Signals geht dadurch bei Erhöhung der Pulsabstände verloren. Durch Verwendung von drei Stehwellenpulsen mit gleichem zeitlichen Abstand voneinander kann der Effekt unterschiedlicher Anfangsgeschwindigkeit der Atome rückgängig gemacht und auf diese Weise lange Interrogationszeiten realisiert werden. Zusätzlich spielt eine Rolle, dass für größere Wechselwirkungszeiten die einzelnen Beugungsordnungen sich zwischen den Gittern um mehr als eine Gitterperiode räumlich aufspalten. Daher muss nun die Wellennatur der Atome berücksichtigt werden. Mit der 3-Puls-Sequenz lässt sich nun ein Atominterferometer realisieren. Für eine schöne Diskussion des Zusammenhangs zwischen klassischen Moiré-Experimenten und quantenmechanischen Interferenzsignalen siehe [Bat97]. Das Interferenzsignal dieses 3-Puls-Interferometers ist unabhängig von der atomaren Anfangsgeschwindigkeit. Ein analoger Effekt ist von Spin-Echo Experimenten in der magnetischen Kernspinresonanz bekannt [Hah50].

4.2.1 experimentelle Realisierung der atomaren Interferenzen

Bei der hier verwendeten Pulssequenz dienen die Stehwellen als Absorptionsgitter, an denen die atomaren Wellenfunktionen in verschiedene Impulskomponenten gebeugt werden. Im ersten Puls zum Zeitpunkt $t=0$ werden die atomaren Wellenpakete in verschiedene Pfade aufgeteilt. Nach der Zeit $t=T$ wird die zweite Stehwelle eingestrahlt und es findet eine Beugung in weitere Teilstrahlen statt. Zum Zeitpunkt des dritten Pulses $t=2T$ können diese überlappen, so dass deren Pfade einen geschlossenen Weg bilden. Durch die Wellennatur der Atome bildet sich eine ortsabhängige periodische Dichteverteilung als Interferenzmuster aus. Diese wird durch den dritten Puls ausgelesen, in dem die durch die dritte Stehwelle transmittierte atomare Population gemessen wird. Durch Veränderung der Interrogationszeit T variiert bei Einwirkung der Erdbeschleunigung die Position der periodischen Dichtemodulation im Vergleich zur dritten Stehwelle, was in einer Oszillation der transmittierten Population nachweisbar ist. Neben der Möglichkeit beide Interrogationszeiten gleichzeitig zu verändern, kann die Dichtemodulation auch nur durch die Variation des zweiten Pulsabstandes T_2 ausgelesen werden, wobei der erste Pulsabstand T_1 konstant bleibt. Ein Interferenzsignal erhält man nur, wenn T_2 innerhalb einer gewissen Kohärenzzeit in der Nähe des Werts T_1 variiert wird. Ist die Differenz zwischen T_1 und T_2 größer als die Kohärenzzeit, so führt die Dispersion auf Grund der endlichen Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles zum Verlust des Interferenzkontrasts.

Dieser dispersive Effekt kann sehr gut im Impulsbild verstanden werden. Hier ist der lineare Phasenunterschied zwischen benachbarten Pfaden durch die Doppler-Verstimmung gegeben und damit von der Geschwindigkeit des einzelnen Atoms abhängig (vergl. Gleichung 2.27 und 2.38 im Theorieteil). Für das Verwaschen der Interferenzen ist nur die Anfangsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt der ersten Stehwelle relevant, da die Geschwindigkeitsänderung durch die Erdbeschleunigung sich auf die Schwerpunktsbewegung der Atomwolke auswirkt und für alle Atome gleich ist. Im Fall dreier Strahlteilerpulse geschieht Folgendes. Nach der Beugung an der ersten Stehwelle präzedieren bei unterschiedlicher Geschwindigkeit der Atome die Doppler-Phasen mit verschiedenen Frequenzen. Nach einer kurzen Zeit ergibt deshalb die Mittelung über die Phasen des atomaren Ensembles kein kohärentes Signal. Allerdings werden die in der ersten Stehwelle erzeugten Teilstrahlen am zweiten Beugungsgitter abgelenkt bzw. gespiegelt. Dadurch erfährt die

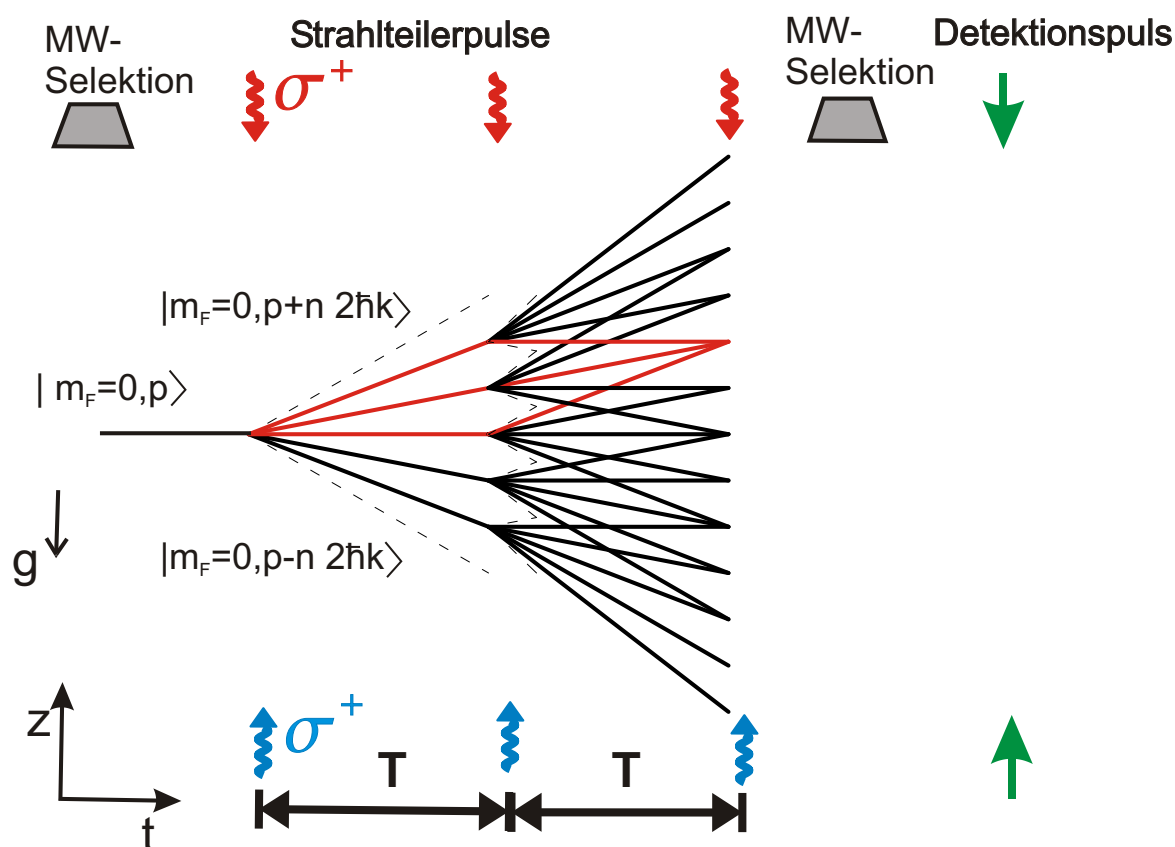


Abbildung 4.3: Schema bzw. Ablauf der Interferometersequenz mit drei optischen Strahlteilerpulsen. Die Stehwelle wird parallel zur Richtung der Erdbeschleunigung g eingestrahlt. Durch Beugung an den ersten beiden optischen Stehwellen als Absorptionsgitter interferieren Teilstrahlen zum Zeitpunkt der dritten Stehwelle in zahlreichen Familien. Die durch das dritte Absorptionsgitter transmittierte Population wird durch Fluoreszenz detektiert.

Doppler-Phase zwischen benachbarten Pfaden nach dem zweiten Beugungsgitter einen Vorzeichenwechsel und präzediert rückwärts. Nach Durchlaufen der gleichen Interrogationszeit wie zwischen den ersten beiden Pulsen hebt sich die Dopplerphase, die mit der endlichen Geschwindigkeitsverteilung verbunden ist, wieder auf. Die Amplituden der atomaren Wellenfunktionen befinden sich dann in Phase zueinander und summieren sich zu einem messbaren Interferenzmuster auf. In dem Interferenzsignal wird dann nur die durch die Erdbeschleunigung hervorgerufene Doppler-Phase sichtbar. Das Wiederauftreten des

Interferenzkontrastes erfolgt, wenn die Pulsabstände T_1 und T_2 bis auf eine Kohärenzzeit T_{coh} übereinstimmen. Dabei ergibt sich die Kohärenzzeit für eine gegebene Geschwindigkeitsverteilung Δv aus der Bedingung $k \Delta v T_{coh} = 1$, wobei k dem Wellenvektor der Lichtwelle entspricht [Sau97].

In Abbildung 4.3 ist das experimentelle Schema des verwendeten Interferometers mit drei Pulsen zu sehen. Von links nach recht ist der zeitliche Ablauf des Experiments mit der ersten Mikrowellen-Zustandsselektion, den drei optischen Strahlteilerpulsen, der zweiten Mikrowellen-Selektion und der anschließenden Detektion dargestellt. Im dritten Puls interferieren die Pfade miteinander in zahlreichen Familien, die jeweils einen Teilinterferometer bilden. Im dargestellten Schema ist zu erkennen, dass in jeder Familie eine unterschiedliche Anzahl an Pfaden interferieren kann. Entspricht die Zahl der Teilstrahlen nach einer Beugung an einer Stehwelle 5 Pfaden, wie in Abbildung 4.3 zu sehen, so kann eine Familie eine Interferenz von maximal 3 Teilstrahlen aufweisen. Zusätzlich gibt es auch Interferenzfamilien mit niedrigerer Pfadanzahl. Da unsere Detektionsmethode die einzelnen Familien nicht orts aufgelöst vermessen kann, ist das detektierte Signal eine inkohärente Summe über den Beitrag aller Familien und somit über alle Vielstrahl-Teilinterferometer.

Die in unserem Experiment gemessenen Interferenzen sind für verschiedene Zustände und Rubidiumisotope aufgenommen worden. Für ^{85}Rb wurden Messungen in den beiden Hyperfeingrundzuständen ($F=2, m_F = 0$) und ($F=3, m_F = 0$) durchgeführt. Das Licht der Stehwelle war dabei zirkular polarisiert und resonant mit dem Übergang ($F=2, m_F = 0$) \rightarrow ($F=3, m_F = 1$) oder entsprechend ($F=3, m_F = 0$) \rightarrow ($F=3, m_F = 1$). Das Isotop ^{87}Rb wurde im Zustand ($F=1, m_F = 0$) vermessen und dabei das Licht auf den Übergang ($F=1, m_F = 0$) \rightarrow ($F=2, m_F = 1$) gestimmt. Die Pulslänge betrug typischerweise 200 ns und die verwendete Lichtintensität lag bei 3 mW/cm².

In Abbildung 4.4 sind Interferenzmuster für ^{85}Rb auf dem Übergang ($F=2, m_F = 0$) \rightarrow ($F=3, m_F = 1$) dargestellt. Diese wurden aufgenommen, indem der erste Pulsabstand T_1 auf einen Wert von etwa 3 ms eingestellt war und der zweite Pulsabstand T_2 um diesen Wert herum variiert wurde. Der erste Pulsabstand war dabei auf ein Vielfaches der Zeit, bei der ein Wiederaufleben des Kontrastes auftritt, eingestellt, so dass man einen maximalen Kontrast erwarten konnte. Jeder Punkt in der Abbildung entspricht dabei einer Mittelung über die Messwerte dreier Springbrunnenzyklen. Auf der Abszisse ist die

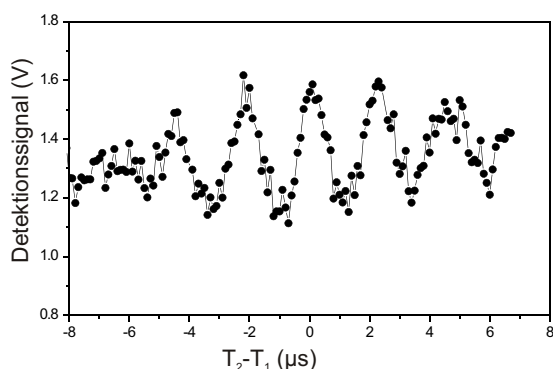


Abbildung 4.4: Dargestellt ist das Wiederauftreten der atomaren Interferenz zum Zeitpunkt der dritten Stehwelle. Die erste Interrogationszeit T_1 ist konstant. Variiert wird die zweite Interrogationszeit T_2 .

