
Unterschrift BetreuerIn



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

DIPLOMARBEIT

Studien zur Ramsey-Spektroskopie ultrakalter Neutronen im Rahmen des *q*Bounce Experiments

ausgeführt am Atominstitut
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von
Univ.Prof. Dipl.-Phys. Dr.rer.nat. Hartmut Abele
Dipl.-Ing. Tobias Rechberger

durch

Patrick Schmidt, BSc.

Waldenstein 112
3961 Waldenstein

Wien, den 13. Februar 2017

Unterschrift StudentIn

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Studien zur neuesten Realisierung des q BOUNCE-Experiments durchgeführt. Dieser Aufbau erlaubt Gravitations - Resonanzspektroskopie nach der Ramsey-Methode durchzuführen. Dazu wurde das Experiment am Forschungsreaktor des Institut Laue-Langevin (ILL) in Frankreich teilweise aufgebaut. Im Speziellen wurde das neu gefertigte Gerüst aus Planaluminium, das einige für das Experiment notwendige Prismen und Sensoren hält, zusammengesetzt und getestet. Mit Hilfe des Gerüsts war es nun möglich, die Regelung der Neutronenspiegelhöhen zu implementieren, verbessern und quantifizieren. Die neue Regelung erlaubt nun die mittlere Stufenhöhe zwischen den einzelnen Regionen auf unter einen Mikrometer zu regeln.

Ein weiterer Teil der Arbeit bestand darin, theoretische Überlegungen zum Experiment durchzuführen. Dazu wurde die Ramsey-Resonanzspektroskopie für die q BOUNCE-Anwendung durchgerechnet. Insbesondere wurde die Erweiterung des Experiments auf mehrere vibrierende Regionen, sowie der Fall von Phasen und Frequenzverschiebungen zwischen den oszillierenden Regionen, betrachtet.

Des Weiteren wurden neue Absorber ausgemessen und quantifiziert, um die Rauheit mit jener der Absorber aus dem vorangegangenen Experiment vergleichen zu können. Dabei wurde eine weitestgehende Übereinstimmung mit den Vorgängern festgestellt, wobei doch ein nicht zu vernachlässigender Anstieg der mittleren Rauheit auszumachen war.

Die für künftige spinabhängige Messungen nötigen Magnetfelder, werden mittels zweier Rahmenspulenpaare erzeugt. Die resultierenden Felder, sowie die auftretenden Temperaturanstiege wurden theoretisch berechnet und teilweise getestet, um sie entsprechend den Anforderungen dimensionieren zu können.

Abstract

Within this master thesis, studies on the newest realisation of the q BOUNCE - experiment have been done. With this version of the experiment it is possible to perform gravitation-resonance spectroscopy using the ramsey method of separated oscillatory fields.

For this reason the experiment was set up at the research reactor at the Institut Laue-Langevin (ILL) in France. Especially the newly constructed aluminium frame, that holds some of the necessary prisms and sensors was assembled and tested. This made it possible to implement, improve and quantify the automatic control mechanism for the neutron mirror heights. The new mechanism allows to maintain an average step-size of less than 1 micrometer.

In another part of this thesis theoretical aspects of the experiment were considered. For this reason the ramsey-spectroscopy for the special case of the q BOUNCE experiment was being calculated. In addition to this the effects of more than two oscillating regions as well as effects of phase and frequency differences between the oscillating regions were examined.

Furthermore the new absorbers were being measured and quantified, to compare their properties to those of the previous experiment. The results are very similar to the old ones, except one can identify a non negligible increase of the roughness parameters.