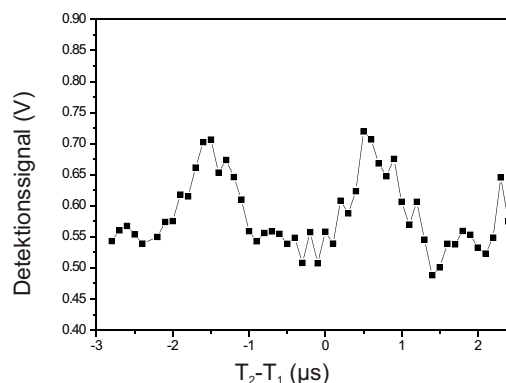


Abbildung 4.5: Interferenzmuster bei der die Pulslänge von 200 ns auf 500 ns erhöht wurde. Die Maxima weisen eine Breite von 40% auf, was die Realisierung einer Vielstrahlinterferenz beweist.

Differenz zwischen dem ersten und zweiten Pulsabstand aufgetragen. Entspricht der erste Pulsabstand genau dem zweiten, ist der Kontrast des beobachteten Interferenzmusters maximal, da dann das Signal unabhängig von der anfänglichen atomaren Geschwindigkeit ist. Die in den beiden Interrogationszeiten akkumulierten Doppler-Phasen kompensieren sich dann gerade. Zu diesem Zeitpunkt treffen sich die atomaren Wellenpakete, die entlang verschiedener Pfade verlaufen, und interferieren miteinander. Auch bei leicht unterschiedlichen Pulsabständen T_1 und T_2 wird noch Interferenz beobachtet, und gerade eine Variation des relativen Abstands stellt eine Möglichkeit dar, die Phase zwischen den Teilstrahlen zu variieren und das Wechselspiel aus konstruktiver und destruktiver Interferenz zu beobachten. Aus der Abbildung 4.4 kann man die Kohärenzzeit zu etwa $T_{coh} = 6 \mu s$ ablesen. Mit der oben bereits erwähnten Formel für die Kohärenzzeit und für die Geschwindigkeitsverteilung $k \Delta v T_{coh} = 1$ ergibt sich zusammen mit der Heisenbergschen Unschärferelation $m \Delta v \Delta x \geq \hbar/2$ ein Ausdruck für die Kohärenzlänge: $\Delta x = \frac{\hbar k}{m} T_{coh}$. m ist hier bei die atomare Masse. Mit der angegebenen Kohärenzzeit kann in unserem Fall auf diese Weise die Kohärenzlänge zu 35 nm abgeschätzt werden.

In Abbildung 4.5 ist ein weiteres auf diese Weise aufgenommenes Interferenzmuster zu sehen für das eine größere Pulslänge der Strahlteilerpulse verwendet wurde. Die Variation

des Pulsabstands T_2 erfolgte hier nur über den Bereich zweier Maxima. Diese Abbildung zeigt, dass wir in unserem Atominterferometer Vielstrahlinterferenzen realisieren können. Dies kann anhand einer Maximabreite identifiziert werden, die kleiner ist als die sich im Fall einer sinusförmigen Zweistrahlinterferenz ergebenden Breite von 50%. In unserem Fall liegt die Maximabreite bei 40%. Im Theorieteil wurden Breiten für eine Beugung in 4 Pfade, 5 Pfade und 6 Pfade angegeben. Die entsprechenden Breiten der Interferenzmaxima lauten 45%, 38% und 32%. Die in unserem Experiment erreichte Zahl der durch eine Stehwelle gebeugten Teilstrahlen kann somit durch Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu etwa 5 Pfaden abgeschätzt werden. Die für diese Messung verwendete längere Pulsdauer von 500 ns hatte allerdings eine Verminderung des Kontrastes zur Folge. Der Kontrast ging im Vergleich zwischen Abbildung 4.4 und 4.5 von 18% auf 14% zurück. Für die meisten Messungen wurde die Pulslänge zur Gunsten eines höheren Kontrastes eingestellt.

Die Experimente für die Vermessung der Erdbeschleunigung wurden bei gleichzeitiger Variation beider Interrogationszeiten durchgeführt. So kann sichergestellt werden, dass in jeden Messpunkt der Überlapp der Wellenpakete maximal ist. Eine Messung für ^{85}Rb im Zustand $F=3, m_F = 0$ zeigt Abbildung 4.6. Der Pulsabstand beträgt hier ca. $T=2$ ms. Zum besseren Verständnis der Form des Signals ist eine Einhüllende des Interferenzmusters eingezeichnet. Das Interferenzmuster ist, wie in Kapitel 2.3 erläutert, ein Resultat zweier sich überlagernder periodischer Phasen, nämlich der Phase auf Grund der Doppler-Verschiebung bzw. der Beschleunigung, die linear mit der Pfadnummer ist, und einer Phase auf Grund des Rückstoßes, die quadratisch mit der Pfadnummerierung eingeht. Die Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden kann nun für die verschiedenen Pfade des Interferometers unterschiedliche Werte einnehmen. Sobald die im Interferometer akkumulierte quadratische Phase zwischen einem zentralen und einem der äußeren Pfade des Interferometers für größere Pulsabstände den Wert eins erreicht, kollabiert das Interferenzsignal. Es ergibt sich jedoch ein Interferenzsignal, wenn die akkumulierte quadratische Rückstoßphase zwischen benachbarten Pfaden ein ganzzahliges Vielfaches von 2π erreicht, da dann die Phasendifferenz modulo 2π zwischen benachbarten Pfaden des Interferometers für alle Pfade gleich ist. Dieses Wiederaufleben des Interferenzkontrasts tritt auf, wenn der Pulsabstand T ein ganzzahliges Vielfaches von π/ω_{rec} erreicht. Für die Rubidium D1-Linie erfolgt das Wiederaufleben periodisch nach einer Erhöhung der

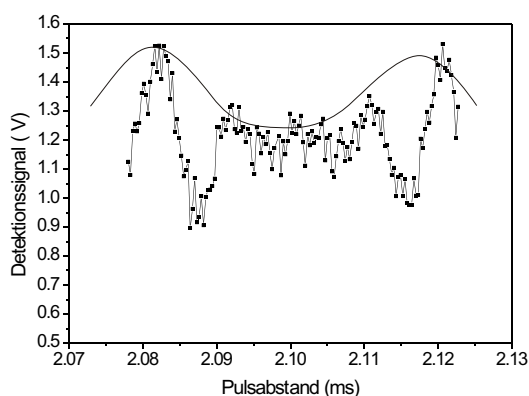


Abbildung 4.6: Atomare Interferenzen bei einem Pulsabstand nahe $T=2$ ms. Beide Pulsabstände wurden bei dieser Messung gleichzeitig variiert. Eingezeichnet ist auch die Einhüllende des Interferenzsignals, die den Verlauf des Kontrasts andeutet. Die Periode der Doppler-Phase hat eine Dauer von $10 \mu\text{s}$ und ist vergleichbar mit der Dauer eines Kollapses und Wiederauflebens von $33,65 \mu\text{s}$.

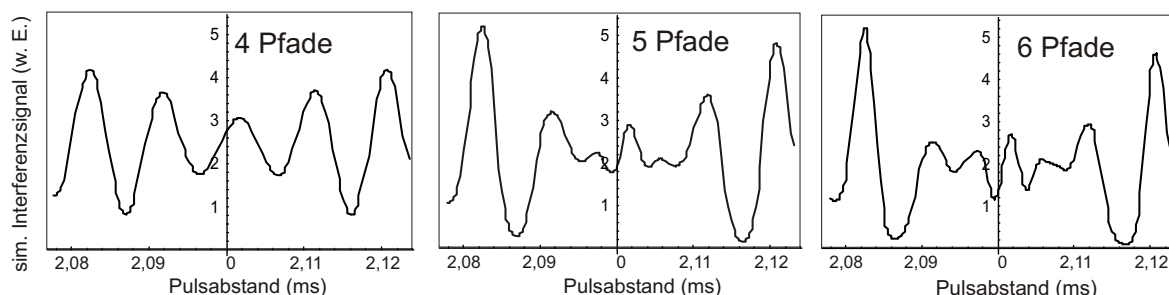


Abbildung 4.7: Zum Vergleich mit den experimentellen Daten sind Simulationen des Interferenzmusters dargestellt, welche für eine Beugung von 4, 5 und 6 Pfaden berechnet wurden.

Interrogationszeit um jeweils $33,65 \mu\text{s}$. Bei einem Pulsabstand von 2 ms ist die Periode der linearen Phase ca. $10 \mu\text{s}$, so dass sie in der gleichen Größenordnung wie die Periode für einen Kollaps und ein Wiederaufleben von $33,65 \mu\text{s}$ liegt. Im Verlauf des Interferenzmusters kann deshalb der Einfluss der beiden Phasen zwar schwer getrennt werden. Ein qualitativer Vergleich des Interferenzverlaufs des experimentellen Signals mit den simulierten, wie sie in Abbildung 4.7 für 4, 5 und 6 angeregte Pfade dargestellt sind, kann

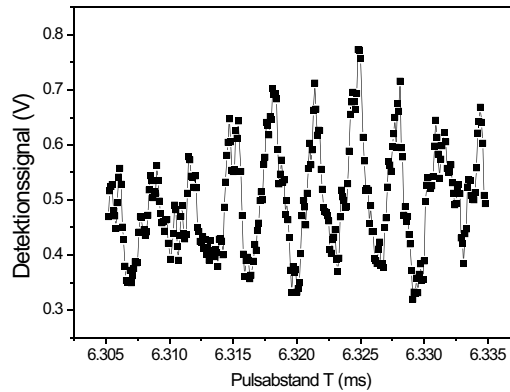


Abbildung 4.8: Interferenzmuster für einen Pulsabstand nahe $T=6$ ms. Die Dopplerverschiebung ist nach längerer Einwirkung der Gravitation größer als für $T=2$ ms, so dass die Doppler-Phase jetzt eine deutlich kürzere Periode ($3 \mu s$) besitzt als die Modulation der Einhüllenden ($33,65 \mu s$).

aber eine Abschätzung der Anzahl an angeregten Beugungsordnungen liefern. Bei dem Vergleich ist zu sehen, dass die beste Übereinstimmung der experimentellen Interferenzen mit den für 5 angeregte Pfade simulierten Daten ausfällt. Darüberhinaus ist die Ähnlichkeit mit dem Signal für 6 Pfade größer als mit dem Signal für 4 Pfade. Bei 4 Pfaden ist nämlich die Amplitude der Oszillationen zwischen einem Kollaps und Wiederaufleben höher als im gemessenen Signal. Die effektive Zahl der Pfade, die in einem Absorptionsgitter gebeugt werden, kann damit zu etwa 5 bis 6 Pfaden abgeschätzt werden, was mit der aus der Maximabreite bestimmten Anzahl übereinstimmt.

In Abbildung 4.8 ist ein Interferenzsignal für eine Interrogationszeit von etwa $T=6$ ms dargestellt. Die Rasterung des Pulsabstands verlief über den Bereich eines Wiederauflebens des Interferenzkontrasts. Es ist deutlich der Einfluss der längeren Beschleunigungszeit der Gravitation zu sehen. Durch die größere Doppler-Verstimmung präzediert die dazugehörige Phase mit einer Periode von etwa $3 \mu s$ etwa dreimal so schnell wie für $T=2$ ms. Aus diesem Grund tritt nun auch eine höhere Anzahl an Oszillationen innerhalb eines Wiederauflebens auf.

Der in unserem Experiment realisierte Interferenzkontrast beträgt typischerweise 20% für kleine Pulsabstände von etwa 2 ms und fällt somit deutlich kleiner aus als der für den verwendeten Übergang erwartete Wert von etwa 80% (siehe Kap. 4.2.3). Wie schon

im Unterkapitel 4.1 erläutert, schreiben wir den im Experiment deutlich kleinen Kontrast insbesondere einer nicht verschwindenden Reflektion an den Kammerfenstern zu. Die reflektierte Lichtwelle erzeugt einen Laufwellenanteil, so dass in den Knoten der Stehwelle eine Restintensität verbleibt und durch optisches Pumpen Dekohärenzen erzeugt. Außerdem können Restreflexionen des Fensters den Verlauf der Wellenfronten der Stehwelle stören, da das Vakuumfenster nicht ganz parallel zu dem retroreflektierenden Spiegel, mit dem die Stehwelle erzeugt wird, steht. So ergab sich zu Beginn der experimentellen Untersuchungen zu den atomaren Strahlteilern, dass der Kontrast des mit zwei Pulsen beobachteten Moiré-Musters lediglich etwa 40 % betrug und kein signifikantes Interferenzsignal des 3-Puls-Interferometers beobachtet werden konnte. Im Laufe der Suche nach der Ursache hierfür wurde festgestellt, dass die Transmission der Anitreflexbeschichtung der Vakuumfenster durch Kontamination von Rubidium stark beeinträchtigt ist. So hat sich während der Experimente im Vorfeld zu den Interferenzmessungen, z. B. während des Aufbaus des Springbrunnens, Rubidium auf dem Fenster abgelagert. Messungen der optischen Transmission ergaben eine Herabsetzung vom erwarteten Transmissionsverlust von 0.2 % auf einen Wert von 6%. Laut [And01] ist es möglich durch Anwendung von weißem Licht Rubidium von Edeldstahlwänden zu desorbieren. Diese Methode erlaubte es uns nun, zu prüfen, ob eine Verringerung des Stehwellenanteils sich auf die Interferenzen auswirkt, ohne die UHV-Kammer öffnen zu müssen. Zur Beleuchtung der Kammerfenster wurde eine Halogenlampe (Philips, Type 13165) verwendet, wie sie zur Aushärtung von Polymeren in der Zahnmedizin benutzt wird. Mit dieser Halogenlampe wurden das untere und obere Kammerfenster für 24 Stunden beleuchtet. Dadurch ergab sich eine Verringerung der Verluste in der Transmission von 6% auf 2%. Daraufhin stieg der Kontrast des beobachteten Moiré-Musters auf 50 % an. Auch konnten anschließend erstmals Interferenzsignale des 3-Puls-Atominterferometers beobachtet werden.

Die Verwendung von Vielstrahlinterferenzen sollte in unserem Experiment zukünftig schmale Maximabreiten ermöglichen, um damit eine höhere Phasengenauigkeit zu erhalten. Die von uns realisierte Maximabreite liegt derzeit allerdings bei ca. 40% bis 50% des Abstandes zwischen zwei Maxima. Prinzipiell würde man erwarten, dass eine Verlängerung der Pulsdauer eine engere Lokalisierung der Atome in den Knoten des Absorptionsgitters bewirken und damit eine Beugung der atomaren Wellenfunktion in höhere Ordnungen zur Folge haben sollte. Da in unserem Experiment eine Verlängerung der Pulsdauern den

Kontrast des Interferenzsignals vermindert, waren wir in der Wahl der Pulslänge limitiert und konnten deshalb nicht ausreichend viele Teilpfade erzeugen, um schmalere Breiten der Interferenzmaxima als 40% zu erreichen. Eine Verminderung der Reflexion an dem Kammerfenster würde wahrscheinlich auch hier eine Verbesserung ergeben und Interferenzsignale mit schärferen Hauptmaxima erlauben. So erwartet man beispielsweise bei einer Anregung von 17 Pfaden pro Wechselwirkungszone eine Breite der Hauptmaxima von $0,10 \cdot 2\pi$.

Atominterferometrie mit drei Absorptionsgittern wurde in der Gruppe von Prof. Zeilinger demonstriert [Ras95]. Hier betrug die Verstimmung von der Resonanz etwa 15 Linienbreiten, so dass sowohl absorptive als auch dispersive Effekte auftreten. In diesem Experiment konnte lediglich eine Aufspaltung der atomaren Wellenpakete in nur zwei Pfade erreicht werden, wobei der Kontrast der resultierenden Interferenzsignale 4% betrug und damit deutlich kleiner ausgefallen ist als der Kontrast von 20%, wie er in unserem Atominterferometer realisiert worden ist.

4.2.2 Einfluss der Schwerebeschleunigung der Erde auf die Interferometerphase

Um eine genaue Messung der Erdbeschleunigung durchführen zu können, sollte die Gravitation möglichst lange auf die Atome einwirken. Dies bedeutet für unser Interferometer, dass die Stehwellenpulse einen möglichst langen zeitlichen Abstand haben sollten, so dass auf den Pfaden des Atominterferometers eine entsprechend große gravitative Phase aufgesammelt werden kann.

In einer ersten Phase des Experiments konnten Pulsabstände von max. 4 ms realisiert werden, womit in einer Interferenzmessung eine relative Phasengenauigkeit von ca. 10^{-5} erreicht werden kann. In diesen Experimenten wurde zur Vibrationsisolierung nur die Aufhängung des rückreflektierenden Spiegels verwendet. Es stellte sich heraus, dass eine weitere Erhöhung des Pulsabstands durch Restvibrationen des rückreflektierenden Spiegels, die trotz der Aufhängung zur passiven Isolierung keine ausreichende Dämpfung erfahren haben (siehe. Kap. 3.3.2), verhindert worden ist. Mit dem Einbau einer zweiten Stufe für die passive Vibrationsisolierung, die aus dem Austausch der bis dahin verwendete-

ten starren Füße des optischen Tisches gegen pneumatisch gelagerte Füße bestand, ergab eine zusätzliche Dämpfung der Vibrationen um ca. 10 dB. Damit war es möglich, den Pulsabstand auf 40 ms zu erweitern, was eine Erhöhung der Genauigkeit für Messungen der Gravitation um 2 Größenordnungen zur Folge hatte.

In Abbildung 4.9 sind Messungen der gravitativen Phase als Funktion des Pulsabstandes T bei Werten von $T = 2$ ms, 6 ms, 12 ms, 25 ms und 40 ms dargestellt. Für die Messungen wurden Interferenzmuster mit dem Isotop ^{85}Rb im Zustand $F = 2, m_F = 0$ aufgenommen. Das Interferometerlicht war dabei resonant mit dem Übergang $(F=2, m_F = 0) \rightarrow (F=3, m_F = 1)$, deren Wellenlänge laut [Joh61, Mor00] 794.9752 nm beträgt. Die gravitative Phase ergibt sich laut Kapitel 2.3 aus $\phi = 2\mathbf{g}\mathbf{k}T^2$, wobei g die Erdbeschleunigung, \mathbf{k} der Wellenvektor und T die Interrogationszeit ist. Da das Signal eine periodische Struktur hat und dadurch bei der Bestimmung der Phase Mehrdeutigkeiten auftreten können, wurde der Phasenverlauf sukzessiv von kleinen Pulsabständen zu großen verfolgt. Mit der angegebenen Formel für die gravitative Phase konnte durch Extrapolation des Phasenverlaufes die Phase vom kleineren zum nächsthöheren Pulsabstand besser als auf $\pi/2$ vorausberechnet werden. Durch Anpassen der Sinusfunktion $\sin(2gkT + \phi)$ an die gemessenen Interferenzmuster konnte dann aus der verbleibenden Phasenabweichung ϕ ein genauerer Wert für die gravitative Phasen und damit auch für g ermittelt werden. Dieser diente dann wieder zur Extrapolation für die gravitative Phase bei einem höheren Pulsabstand. Für die Interrogationszeit von $T=2$ ms haben wir als Anfangswert $g=9,8$ m/s² eingesetzt. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.9 repräsentiert eine quadratische Interpolation der Messwerte und verdeutlicht den funktionellen Zusammenhang der gravitativen Phase mit der Interrogationszeit. Im unteren Teil der Abbildung 4.9 ist die Abweichung der Messwerte von der Interpolation dargestellt. Die mittlere Abweichung der Phase vom theoretischen Verlauf beträgt dabei 125 mrad und entspricht 1/50 einer Periode.

Der aus der Interpolation ermittelte Absolutwert für g hat eine relative statistische Genauigkeit von $\Delta g/g = 1 \cdot 10^{-6}$. Allerdings ist die Justage der Lichtstrahlen in unserem Experiment entlang der Richtung der Gravitation nur bis auf ca. 0.3 Grad genau. Dadurch weist der effektive Wellenvektor und damit auch der Absolutwert der gemessenen Erdbeschleunigung eine systematische Abweichung auf. Den hier ermittelten Absolutwert für die Erdbeschleunigung können wir deshalb nur auf $1 \cdot 10^{-5}$ genau mit $g=9,8072(1)$ angeben.

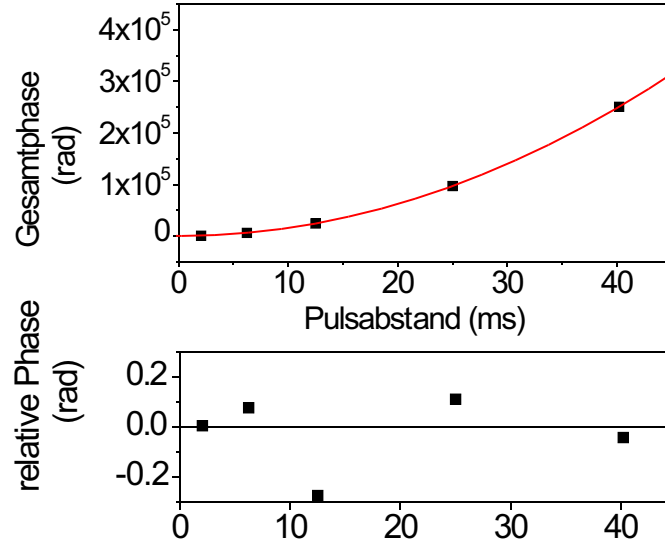


Abbildung 4.9: Dargestellt ist der Verlauf der Phase, die auf Grund der Erdbeschleunigung im Interferometer induziert wird. Die Messwerte stimmen sehr gut überein mit dem theoretischen Verlauf, der eine quadratische Abhängigkeit voraussagt, wobei der Wert für g als freier Parameter in der Anpassung der Parabel gewählt wurde. Im unteren Diagramm sieht man die Abweichung der experimentellen Werte von der Parabel dargestellt.

Allerdings wollen wir mit dem in dieser Arbeit aufgebauten Atominterferometer nicht den Absolutwert der Fallbeschleunigung bestimmen, sondern eine Vergleichsmessung, wie sie im Kapitel 5.2 beschrieben wird, durchführen, bei der sich systematische Fehler, z. B. durch Fehljustage, Wellenfrontkrümmung und Corioliskräfte, weitgehend aufheben.

Zum genauen Vergleich der Erdbeschleunigungen ermitteln wir diese allerdings nicht aus der Interpolation der quadratischen Abhängigkeit der Phase von dem Pulsabstand, sondern bestimmen die Phase für mehrere Messungen bei einem hohen Pulsabstand von 40 ms, weil dann jede der Messungen mit der höchst möglichen Genauigkeit erfolgt. In Abbildung 4.10 ist ein typisches Interferenzmuster für Interrogationszeiten in der Nähe von $T=40$ ms zu sehen, aufgenommen für ^{85}Rb im Zustand $F = 3, m_F = 0$. Ein Datenpunkt entspricht einer Messung während eines Springbrunnenzykluses, der 1.9 s dauert. Zwischen zwei Springbrunnenzyklen wurde der Pulsabstand T um jeweils 10 ns erhöht. Insgesamt

wurden hier 300 Messpunkte aufgenommen, was eine Messzeit von 10 Minuten erforderte. Auf der freien Trajektorie im Springbrunnen erreicht die Doppler-Verschiebung eines Λ -Übergangs bezüglich der Bewegung der Atome einen maximalen Wert von 1 MHz. Es wird angenommen, dass eine solche Verstimmung bei der verwendeten Pulslänge noch nicht zu einer signifikanten Reduzierung des Interferenzkontrasts führt, da bei der verwendeten Pulslänge von 200 ns die Bandbreite der Lichtpulse (etwa 5 MHz) noch ausreichend weit oberhalb der Doppler-Verschiebung liegen sollte.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der für große Interrogationszeiten ($T=40$ ms) aufgenommenen Interferenzsignale liegt bei etwa 2. Der Grund hierfür liegt hauptsächlich im Schuß-zu-Schuß-Rauschen des Detektionssignals im Zusammenhang mit dem für diese größeren Interrogationszeiten kleineren Kontrast. Das Rauschen des Detektionssignals wird durch ein nicht vollständig unterdrücktes Signal der Rubidium-Hintergrundgasatome verursacht. Eine zukünftige Verbesserung der Rauscheigenschaften könnte durch die Verwendung eines durch eine differentielle Pumpstrecke von der Hauptkammer separierten Detektionsbereichs geschehen, in dem ein geringerer Rubidiumpartialdruck herrscht als in der Hauptkammer.