The magnetic fields for future spin dependent measurements are produced by a pair of coils with rectangular shape. The resulting magnetic fields of these coils, as well as their temperature rise were calculated theoretically and partially tested, in order to scale them properly.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie	7
2.1	Resonanzspektroskopie	7
2.1.1	Rabi-Methode	7
2.1.2	Ramsey-Methode	8
2.2	Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie	9
2.2.1	Anregung von Übergängen der Neutronenzustände	10
2.2.2	Ramsey-artiger Aufbau	14
2.2.3	Oszillationsamplitude	16
2.2.4	Resonanzkurven	17
2.2.5	Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen	18
2.3	Erweiterung auf mehr als zwei oszillierende Regionen	20
2.4	Auswirkungen einer Phasen-/Frequenzdifferenz der Oszillatoren	22
3	Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen	25
3.1	Experimenteller Aufbau des q BOUNCE Experiments	25
3.1.1	Die Vakuumkammer	26
3.1.2	Die Magnetfeldabschirmung	26
3.1.3	Der Messgranit	27
3.1.4	Das Blendensystem	27
3.1.5	Das Spiegelsystem	28
3.1.6	Das Hauptgerüst	28
3.1.7	Der Neutronendetektor	29
3.2	Motivation und Grundidee	29
3.3	Das Führungsfeld	30
3.4	Erwärmung der Anordnung	35
3.5	Umbau des Detektors	36
4	Charakterisierung der Absorber	39
4.1	Absorber	39

4.2	Oberflächenrauheit	39
4.2.1	Amplitudenparameter	40
4.2.2	Die Amplituden-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	41
4.2.3	Die Autokorrelationsfunktion	42
4.2.4	Das Frequenzspektrum	42
4.3	Tastschnittgeräte	43
4.4	Messungen	44
4.4.1	Manuelle Datenverarbeitung	44
4.4.2	Messungen an den Referenzproben	46
4.4.3	Messungen an den Absorbern	47
5	Automatisierung und Test der Stufenüberwachung	51
5.1	Auswirkung von Stufen zwischen den Regionen	51
5.1.1	Reflexion an Stufen	51
5.1.2	Übergänge zwischen den Neutronen-Eigenzuständen	52
5.2	Aufbau und Prinzip	53
5.2.1	Spiegelsystem	53
5.2.2	Das Gerüst	55
5.3	Durchführung	56
5.3.1	Ermittlung der Stellwerte und Stufen	57
5.4	Korrekturen der Messwerte der kapazitiven Sensoren	59
5.4.1	Endliche Sensorbreite	59
5.4.2	Unregelmäßigkeiten des Linearverfahrtisches	59
5.4.3	Systematische Fehler	62
5.5	Ergebnisse	66
6	Conclusio und Ausblick	71

1 Einleitung

Nach heutigem Stand der Forschung existieren in unserem Universum vier Arten von Wechselwirkungen, denen sich nahezu alle Prozesse zuordnen lassen. Während die elektrische, schwache und starke Wechselwirkung als Quantenfeldtheorien durch das Standardmodell beschrieben werden, fehlt die Gravitation in diesem Modell. Sie wird durch Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie als eine klassische Feldtheorie behandelt. Die Vereinheitlichung der vier bekannten Wechselwirkungen stellt bis heute eine der größten offenen Fragen der Physik dar. Obwohl die Allgemeine Relativitätstheorie bis heute ihre Gültigkeit hat, lassen sich doch einige empirische Beobachtungen, wie die Rotationskurven von Galaxien [Tri87], nicht mehr in diesem Modell erklären. Es gibt in der modernen Physik unterschiedlichste Theorien, die auf eine Verallgemeinerung und Ausweitung der Einsteinschen Gesetze abzielen. Eine Möglichkeit Abweichungen vom bekannten Gravitationspotential zu erhalten stellt das von Moody und Wilczek vorgeschlagene Axion dar [MW84]. Weitere Ansätze verfolgen das Konzept von Extradimensionen [CB06], oder das eines Chamäleon Feldes [BvdBD⁺04].

Experimente zur Untersuchung der Gravitation existieren in großer Zahl und in den unterschiedlichsten Formen. Dabei wird Gravitation auf unterschiedlichsten Skalen überprüft. Die Spanne reicht dabei von kosmologischen Untersuchungen, bis hin zu Experimenten im Submillimeterbereich. Dies erlaubt unterschiedlichste Theorien zu überprüfen.