Das gemessene Interferenzmuster zeigt einen sinusförmigen Verlauf, was bedeutet, dass der Hauptbeitrag von Familien kommt, die ein Zweipfad-Teilinterferometer repräsentieren (siehe Abbildung 4.3). Der Kontrast ist hierbei mit 9% kleiner als die bei kleinen Pulsabständen beobachteten Werte. In Abbildung 4.11 sind Messungen des Kontrasts in Abhängigkeit von der Interrogationszeit dargestellt. Es ist zu sehen, dass angefangen mit einem Kontrast von ca. 20% bei $T=2$ ms dieser bis auf etwa 9% bei $T=40$ ms absinkt. Für höhere Pulsabstände wurde die Anpassung einer theoretischen Funktion immer schwieriger, weil der kleine Kontrast ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis ergab, so dass die schlechtere Qualität der Anpassung den Vorteil der langen Pulsabstände im Hinblick auf die Phasengenauigkeit wieder kompensierte. Das Absinken des Kontrastes bei längeren Pulsabständen schreiben wir dem Phasenrauschen zu, welches durch verbliebene Vibrationen des rückreflektierenden Spiegels für die Erzeugung der Stehwelle verursacht wird. Um eine eindeutige Phasenlage der Stehwelle zu gewährleisten, darf die Phase auf der Zeitskala, die durch die Interrogationszeit vorgegeben ist, um nicht stärker als π schwanken. In unserem Fall mit Interrogationszeiten um die 40 ms stören insbesondere Vibrationsfrequenzen des Spiegels bis herab zu etwa 25 Hz. Der Bereich um die 25 Hz ist auch der

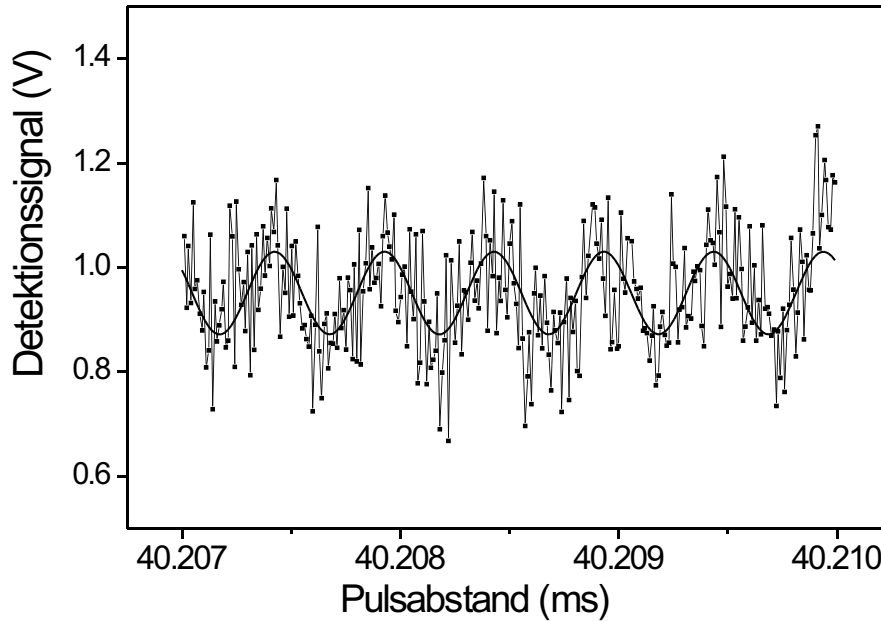


Abbildung 4.10: Interferenzmuster aufgenommen für ^{85}Rb mit einem Lichtgitter resonant mit dem Übergang $F=3 \rightarrow 3$ der D1-Linie für Pulsabstände in der Nähe von 40 ms. Hierbei wurden beide Pulsabstände gleichzeitig variiert. Die durchgezogene Linie repräsentiert eine an das Signal angepasste Sinusfunktion. Der Kontrast des Interferenzsignals liegt bei 9%.

Frequenzbereich, bei dem die Luftlagerung des optischen Tisches Vibrationsamplituden nicht so effektiv wie bei höheren Frequenzen um die 40 Hz dämpfen konnte (vergl. Kapitel 3.3.2 Abbildung 3.11). Fällt das Phasenrauschen höher als π aus, dann ist kein periodischer Verlauf des Signals mehr festzustellen und der Kontrast geht gegen den Wert Null. Dies geschieht im Experiment bei Pulsabständen, die länger sind als 40 ms, für die mit dem derzeitigen Aufbau kein signifikanter Interferenzkontrast beobachtet werden kann.

Die Genauigkeit, mit der die gravitative Phase aus den Messungen der Interferenzmuster bestimmt wird, kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Laut Kapitel 2.3 ist die gravitative Phase: $\phi = 2\mathbf{gk}T^2$. Wenn $k = 2\pi/795 \text{ nm}$, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ und $T = 40 \text{ ms}$ sind, dann berechnet sich die gravitative Phase zu $\phi \approx 40000 \cdot 2\pi$. Ergebe sich nun, z.B. für ein anderes Isotop, ein leicht höheres g mit einer relativen Abweichung um $\Delta g/g = 1/40000$, so würde sich eine solche Abweichung in einer Phasenverschiebung im Interferenzmuster

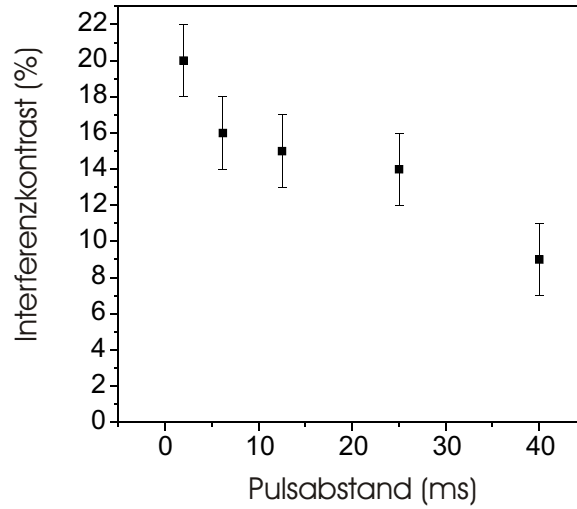


Abbildung 4.11: Dargestellt ist die Abhängigkeit des Interferenzkontrastes von dem Pulsabstand der Strahlteilerpulse. Verbliebene Vibrationen am rückreflektierenden Spiegel sind für den Verlust des Kontrastes bei höheren Interrogationszeiten verantwortlich.

um 2π bemerkbar machen. Diese Phasendifferenz wäre auf jeden Fall in einem periodischen Interferenzsignal durch Bestimmen der absoluten Anzahl der auftretenden Interferenzmaxima nachweisbar. Eine genauere Bestimmung der Phasenlage eines Interferenzmusters als bis auf 2π lässt sich durch Anpassung einer Sinusfunktion an den gemessenen Signalverlauf durchführen. In unserem Experiment kann mit der Anpassung einer Sinusfunktion die Phasenlage bei einer Messung für Interrogationszeiten von 40 ms bis auf $\Delta\phi_{fit} = 0.02 \cdot 2\pi = 125$ mrad ermittelt werden. Diese Genauigkeit erhält man innerhalb einer typischen Messzeit von 10 Minuten. Die relative statistische Genauigkeit für die insgesamt während der Interrogationszeit von 40 ms akkumulierte absolute Phase von ca. $\phi = 40000 \cdot 2\pi$ ergibt sich dann zu

$$\frac{\Delta\phi_{fit}}{\phi} = \frac{0.02}{40000} = 5 \cdot 10^{-7} \quad (4.1)$$

Da die Phase direkt proportional zur Erdbeschleunigung ist, wäre also in einer vergleichenden Messung eine relative Differenz in der Erdbeschleunigung bis auf ein Niveau von $5 \cdot 10^{-7}$ nachweisbar. Durch Mittelung der Resultate mehrerer Spektren sind selbstverständlich deutlich bessere Meßgenauigkeiten möglich. Außerdem kann durch die Implementierung einer aktiven Vibrationsisolierung, wie sie in [Pet99, Hen99] eingesetzt worden

ist, eine Erhöhung der Interrogationszeit auf ca. 160 ms und damit unmittelbar eine 16 fache Verbesserung der Genauigkeit von Gravitationsmessungen erreicht werden. In Kapitel 5 wird eine Anwendung des Interferometers vorgestellt, in der die Beschleunigung zweier unterschiedlicher Objekte im Gravitationsfeld der Erde verglichen und damit das schwache Äquivalenzprinzip getestet wird.

4.2.3 Abschätzung des Kontrastes

Bei dem hier verwendeten Schema zur Aufteilung der atomaren Wellenpakete werden Atome durch resonantes Licht aus dem Grundzustand in einen spontan zerfallenden atomaren Zustand angeregt. Der Hauptteil der Atome zerfällt zwar in nicht detektierte Zustände, es besteht jedoch eine endliche Wahrscheinlichkeit von 22%, dass die Atome durch Emission eines spontanen Photons auch in den detektierten Zustand übergehen. Diese Atome verlieren ihre Phaseninformation und ergeben einen inkohärenten Beitrag im detektierten Signal, was zu einer Verminderung des Interferenzkontrasts führt. Da die während der ersten Stehwelle erzeugten inkohärenten Atome in den folgenden Stehwellen weitestgehend aus dem detektierten Zustand herausgepumpt werden und die in der dritten Stehwelle verursachten Inkohärenzen keinen Einfluss auf die Transmission der atomaren Population durch das dritte Absorptionsgitter haben, reicht es aus, den inkohärenten Anteil für die Wechselwirkung mit nur einer und zwar mit der zweiten Stehwelle zu bestimmen.

Zur Berechnung des inkohärenten Anteils an der Gesamtpopulation im detektierten Zustand wurde ein Zwei-Niveau-System mit dem Grundzustand $|g_D\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$ betrachtet. Die Wechselwirkung des Lichts mit dem atomaren System wird mit der Rabi-Frequenz Ω charakterisiert. Der spontane Zerfall aus dem angeregten Niveau findet mit der Zerfallsrate Γ statt und das Zurückfallen in den Grundzustand wird in den Rechnungen mit der Rate Γ_r berücksichtigt. Die Berechnung wurde für die atomare Dichtematrix ρ durchgeführt, dessen Dynamik mittels der folgenden Bloch-Gleichungen

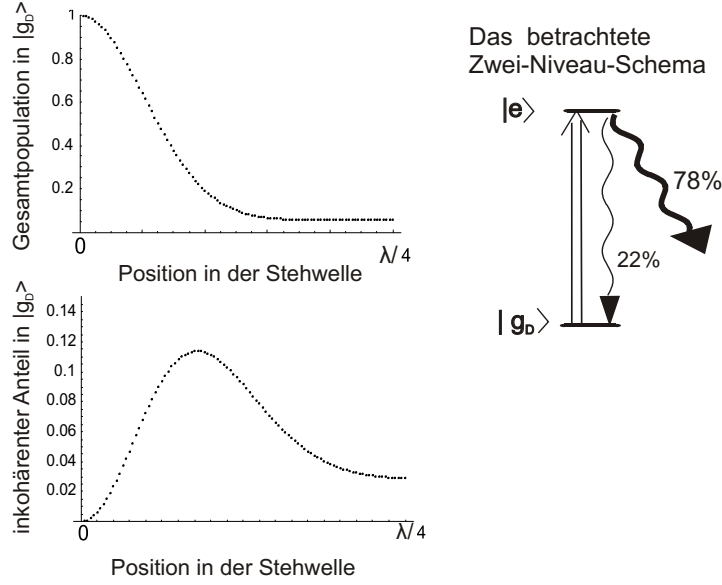


Abbildung 4.12: Dargestellt sind numerische Rechnungen für die im Grundzustand verbleibende Population nach der Wechselwirkung mit einer Stehwelle bei Berücksichtigung einer Rückfallrate in den detektierten Grundzustand von 22%. Es ist die Population im Grundzustand und deren inkohärenter Anteil als Funktion des Ortes in der Stehwelle gezeigt. Der Ursprung der Abszisse entspricht dabei der Position des Stehwellenknotens. Die Rechnungen wurden für eine Pulslänge von 200 ns und für eine Lichtintensität in den Stehwellenbäuchen von der zweifachen Sättigungsintensität durchgeführt. Zusätzlich ist das zur Kontrastabschätzung betrachtete Niveau-Schema abgebildet.

beschrieben wird [Ala99]:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{gg} &= \Gamma_r \rho_{ee} + i\Omega/2(\rho_{ge} - \rho_{eg}), \\
 \dot{\rho}_{ee} &= -\Gamma \rho_{ee} + i\Omega/2(\rho_{eg} - \rho_{ge}), \\
 \dot{\rho}_{ge} &= -\Gamma/2 \rho_{ge} + i\Omega/2(\rho_{ee} - \rho_{gg}), \\
 \dot{\rho}_{eg} &= -\Gamma/2 \rho_{eg} + i\Omega/2(\rho_{gg} - \rho_{ee}).
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

ρ_{gg} und ρ_{ee} bezeichnen dabei die atomaren Besetzungen im Grund- und im angeregten Zustand und $\rho_{eg}(= \rho_{ge}^*)$ repräsentiert die Kohärenz zwischen den beiden Zuständen.

Es wurde nun die nach einer Pulslänge von 200 ns verbleibende Population im Grundzustand ρ_{gg} (22%) numerisch bei Rückfallraten von $\Gamma_r = 22\%$ berechnet. Die Lichtintensität

in den Stehwellenmaxima entsprach hierbei der zweifachen Sättigungsintensität. Um den inkohärenten Anteil an $\rho_{gg}(22\%)$ zu bestimmen, wurde auch die Population $\rho_{gg}(0\%)$ im Grundzustand bei einer Rückfallrate von 0% ermittelt. Der nach der Wechselwirkung mit einem Lichtgitter im Grundzustand verbleibende inkohärente Anteil $\rho_{gg,inkoh.}$ kann aus der Differenz der beiden Populationen abgeschätzt werden:

$$\rho_{gg,inkoh.} = \rho_{gg}(22\%) - \rho_{gg}(0\%).$$

In Abbildung 4.12 sind die Ergebnisse der Rechnung gezeigt. Es ist die gesamte Population $\rho_{gg}(22\%)$ und der inkohärente Anteil $\rho_{gg,inkoh.}$ im Grundzustand in Abhängigkeit von der Position in der Stehwelle und damit von der an diesem Ort herrschenden Intensität dargestellt. Es ist zu erkennen, dass in den Stehwellenknoten, wo die Lichtintensität Null beträgt, keine Population aus dem Grundzustand heraus gepumpt wird. Je näher sich die Atome an einem Stehwellenbauch befinden, desto weniger Population verbleibt im Grundzustand. Der inkohärente Anteil ist in der Nähe des Stehwellenknotens relativ klein, da hier kaum Anregung in den oberen Zustand $|e\rangle$ stattfindet und damit auch wenige spontane Emissionsprozesse Inkohärenzen einführen können. In der Nähe der Intensitätsmaxima ist der inkohärente Anteil auch sehr klein, weil bei genügend hoher Intensität (etwa Sättigungsintensität) die Atome ausreichend viele Anregungszyklen erfahren und der inkohärente Anteil der Population mit hoher Wahrscheinlichkeit in die nicht detektierten Zustände zerfallen kann. Der größte Beitrag zum inkohärenten Untergrund ergibt sich im dem dazwischen liegenden Bereich mittlerer Intensitäten.

Mit der Integration des inkohärenten Anteils $\rho_{gg,inkoh.}$ und der gesamten Population $\rho_{gg}(22\%)$ über den Bereich einer viertel Wellenlänge der Stehwelle kann der inkohärente Anteil an der insgesamt durch ein Absorptionsgitter transmittierten Populationen im Zustand $|g_D\rangle$ bestimmt werden. Bei einer Rückfallrate von 22% beträgt der inkohärente Anteil 20% . Der Kontrast ergibt sich daraus zu 80% ($=100\%-20\%$) für die hier verwendeten Parameter der Stehwelle. Dieser Wert für den Kontrast ist größer als der in unserem Experiment erzielte Wert von 20% . Eine endliche Rückfallwahrscheinlichkeit in den detektierten Zustand ist also nicht alleine für den kleinen Kontrast in unserem Experiment verantwortlich. Wie bereits erwähnt, vermuten wir Restreflexionen an den Kammerfenster als eine weitere Ursache dafür.

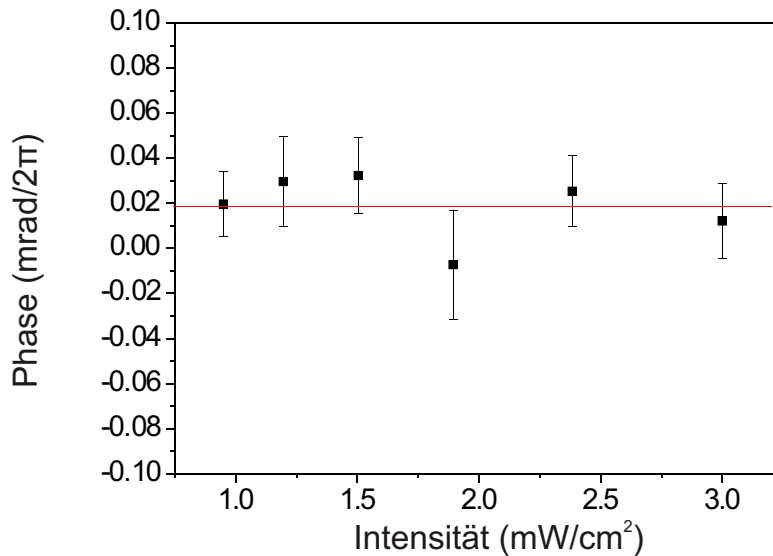


Abbildung 4.13: Aufgetragen ist die Phase des Interferenzmusters gegen die Intensität der atomaren Strahlteilerpulse bei einer Interrogationszeit von $T=40$ ms. Eine lineare Regression ergibt eine mit dem Wert Null übereinstimmende Steigung. Das Interferometer zeigt damit keine systematische Abhängigkeit von der dynamischen Stark-Verschiebung.

4.2.4 Unabhängigkeit des Interferometers vom dynamischen Stark-Effekt

Ein Vorteil des in dieser Arbeit vorgestellten Atominterferometers ist, dass die interferierenden Pfade sich alle in dem gleichen internen atomaren Zustand befinden und damit keine systematischen Effekte durch den dynamischen Stark-Effekt auftreten. Im Gegensatz dazu ist die bisher genaueste Messung der Schwerebeschleunigung, die mit einem Atominterferometer gemessen wurde, mit einer atomaren Superposition zwischen den Hyperfeingrundzuständen von Cäsium durchgeführt worden [Pet99]. Da die beiden internen Zustände unterschiedlich an das Lichtfeld ankoppeln, verursacht das Lichtfeld auf Grund des dynamischen Stark-Effekts eine unterschiedliche Frequenzverschiebung der atomaren Niveaus, welches sich in einer Phasenverschiebung des Interferenzmusters bemerkbar macht [Pet98, Mei00]. Dieses führt zu einem systematischen Fehler, der bei dieser Messung der Schwerebeschleunigung sehr genau untersucht werden muss. In den im folgenden beschriebenen Messungen soll untersucht werden, ob die erwartete Unabhängigkeit des

Interferenzmusters vom dynamischen Stark-Effekt bestätigt werden kann.

Da die Kopplung des Atoms an das Lichtfeld und damit die Phasenverschiebung intensitätsabhängig ist, wurden mehrere Interferenzmuster bei einem Pulsabstand von 40 ms aufgenommen, wobei die Intensität der atomaren Strahlteilerpulse in einem Bereich zwischen 1 mW/cm^2 und 3 mW/cm^2 verändert wurde. Eine größere Variation der Intensität ist dadurch beschränkt, dass bei zu niedrigen oder zu hohen Intensitäten der Kontrast des Interferenzmusters zu klein war, um eine vernünftige Anpassung einer theoretischen Funktion zu gewährleisten. Die Intensität wird über die Amplitude des Hochfrequenzgenerators gesteuert, der einen der beiden akusto-optischen Modulatoren (AOM) treibt, mit denen das Licht für die Strahlteiler geschaltet wird (siehe Skizze 3.3). Mit einem geeichten Intensitätsmessgerät (Coherent Fieldmaster, Modell LM-2) wird die Intensität der Strahlteilerpulse mit einer Genauigkeit von etwa 5% vermessen.

Die aus den Interferenzmustern bestimmten relativen Phasen sind in Abbildung 4.13 gezeigt. Die Messwerte weisen bei Variation der Intensität einen flachen Verlauf auf. Der Mittelwert der Messungen ist mit einer durchgehenden Linie markiert. Zur Prüfung einer Abhängigkeit wurde eine lineare Anpassung an die Messdaten angelegt. Es ergab sich eine Steigung von $(0,005 \pm 0,09) \text{ rad}/\frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$, welche im Rahmen der Fehlergrenzen mit Null übereinstimmt. Auf dem Niveau unserer Phasengenauigkeit konnte damit keine Phasenverschiebung der Interferenzen durch das Lichtfeld der optischen Strahlteilerpulse nachgewiesen werden.

4.2.5 Abschätzung der systematischen Fehler auf Grund des quadratischen Zeeman-Effekts

Eine weitere mögliche Quelle für systematische Fehler in unserem Experiment stellt der quadratische Zeeman-Effekt dar. Obwohl die in unserem Interferometer verwendeten Atome sich in dem Zustand mit der magnetischen Quantenzahl $m_F=0$ befinden und somit nicht durch den linearen Zeeman-Effekt beeinflusst werden, können diese Zustände jedoch durch den quadratischen Zeeman-Effekt energetisch verschoben werden. Verlaufen die atomaren Wellenpakete auf räumlich getrennten Pfaden, so erzeugen Magnetfeldgradienten innerhalb der Vakuumkammer eine unterschiedliche Energieverschiebung der in-

ternen Zustände auf den jeweiligen Pfaden, so dass sich eine Differenzphase zwischen benachbarten Pfaden ergibt, die als systematischer Fehler in die Messungen eingehen würde. In unserem Experiment wird zwar der Experimentierbereich von äußeren Magnetfeldern abgeschirmt, eine vollständige Abschirmung ist jedoch nicht möglich, da durch den notwendigen optischen Zugang Öffnungen in die Abschirmung eingelassen werden müssen und dadurch in der Kammer ein Restmagnetfeld vorhanden ist. Der Effekt ist bei geringen Feldern zwar im Allgemeinen sehr klein, soll aber hier abgeschätzt werden.

Dazu wurde die Größe der Magnetfelder entlang der atomaren Trajektorie des Springbrunnens mittels Mikrowellenspektroskopie zwischen zwei Zeeman-Komponenten der beiden Hyperfeinzustände mit $m_F=0$ und $m_F=1$ bestimmt. Es wurde der frequenzabhängige Populationstransfer zwischen den beiden atomaren Zuständen bei der Einstrahlung eines Mikrowellen- π -Pulses beobachtet. Durch Messung der entsprechenden Resonanzfrequenz kann bei anliegendem Magnetfeld die Verschiebung der atomaren Übergangsfrequenz auf Grund des linearen Zeeman-Effektes beobachtet werden. Die Atome wurden zur unterschiedlichen Zeiten nach dem Hochwerfen der Atome mit dem Mikrowellenfeld bestrahlt, so dass die gemessene Resonanzfrequenz dem Magnetfeld an dem jeweiligen Ort der Atome entspricht. Die Messungen ergaben entlang einer Strecke von 1.7 cm eine Frequenzverschiebung von 10 KHz, was einem Magnetfeldgradienten von 8 mG/cm entspricht. Die räumliche Trennung der Pfade erreicht bei einer Rückstoßgeschwindigkeit von 1,2 cm/s und einer Interrogationszeit von 40 ms einen Wert von 0.5 mm. Die Teilpfade erfahren somit einen Magnetfeldunterschied von 0.4 mG.

Die Verschiebung der Übergangsfrequenz der $m_F=0$ -Komponente des oberen Hyperfeingrundzustands in ^{87}Rb auf Grund des quadratischen Zeeman-Effektes kann mittels der Breit-Rabi-Formel [Bre31] bestimmt werden und lautet [Biz99]

$$\Delta f_{Hfs} = 288 \text{ Hz} / G^2. \quad (4.3)$$

Mit dem oben berechneten Magnetfeldunterschied ergibt sich eine Differenzfrequenz zwischen zwei Pfaden von $46 \mu\text{Hz}$. Benachbarte Pfade sammeln dadurch in einer Interrogationszeit von $T=40$ ms eine Phasendifferenz von $1,8 \cdot 10^{-6} \cdot 2\pi$ auf. Diese entspricht einem systematischen Fehler in der Bestimmung der Erdbeschleunigung von $\Delta g = 4.6 \cdot 10^{-11} \text{g}$. Der Wert liegt vier Größenordnungen unterhalb der in diesem Experiment erreichten statistischen Genauigkeit. Selbst bei Genauigkeiten im Bereich von 10^{-9} , wie sie zur Zeit

in den besten Absolutmessungen der Erdbeschleunigung mit Atominterferometer erreicht werden [Pet99], könnte dieser Effekt noch vernachlässigt werden.

Kapitel 5

Vergleichende Messung der Erdbeschleunigung

Die im vorherigen Kapitel demonstrierte Empfindlichkeit des Atominterferometers gegenüber der Gravitation wurde im weiteren Verlauf dieser Arbeit dazu genutzt, die Erdbeschleunigung von Atomen in unterschiedlichen Hyperfeinzuständen, bei denen die Ausrichtung des Kernspins relativ zur Richtung des Elektronenspins unterschiedlich ist, zu vergleichen. Es wurde auch die Gravitation in Abhängigkeit von der atomaren Masse gemessen. Dazu wurde die Erdbeschleunigung der beiden Rubidiumisotope ^{85}Rb und ^{87}Rb verglichen. Beide Messungen stellen einen direkten Test des schwachen Äquivalenzprinzips und indirekt den Test des Einsteinschen Äquivalenzprinzips dar.

5.1 Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzip

Das schwache Äquivalenzprinzip (SÄP) ist Teil des umfassenderen Einsteinschen Äquivalenzprinzips (EÄP). Das EÄP besagt, in einem frei fallenden Bezugssystem könne ein Beobachter keine Effekte der Gravitation in einem strikt lokalem Experiment feststellen. Lokal bedeutet hier, dass die Ausdehnung des Experiments klein im Vergleich zur Krümmung der Raum-Zeit ist. Effekte der Raum-Zeit-Krümmung können also in einem solchen Experiment vernachlässigt werden. Das EÄP besteht insgesamt aus drei unterge-

ordneten Prinzipien [Lam97, Will93]:

- das bereits erwähnte schwache Äquivalenzprinzip (SÄP): frei fallende Testobjekte fallen entlang der gleichen Trajektorie, anders ausgedrückt: die Bewegung eines Objektes im Gravitationsfeld wird von der Form der Raum-Zeit und nicht von einer Eigenschaft des Objekts bestimmt.
- die lokale Lorentz-Invarianz (LLI): Alle nicht gravitativen experimentellen Ergebnisse sind unabhängig von der Relativgeschwindigkeit und relativen Orientierung zweier Laboratorien, in denen das gleiche Experiment stattfindet.
- die lokale Positions-Invarianz (LPI): Alle nicht gravitativen experimentellen Ergebnisse sind unabhängig von der Position des Laboratoriums im Gravitationsfeld, in dem die Experimente stattfinden.