Die *qBOUNCE* Forschungsgruppe des Atominstituts der TU Wien führt Gravitationsexperimente mit ultrakalten Neutronen (UCNs) durch. Das bedeutet eine Spezialisierung auf Untersuchungen im Bereich niedrigster Energieskalen, bei höchster Präzision der Messungen. Um die erforderliche Genauigkeit erreichen zu können, müssen Störeinflüsse möglichst gering gehalten werden. Neutronen weisen aufgrund ihrer Neutralität und Polarisierbarkeit optimale Voraussetzungen für möglichst geringe elektromagnetische Störeinflüsse auf. So liegt die experimentelle Grenze einer möglichen elektrischen Ladung des Neutrons bei $q_n < 1,8 \cdot 10^{-21} q_e$ [BGKM88]. Während auch Atome eine ähnliche Neutralität aufweisen, ist die elektromagnetische Polarisierbarkeit von Neutronen mit $\alpha = (11,6 \pm 1,5) \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3$ [N⁺10] um mehrere Größenordnungen geringer. Einzig magnetische Felder müssen aufgrund des nicht vernachlässigbaren magnetischen Dipolmoments des Neutrons

1 Einleitung

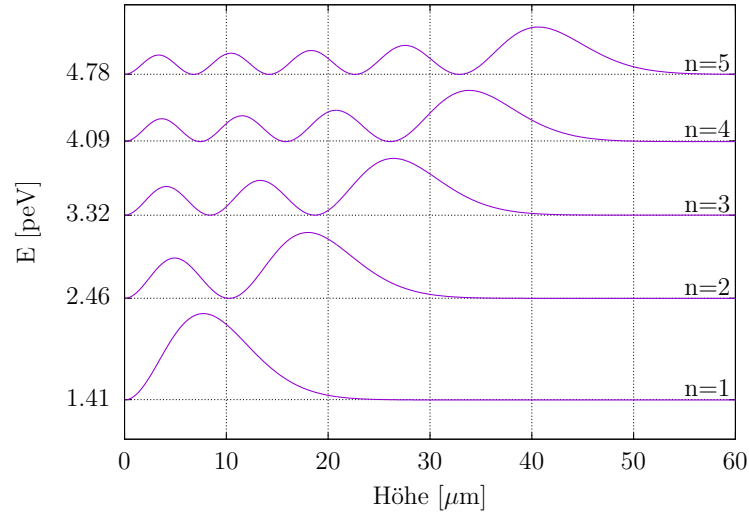


Abbildung 1.1: Energie Eigenzustände und Aufenthaltswahrscheinlichkeitsverteilungen von ultrakalten Neutronen im linearen Gravitationsfeld der Erde über einem Neutronenspiegel. vgl.[AJLS10], Abb.1

abgeschirmt werden.

Die Definition von ultrakalten Neutronen ist keine eindeutige, sondern materialabhängig. Laut [GRL91] werden Neutronen für ein bestimmtes Material dann als *ultrakalt* bezeichnet, wenn sie an dessen Oberflächen unter allen Eintrittswinkeln total reflektiert werden. Typischerweise tritt dieser Fall für die meisten Stoffe bei Neutronenenergien von $< 200 \text{ neV}$ auf. UCNs wurden bereits 1959 von Zel'dovich postuliert [Zel59]. Ihr Nachweis gelang zehn Jahre später in zwei unabhängigen Forschungsgruppen in Russland [LPSS69] und Deutschland [Ste69]. Die Eigenschaft der Totalreflexion unter allen Eintrittswinkeln ermöglicht die Ausbildung von gravitativ gebundenen Zuständen über geeigneten Oberflächen (siehe Abb.1.1). Dieses Quantensystem erlaubt hochpräzise Untersuchungen des Gravitationspotentials. Seit 1985 stellt der Strahlplatz PF2 am ILL in Grenoble, Frankreich, die Quelle mit dem weltweit stärksten kontinuierlichen Fluss an ultrakalten Neutronen dar [S⁺86].