Das EÄP bildet die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Die Überprüfung des EÄP kann zur tieferen Fundierung und möglicherweise auch zur Erweiterung der allgemeinen Relativitätstheorie als einer der wichtigsten Theorien in der Physik beitragen. Insbesondere bieten Tests der untergeordneten Prinzipien einen experimentellen Zugang zur Verifizierung des übergeordneten EÄP. So gibt es in der aktuellen Diskussion unterschiedliche theoretische Erwägungen, die eine Verletzung der untergeordneten Prinzipien und damit auch des EÄP voraussagen. In [Lam97] ist eine Liste von möglichen Theorien angegeben, aus der hier nur zwei stichwortartig erwähnt werden sollen.

- Theorien zur Vereinheitlichung der Quantentheorie und der Gravitation, wie der Stringtheorie, sagen eine Verletzung des LLI und LPI voraus.
- Spekulative Theorien zur Verletzung der P,C oder T Symmetrie in der Gravitationswechselwirkung erlauben eine Spin-abhängige gravitationelle Wechselwirkung und führen damit zur Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips.

Ein einfacher Weg, die Verletzung des SÄP zu beschreiben, ist die Einführung voneinander unabhängiger Werte für die träge Masse m_{inert} und die schwere Masse m_{grav} eines

Körpers [Will93]. Die träge Masse ist verbunden mit der Bewegung eines Körpers, was in der Newtonschen Bewegungsgleichung deutlich wird:

$$m_{inert} \cdot a = F \quad (5.1)$$

F ist hierbei eine Kraft, z.B. Coulomb-Kraft, die eine Beschleunigung a also eine Bewegung verursacht. Die schwere Masse hingegen bestimmt die Kopplung an ein Gravitationsfeld. Bei einem Testobjekt im Schwerfeld der Erde wäre dies:

$$F = m_{grav} \cdot \frac{G m_{Erde}}{r^2} = m_{grav} \cdot g \quad (5.2)$$

In der Nähe der Erdoberfläche kann man den Term, der die Gravitationskonstante G , die Masse der Erde m_{Erde} und den Abstand des Testkörpers vom Erdmittelpunkt beinhaltet, zu der konstanten Kopplung g zusammenfassen. Setzt man die Gleichung 5.1 und 5.2 gleich, so ergibt sich

$$m_{inert} \cdot a = m_{grav} \cdot g \quad (5.3)$$

Es ist sofort zu erkennen, dass wenn die träge und die schwere Masse gleich sind, dass dann die Beschleunigung, die ein Körper im Schwerfeld der Erde erfährt, der Kopplung g entspricht. Sind die beiden Massenterme ungleich so liegt eine Verletzung des SÄP und damit auch des EÄP vor. Diese ist experimentell nachweisbar, wenn für zwei Körper ein unterschiedliches Verhältnis m_{inert}/m_{grav} gemessen wird.

Ein Unterschied zwischen der trägen und der schweren Masse kann sich bei zusammengesetzten Objekten laut [Will93] durch eine Betrachtung der Bindungsenergie ergeben. Bei zusammengesetzten Objekten besteht die Masse als erstes aus der Summe der Ruhemassen der einzelnen Objekte. Je nach Wechselwirkung kommen allerdings noch Massen hinzu, die der Bindungsenergie auf Grund von elektromagnetischen, der starken und schwachen Wechselwirkungen äquivalent sind. Geht man nun davon aus, dass die Bindungsenergie E_{Bind} unterschiedlich zur trägen und schweren Masse beitragen, so kann dies folgendermaßen formuliert werden:

$$\begin{aligned} m_{inert} &= m_{grav} + \eta E_{Bind}/c^2 \\ \Rightarrow m_{inert} &= m_{grav} + \Delta m \end{aligned} \quad (5.4)$$

η ist ein Parameter, der den Anteil der Bindungsenergie an der Differenz der beiden Massen ausdrückt. Dieser Anteil wird mit Δm abgekürzt und im Folgenden als anomale Masse

bezeichnet. Wird nun mit Gleichung 5.4 die Bewegungsgleichung formuliert und nach der Beschleunigung aufgelöst, wobei der gesamte Unterschied in Δm zusammengefasst und $m_{inert} = m_{grav}$ angenommen wird, so führt dies zu:

$$m_{inert} a = (m_{grav} + \Delta m) g \quad (5.5)$$

$$a = \left(1 + \frac{\Delta m}{m_{inert}}\right) g \quad (5.6)$$

Hier entspricht die Beschleunigung a nicht mehr genau der Kopplung an das Gravitationspotential. Es ergibt sich ein zusätzlicher Term, der die anomale Masse enthält. Ist nun die anomale Masse bei zwei Objekten unterschiedlich, so folgt sofort, dass diese Objekte eine unterschiedliche Beschleunigung erfahren und sich unterschiedlich im Gravitationsfeld bewegen. Eine objektabhängige Anomalie würde zu einer Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips führen. Da es auf diesem Feld verschiedene theoretische Ansätze gibt, ist es auf der experimentellen Seite wichtig, unterschiedliche Zugänge zur Überprüfung des EÄP zu ermöglichen. So wurde für unpolarisierte makroskopische Materie das SÄP mittels eines Torsionspendels bis auf 10^{-12} bestätigt [Su94]. In anderen Versuchen wurde eine magnetische Legierung unterschiedlich polarisiert und deren Erdanziehung mit einer Waage gemessen. Die Gültigkeit des SÄP konnte dabei bis auf einen relativen Unterschied von ca. 10^{-9} verifiziert werden [Hsi89]. Die Atominterferometrie bietet nun eine alternative Methode zur Überprüfung des SÄP an, bei der Tests auf atomarer Ebene möglich werden.

5.2 experimentellen Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit konnte in zwei Experimenten die prinzipielle Verwendbarkeit unseres Atominterferometers für präzise Tests des Äquivalenzprinzips auf atomarer Basis demonstriert werden. In Abbildung 5.1 sind die beiden Möglichkeiten zur Verletzung des SÄP, die in dieser Arbeit untersucht wurden, in einer Übersicht schematisch dargestellt. Es wurde die Fallbeschleunigung abhängig von der Einstellung des Kernspins relativ zum Elektronenspin sowie als Funktion der Nukleonenzahl gemessen.

Für die Spin-abhängige Messung wird das Isotop ^{85}Rb mittels der im Kapitel 3.2 beschriebenen MW-Zustandsselektion wahlweise im unteren Hyperfeingrundzustand mit

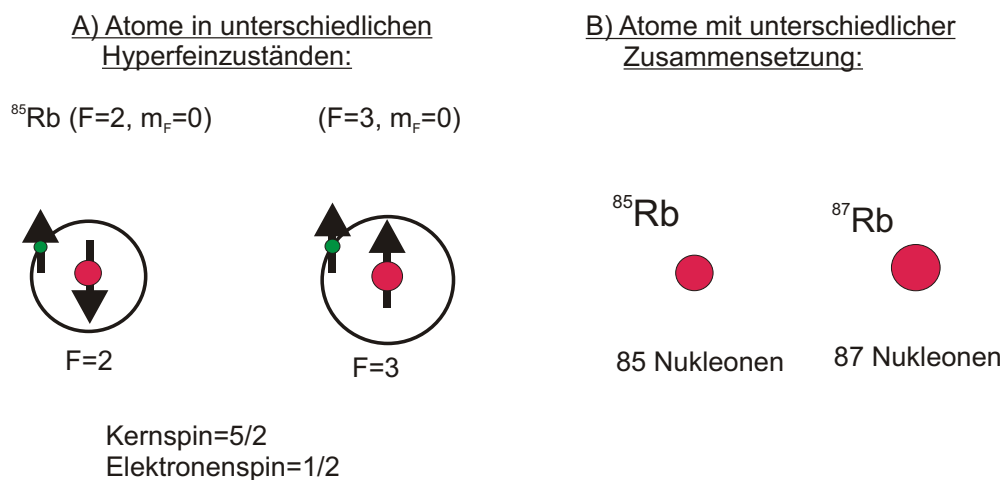


Abbildung 5.1: Es sind schematisch die beiden in dieser Arbeit untersuchten Möglichkeiten zur Verletzung des Äquivalenzprinzips dargestellt. Es wurde die Fallbeschleunigung als Funktion der Kernspineinstellung bezüglich des Elektronenspins und in Abhängigkeit der Nukleonenzahl gemessen.

$F = 2, m_F = 0$ oder im oberen mit $F = 3, m_F = 0$ präpariert. Die optischen Strahlteiler werden auch auf die entsprechenden resonanten Übergänge stabilisiert (siehe. Kap.4.2 und Anhang A). In Abbildung 5.2 (a) und (b) sind atomare Interferenzen für die beiden Hyperfeingrundzustände bei Pulsabständen von ca. 40 ms zu sehen. Für beide Interferenzen wurde zur Rasterung der Pulsabstände der selbe Bereich von 40,207 ms bis 40,210 ms verwendet. Zwischen den Interferenzmustern ist eine leichte Phasenverschiebung zu sehen. Diese ist nicht auf eine Differenz in der Beschleunigung zurückzuführen, sondern auf die unterschiedlichen Wellenlängen der verwendeten Übergänge für die optischen Strahlteiler. Diese betragen für den Übergang $F = 2, m_F = 0 \rightarrow F' = 3, m_F = 1$ $\lambda = 794,9752$ nm und für $F = 3, m_F = 0 \rightarrow F' = 3, m_F = 1$ $\lambda = 794,9816$ nm [Joh61, Mor00].

Für eine vergleichende Messung wurden mehrere Interferenzmuster mit einem der bei-

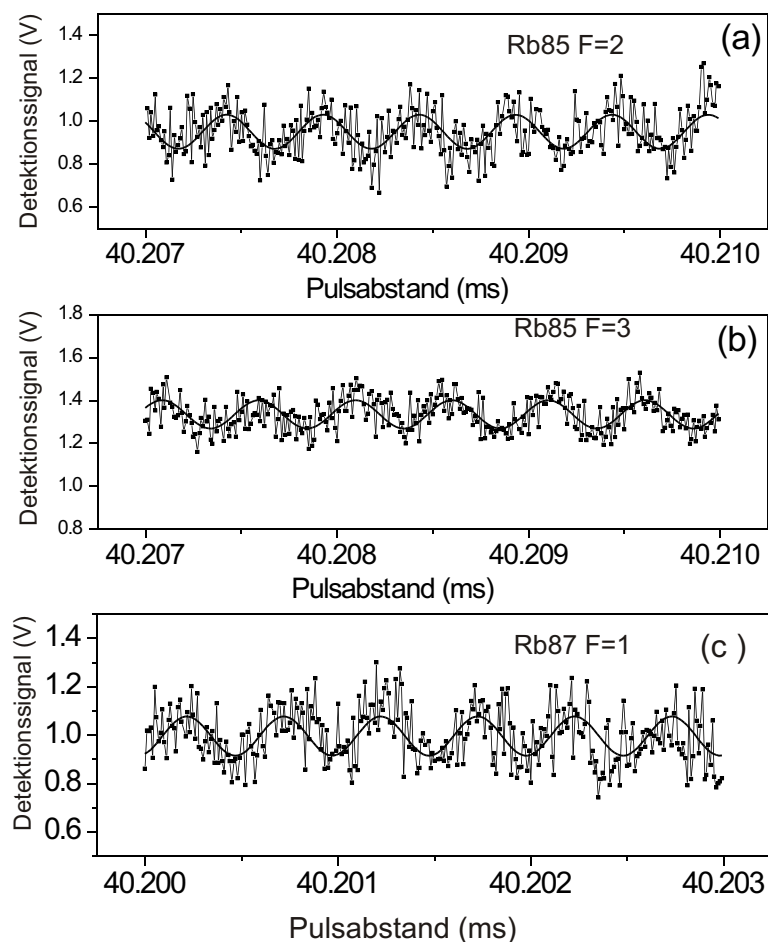


Abbildung 5.2: In Bild (a) und (b) sind zwei Interferenzmuster für ^{85}Rb in unterschiedlichen Hyperfeingrundzuständen dargestellt. Die verwendeten atomaren Übergänge der Rubidium D1-Linie lauten: $F=2, m_F=0 \rightarrow F'=3, m_F=1$ (a), $F=3, m_F=0 \rightarrow F'=3, m_F=1$ (b). Die erkennbare leichte Phasenverschiebung zwischen den Interferenzmustern resultiert aus der unterschiedlichen Wellenlänge der beteiligten Übergänge. In Abbildung (c) ist ein Interferenzmuster für das Isotop ^{87}Rb , welches eine um der Wert 2 höhere Nucleonenzahl hat als ^{85}Rb , aufgeführt. Das Strahlteilerlicht war dabei resonant mit dem atomaren Übergang $F=1, m_F=0 \rightarrow F'=2, m_F=1$ der Rubidium D1-Linie. Für die Auswertung wurde eine Sinusfunktion an die Interferenzmuster angepasst (durchgezeichnete Kurve).

den Hyperfeinzustände aufgenommen, dann die Frequenz des Lasersystem für die optischen Strahlteiler auf den jeweils anderen Übergang umgestellt und die gleiche Anzahl an Interferenzmustern aufgezeichnet. Das Umschalten des Lasersystems zwischen den zwei Übergängen kann innerhalb von 10 Minuten durchgeführt werden. Zur Auswertung der Messdaten wurde eine Anpassung einer Sinusfunktion an die aufgenommenen Interferenzmuster durchgeführt. Mit dem aus der Anpassung gewonnenen Parameterwert für die Phase wurde die Erdbeschleunigung für die beiden Zustände berechnet. In Abbildung 5.3 (a) ist die Differenz der ermittelten Werte mit den statistischen Fehlerbalken dargestellt. Der Mittelwert über die Messsitzungen ergibt sich zu:

$$\frac{g_{F=2} - g_{F=3}}{g_{F=2}} = 4,1 \cdot 10^{-8} \pm 1,2 \cdot 10^{-7} \quad (5.7)$$

und ist mit der waagerechten durchgezogenen Linie im Graphen eingezeichnet. Der Mittelwert stimmt innerhalb des statistischen Fehlers mit dem erwarteten Wert für die Fallbeschleunigung von Null im Rahmen der Fehlergrenzen überein. Wir konnten für die beiden Hyperfeingrundzustände kein Unterschied in ihrer freien Bewegung im Gravitationsfeld nachweisen. Es wurde damit ein Test des schwachen Äquivalenzprinzips in Bezug auf eine Spin-Abhängigkeit der Gravitation bis auf ein Niveau von $1.2 \cdot 10^{-7}$ durchgeführt.

Unsere Apparatur ermöglicht auch den Vergleich zwischen den Erdbeschleunigungen der Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb . Für das Umschalten zwischen den beiden Isotopen wurde die Frequenzstabilisierung des Springbrunnenlasers umgestellt sowie die Frequenz des Mikrowellengenerators und die Längen der Mikrowellenpulse für die Zustandspräparation neu eingestellt. Außerdem musste auch hier die Frequenz des Interferometerlichts dem entsprechenden Isotop angepasst werden. Auch diese Umstellung konnte ohne großen Aufwand bewerkstelligt werden und dauerte hier etwa 15 bis 20 Minuten. Typische experimentelle Interferenzmuster für beide Isotope sind in Abbildung 5.2(a) und (c) zu sehen. Für den Vergleich wird zuerst das Isotop ^{85}Rb im Zustand $F=2$ $m_F=0$ präpariert und dessen Fallbeschleunigung bestimmt. Dann werden die gleichen Messungen mit dem Isotop ^{87}Rb im Zustand $F=1$, $m_F=0$ ($\lambda = 794.9700$ [Joh61, Mor00]) durchgeführt. Die Rasterung des Pulsabstandes musste für die Messungen mit den beiden Isotopen in unterschiedlichen zeitlichen Bereichen erfolgen, da beim Wechsel zu dem jeweils anderen Isotop ein Kollaps und Wiederaufleben des Interferenzsignals und damit ein maximaler Kontrast für verschiedenen Interrogationszeiten aufgetreten sind. Die Ergebnisse von drei Messsitzungen

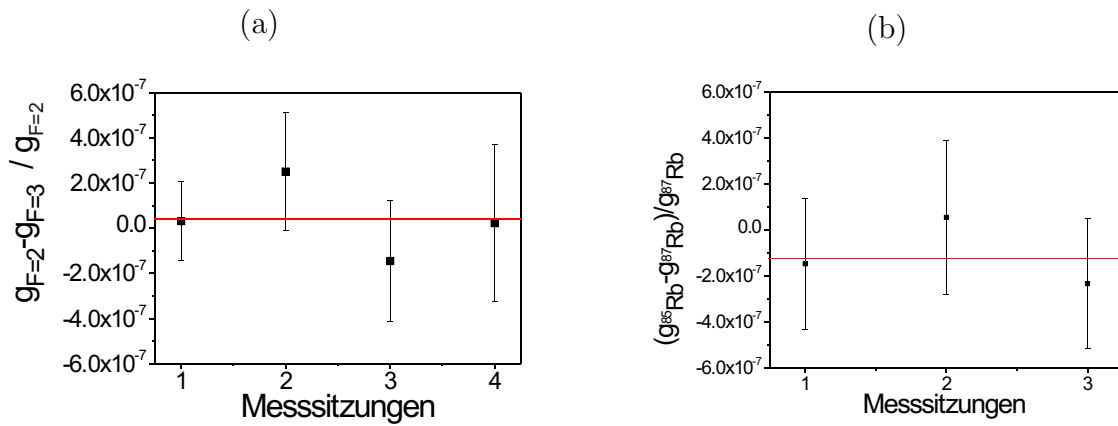


Abbildung 5.3: (a) Vergleich der Erdbeschleunigung g für die beiden Hyperfeingrundzustände $F=2$, $m_F=0$ und $F=3$, $m_F=0$ von ^{85}Rb . Die Datenpunkte stellen die relative Differenz der beiden Messwerte dar. Die Mittelung (durchgehende Linie) über 4 Messsitzen ergibt keinen Unterschied in der Gravitation innerhalb einer relativen Genauigkeit von $1.2 \cdot 10^{-7}$. (b) Der Vergleich zwischen den Isotopen ^{85}Rb $F=2$ und ^{87}Rb $F=1$ ergibt eine Übereinstimmung der Gravitation innerhalb von $1.7 \cdot 10^{-7}$

sind in Abbildung 5.3 (b) graphisch dargestellt. Aus den Messwerten wurde ein Mittelwert für die Differenz der Schwerebeschleunigung ermittelt:

$$\frac{g^{85\text{Rb}} - g^{87\text{Rb}}}{g^{87\text{Rb}}} = (1,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-7}. \quad (5.8)$$

Auch dieses Ergebnis stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Wert Null überein. Für den Fall unterschiedlicher Isotope können wir also innerhalb der Messgenauigkeit von $1,7 \cdot 10^{-7}$ keinen Unterschied in der Erdbeschleunigung feststellen. Damit konnte mit einer an ungebundenen Atomen durchgeführten Messung das schwache Äquivalenzprinzip für verschiedene Isotope bei einer Differenz der Nukleonenzahl von 2 bestätigt werden.

Mit den hier vorgestellten Messungen konnte gezeigt werden, dass das in dieser Arbeit entwickelte Atominterferometer geeignet für Präzisionsmessungen der Erdbeschleunigung ist und darüber hinaus für Tests des Einsteinschen Äquivalenzprinzips mit von der Umgebung isolierten quantenmechanischen Objekten verwendet werden kann.

Kapitel 6

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Atominterferometer basierend auf der Beugung von Wellenpaketen neutraler Atome an drei gepulsten absorptiven Lichtgittern realisiert. Mit dem Atominterferometer gelangen vergleichende Messungen der Erdbeschleunigung mit Atomen in unterschiedlichen Hyperfeinzuständen sowie mit unterschiedlichen atomaren Isotopen. Diese Messungen stellen neuartige Tests des Äquivalenzprinzips dar. Die relative Genauigkeit der Vergleichsmessungen lag jeweils bei etwa 10^{-7} .

In einem zukünftigen Aufbau kann die Auflösung des Interferometers durch zusätzliche technische Verbesserungen weiter erhöht werden. So ermöglicht die Verwendung einer aktiven Vibrationsisolierung des Spiegels, mit dem die Stehwelle erzeugt wird, eine stärkere Dämpfung der aus der Umgebung ankoppelnden Schwingungen. Damit sollten sich Interrogationszeiten von etwa 150 ms bis 200 ms ergeben, was einer Steigerung um Faktor 5 im Vergleich zu den hier realisierten Pulsabständen bedeutet. Da die Phasengenauigkeit quadratisch mit der Interrogationszeit ansteigt, würde dies in einer etwa 25-fachen Steigerung der Auflösung unseres Atominterferometers resultieren. Eine weitere wichtige Verbesserungsmaßnahme stellt die Reduktion des Rauschens im Detektionssignal dar. So kann mit dem Einbau eines separaten Detektionsbereichs, der durch eine differentielle Pumpstrecke von der Hauptkammer getrennt ist, eine kleinere Rubidiumkonzentration in diesem Bereich und damit eine bessere Unterdrückung des Fluoreszenzsignals des Hintergrundgases erreicht werden. Dies sollte ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 100:1

ermöglichen. Weiteres Potential liegt auch in der Verbesserung der Qualität des Absorptionsgitters. Beeinträchtigungen der Wellenfronten durch störende Reflexionen an den Einkoppelfenstern für das Interferometerlicht in die Vakuumkammer können durch Umbau der Kammer vermieden werden. Die Verminderung der Restreflexion würde zu einer deutlicheren Ausbildung der Stehwellenknoten führen. Dies sollte zu einer Verbesserung des Interferenzkontrasts führen sowie darüber hinaus auf Grund der schärferen Lokalisierung der Lichtknoten der optischen Stehwelle höhere atomare Beugungsordnungen und damit eine größere Zahl von Teilstrahlen ermöglichen. Die Aufspaltung der atomaren Wellenpakete in 17 Teilstrahlen hätte z.B. Interferenzmaxima mit Breiten von ca. $0.1 \cdot 2\pi$ zur Folge und würde eine Verbesserung um etwa den Faktor 5 im Vergleich zu den in diesem Experiment realisierten Breiten von $0.4 \cdot 2\pi$ bis $0.5 \cdot 2\pi$ bedeuten. Weiterhin kann eine Erhöhung des Kontrastes durch die Wahl von atomaren Übergängen für die optische Stehwelle mit einem günstigeren Verzweigungsverhältnis der spontanen Zerfallsraten in den detektierten Zustand und der undetektierten Zustände erreicht werden. Während bei den zur Zeit verwendeten Übergängen wie beispielsweise $F=3, m_F=0 \rightarrow F=3, m_F=1$ der D1-Linie für ^{85}Rb die Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Zerfall zurück in den detektierten Grundzustand $1/4.5$ beträgt, so liegt diese beispielsweise bei der Komponenten $F=3, m_F=0 \rightarrow F=2, m_F=1$ lediglich bei $1/9$. Dadurch tragen weniger Atome, deren Kohärenz durch die spontane Emission eines Photons verloren gegangen ist, zum Detektionssignal bei. Allerdings ist die Sättigungsintensität dieses schwächeren Übergangs entsprechend einem Faktor 2 höher, so dass größere Lichtleistungen für eine effiziente Strahlteilung der atomaren Wellenpakete notwendig wäre. Mit der Umsetzung der vorgeschlagenen Verbesserungsmaßnahmen sollte sich in Zukunft eine Erhöhung der Phasengenauigkeit auf etwa 10^{-10} erreichen lassen. Dies würde einer Steigerung gegenüber der zur Zeit besten atominterferometrischen Messungen der Erdbeschleunigung, die eine Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-9}$ aufweist [Pet99], um eine Größenordnung entsprechen.

Differentielle Messungen der Erdbeschleunigung, wie beispielsweise die in dieser Arbeit beschriebenen Tests des Äquivalenzprinzips auf atominterferometrischer Basis sollten sich mit noch höheren Genauigkeiten durchführen lassen. Zukünftige Projekte können die Messung des Photonenrückstoßes sowie des Absolutwerts der Fallbeschleunigung beinhalten. Es sind auch Vergleichsmessungen zwischen Atomen mit einer höheren Massendifferenz, wie Rubidium und Cäsium, denkbar, bei denen man empfindlicher auf masseabhängige

Effekte in der Fallbeschleunigung wäre. Außerdem könnten Atominterferometer auf einer Weltraummission für Präzisionsmessungen eingesetzt werden, wie es in dem längerfristig angelegten Forschungsprojekt HYPER geplant wird, da in der Schwerelosigkeit die Interrogationszeit deutlich erhöht und damit die Genauigkeit voraussichtlich um etliche Größenordnungen gesteigert werden kann.

Anhang A

Niveau-Schema von ^{85}Rb und ^{87}Rb

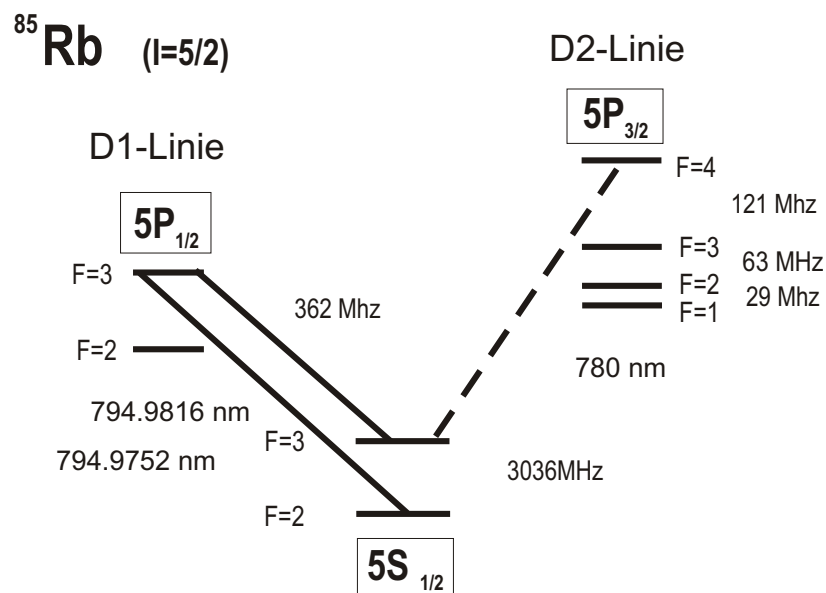


Abbildung A.1: Niveauschema des Rubidiumisotops ^{85}Rb . Eingezeichnet mit durchgezeichnete Linie sind die für die atomaren Strahlteiler verwendeten Übergänge. Mit unterbrochener Linie ist der Kühl- und Detektionsübergang gekennzeichnet. Die Wellenlängenangaben sind aus [Joh61, Mor00] und die Hyperfeinabstände aus [Ari77] entnommen.

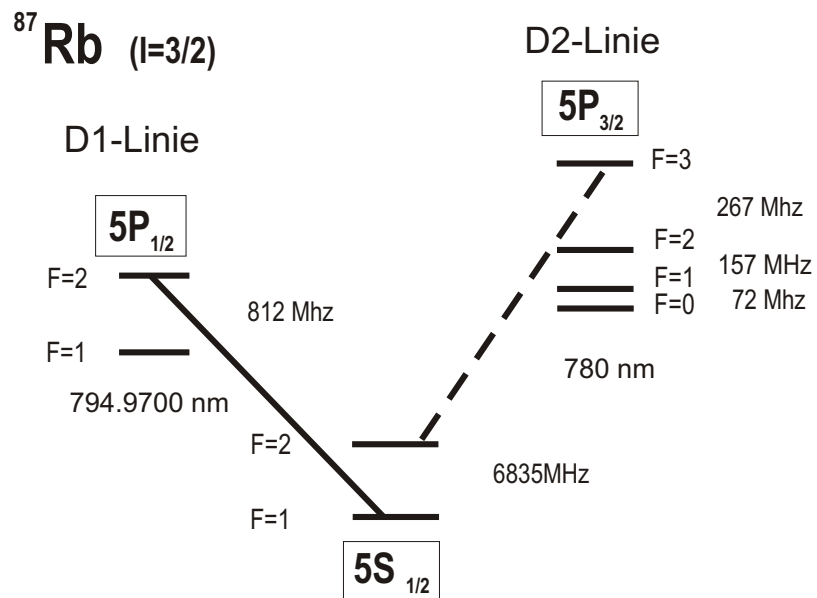


Abbildung A.2: Niveauschema des Rubidiumisotops ^{87}Rb . Angaben wie in Abbildung A.1

Literaturverzeichnis

- [Ala99] Sher Alam, “Lasers without Inversion and Electromagnetically Induced Transparency”, (SPIE, Bellingham, 1999)
- [All75] L. Allen, J. H. Eberly, “Optical Resonance and Two-Level Atoms”, (Wiley, New York, 1975)
- [Ari77] E. Arimondo, M Inguscio und P. Violino, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31 (1977)
- [And01] B. Anderson et al., *Phys. Rev. A* **63**, 023404 (2001)
- [Aud93] J. Audretsch, U. Bleyer und C. Lämmerzahl, *Phys. Rev. A* **47**, 4632 (1993)
- [Bat97] H. Batelaan, S. Bernet, M. K. Oberthaler, E. M. Rasel, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger in “Atom Interferometry”, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997)
- [Biz99] S. Bize, Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon und C. Salomon, *Europhys. Lett.* **45**, 558 (1999)
- [Bjo83] G. C. Bjorklund et al. *Appl. Phys. B* **32**, 145 (1983)
- [Bre31] G. Breit and I. I. Rabi, *Phys. Rev.* **38**, 2082 (1931)
- [Bro22] L. de Broglie, *C. R. Acad. Sci. Paris* **175**, 811 (1922)
- [Bro91] I. N. Bronstein K.A. und Semendjajew, “Taschenbuch der Mathematik” (B. G. Teuner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, 1991)
- [Car91] O. Carnal und J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991)

- [Chu97] A. P. Chu et al., *Opt. Comm.* **134**, 105 (1997)
- [Dal89] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2023 (1989)
- [Dav27] C. J. Davission und L. H. Germer, *Phys. Rev.* **30**, 705 (1927)
- [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)
- [Est30] I. Estermann und O. Stern, *Z. Phys.* **61**, 95 (1930)(World Scientific, Singapore, 1993)
- [Fra04] S. Fray, C. A. Diez, T. W. Hänsch und M. Weitz, eingereicht bei *Phys. Rev. Lett.* im Februar 2004
- [Gus97] T. L. Gustavson, P. Bouyer und M. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997)
- [Hah50] E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950)
- [Hal81] J.L. Hall, L. Hollberg, T. Baer und G. Robinson, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 680 (1981)
- [Hen01] J. M. Hensley, Ph. D. thesis, Stanford, (2001)
- [Hen99] J. M. Hensley, A Peters und S. Chu, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 2735 (1999)
- [Heu98] Tilman Heupel, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, (1998)
- [Hin97] H. Hinderthür, A. Pautz, V. Rieger, F. Ruschewitz, J. L. Peng, K. Sengstock, and W. Ertmer, *Phys. Rev. A* **56**, 2085 (1997)
- [Hin99] H. Hinderthür, F. Ruschewitz, H.-J. Lohe, S. Lechte, K. Sengstock, and W. Ertmer, *Phys. Rev. A* **59**, 2216 (1999)
- [Hsi89] C. H. Hsieh et al., *Mod. Phys. Lett.* **4**, 1597 (1989)
- [Joh61] I. Johansson, *Arkiv Fysik* **34**, 573 (1961)
- [Lam97] C. Lämmerzahl, "Proceedings of the International School of Cosmology and Gravitation", Course XV, 1997, edited by P. G. Bergmann, V. DeSabbata, G.T. Gilles, P. Pronin, (World Scientific, Singapore, 1998)

- [Lau99] P. Laurent et al., in “Proceedings of the International Conference on Laser Spectroscopy” (World Scientific, London, 1999)
- [Len97] A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein und D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 760 (1997)
- [Let88] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould und H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [Kas91] M. Kasevich und S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)
- [Kas92] M. Kasevich und S. Chu, *Appl. Phys. B* **54**, 321 (1992)
- [Mai62] H. Maier-Leibnitz und T. Springer. *Z. Phys.* **167**, 368 (1962)
- [Mar91] P. Marte, P. Zoller und J. L. Hall, *Phys. Rev. A* **44**, R4118 (1991)
- [Mar54] L. Marton, J. A. Simpson und J. A. Suddeth, *Phys. Rev.* **90**, 490 (1954)
- [Met99] “Laser Cooling and Trapping”, H. J. Metcalf und P. van der Straten (Springer-Verlag, New York, 1999)
- [Mei01] Michael Mei, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2001)
- [Mei00] M. Mei, T. W. Hänsch und M. Weitz, *Phys. Rev. A* **61**, 020101(R), (2000)
- [Mor00] D.C. Morton: “Atomic data for resonance absorption lines. II. Wavelengths longward of the Lyman limit for heavy elements.”, *Astrophysical Journal Supplement Series*, vol.130, no.2, Oct. 2000, pp.403-36. (siehe auch WWW: www.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/staff/morton/atomicdataII/TABLE4.pdf)
- [Mol97] P. A. Molenaar, P. van der Straten, H. G. M. Heideman und H. Metcalf, *Phys. Rev. A* **55**, 605 (1997)
- [Mol55] G. Möllenstedt und H. Duker, *Naturwissenschaften* **42**, 41 (1955)
- [Pou46] R. V. Pound, *Rev. Sci. Instrum.* **17**, 490 (1946)
- [Pet98] A. Peters, Ph. D. thesis, Stanford, (1998)

- [Pet99] A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu, *Nature* **400**, 849 (1999)
- [Pri91] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette und D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991)
- [Ram50] N.F. Ramsey, *Phys. Rev.* **78**, 695-699 (1950)
- [Ram56] N.F. Ramsey, "Molecular Beams" (Oxford University Press, Oxford, 1956)
- [Ram89] N.F. Ramsey, in "Nobel Lectures in Physics 1981-1990", T. Frängsmyr und G. Ekspöng (Hrsg.) (World Scientific, Singapore, 1993)
- [Ras95] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2633 (1995)
- [Rie91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke und Ch. J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991)
- [San99] 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)
- [Sau97] B. Saubaméa, T. W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc und C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3146 (1997)
- [Ste97] U. Sterr, K. Sengstock, W. Ertmer, F. Riehle und J. Helmcke in "Atom Interferometry", P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997)
- [Su94] Y. Su, B. Heckel, E. Adelberger, J. Gundlach, M. Harris, G. Smith und H. Swanson, *Phys. Rev. D* **50**, 3614 (1994)
- [Tan91] C. Cohen Tannoudji, "Atomic Motion in Laser Light", in: "Fundamental Systems in Quantum Optics" (Elsevier, Amsterdam, 1991) und dort erwähnte Referenzen
- [Tho27] G. P. Thomson, *Nature* **120**, 802 (1927)
- [Weis93] D. S. Weiss, B. C. Young und S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2706 (1993)
- [Weit96] M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2356 (1996)
- [Weit97] M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, *Appl. Phys. B* **65**, 713 (1997)

- [Wic02] A. Wicht et al., Phys. Scr. **T102**, 82 (2002)
- [Will93] C. M. Will, “Theory and experiments in gravitational physics” (Cambridge University Press, Cambridge, 1985)
- [You02] T. Young, Phil. Trans. Roy. Soc., London **12**, 387 (1802)
- [You97] B. C. Young, M. Kasevich und S. Chu in “Atom Interferometry”, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ich danke Prof. Dr. Theodor W. Hänsch für die Möglichkeit, meine Doktorarbeit in seiner Gruppe auf dem faszinierenden Gebiet der Quantenoptik anfertigen zu dürfen. Prof. Dr. Martin Weitz danke ich für die Betreuung während seiner Zeit am Max-Planck-Institut und für seine Mühe, sich in zahlreichen hilfreichen Gesprächen und Telefonaten für den Erfolg des Experiments engagiert zu haben, obwohl er als Professor nach Tübingen berufen worden ist. Dr. Michael Mei hat mich in die Geheimnisse der Interferometerapparatur eingeweiht und mit seiner persönlichen Art eine nette Atmosphäre in der gemeinsamen Zeit schaffen können. Insbesondere habe ich zu Anfang seine kunstvolle Art bewundert, zu der er die vielen BNC-Kabeln verwoben hatte. Im letzten Jahr der experimentellen Arbeit hat mich Cristina Alvarez während ihrer Diplomarbeit tatkräftig unterstützt und zum Gelingen der Messungen zum Äquivalenzprinzip beigetragen. Claus Lämmerzahl hat durch seine Anregungen und Diskussionen bei der Interpretation der Gravitationsmessungen geholfen. Weiterhin danke ich Giovanni Ciennini und Rainer Scheunemann für die gemeinsamen Diskussionen und Gespräche in fachlichen und privaten Dingen. Marc Fischer und Nikolai Kolachevsky danke ich für die kollegiale Toleranz und ihren Humor, der beim Experimentieren im gleichen Labor allerdings an verschiedenen Experimenten notwendig ist. Die Techniker Wolfgang Simon und Charly Linner haben mit ihrer Erfahrung den sicheren und reibungslosen Einbau der pneumatischen Füße und dem Verbinden zweier optischer Tische ohne aufwendigen Umbau der Optik ermöglicht und Helmut Brückner stand stets mit gutem Rat bei Problemen mit der Elektronik bereit. Die Sekretärinnen Rosemarie Lechner und Gabi Gschwendtner waren bei organisatorischen Problemen immer bemüht und hilfreich. Mein Dank geht auch an alle Mitglieder der Gruppe Hänsch, die für ein gutes und offenes Arbeitsklima gesorgt haben. Außerdem danke ich Christof Iserlohe für seine moralischen Unterstützung bei den vielen gemeinsamen Biegartenbesuchen.

Zuletzt möchte ich meinen Freunden und meiner Familie danken, ohne deren Rückhalt diese Arbeit nicht möglich wäre, und besonders gilt mein Dank Isabelle, die in der Zeit, in der ich in München lebte, viel Verständnis und Geduld aufgebracht hat.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Sebastian Fray
Geburtsort: Freiburg (Polen)
Geburtstag: 12.05.1972
Familienstand: ledig

Schulbildung:

1979 - 1983 Grundschule
08.1983 - 06.1992 Ernst-Moritz Arndt-Gymnasium, Remscheid.
Abschluss: Abitur

Hochschulbildung:

10.1993 - 09.1999 Studium der Physik an der
Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal,
10.1995 Vordiplom
09.1999 Abschluss: Physik-Diplom

ab 04.2000 Promotion an der LMU