Der Vorschlag eines Spiegelsystems zum Nachweis der gravitativ gebundenen Zustände von ultrakalten Neutronen kam bereits kurz nach deren Entdeckung durch Lushchikov & Frank 1978 [LF78]. Der experimentelle Nachweis dieser Zustände fand im Jahre 2002 statt [N⁺02]. Dabei wurde die Transmission ultrakalter Neutronen durch ein Spiegelsystem in Abhängigkeit des Abstandes der Spiegel untersucht (Siehe Abb. 1.2).

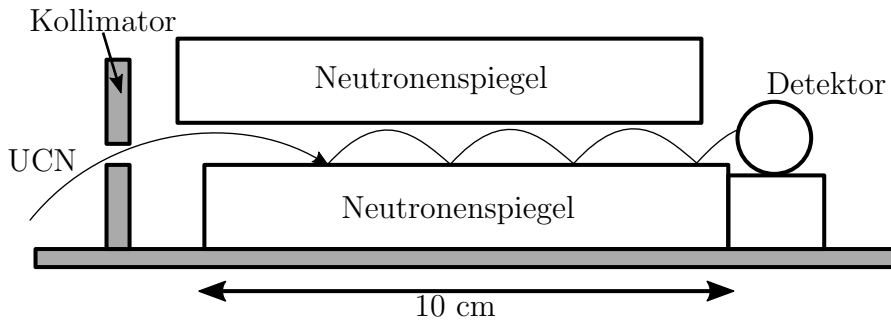


Abbildung 1.2: Versuchsaufbau zum erstmaligen Nachweis der gravitativ gebundenen quantenmechanischen Zustände ultrakalter Neutronen schematisch (vgl. [Jen11], S.13, Abb.1.2)

Hier konnte eindeutig eine Verletzung des klassisch erwarteten Zusammenhanges zwischen Spaltbreite und Transmission festgestellt werden und damit auf quantenmechanisch gebundenen Zustände geschlossen werden.

Zur genaueren Untersuchung der gravitativ gebundenen Zustände wurde 2007, im Rahmen der *qBOUNCE* Kollaboration, ein Experiment zur Messung der zeitlichen Propagation eines UCN-Wellenpaketes entwickelt. Es ist eine Fortsetzung der Experimente von 2002 und schließt direkt an die Erkenntnisse von damals an. Der Aufbau ist in Abb. 1.3 dargestellt. An die Stelle zweier Neutronenspiegel tritt nun ein System aus Neutronenspiegel und Streuer, auch Absorber genannt. Als Absorber bezeichnet man einen aufgerauten Neutronenspiegel. Neutronen, die mit dieser Oberfläche wechselwirken, werden aus dem System gestreut. Wird der Abstand zwischen Neutronenspiegel und Absorber optimal gewählt, so können nur Neutronen im Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand das System passieren. Mittels Spurdetektoren mit hoher Ortsauflösung kann die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte in Abhängigkeit zur Höhe über der Neutronenspiegeloberfläche für diese Neutronen bestimmt werden. In weiterer Folge fallen die Neutronen eine definierte Stufe im Gravitationsfeld der Erde, wodurch höhere Energiezustände angeregt werden können. Die Wahrscheinlichkeitsdichten der Wellenpakete werden in Abständen von wenigen Millimetern vermessen, wodurch die zeitliche Entwicklung der Neutronenzustände untersucht und mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden kann.

Im nächsten Schritt wurden 2009/2010 Übergangsfrequenzen zwischen einzelnen quantenmechanischen Zuständen im Gravitationsfeld gemessen [Jen11]. Dazu wurde die Methode der Rabi-Resonanzspektroskopie verwendet. Dies stellt auch gleichzeitig die erste Realisierung einer Rabi-Resonanzmethode ohne elektromagnetische Wechselwirkung, sondern durch mechanische Oszillationen dar. Der Aufbau ist in Abb. 1.4 dargestellt.

1 Einleitung

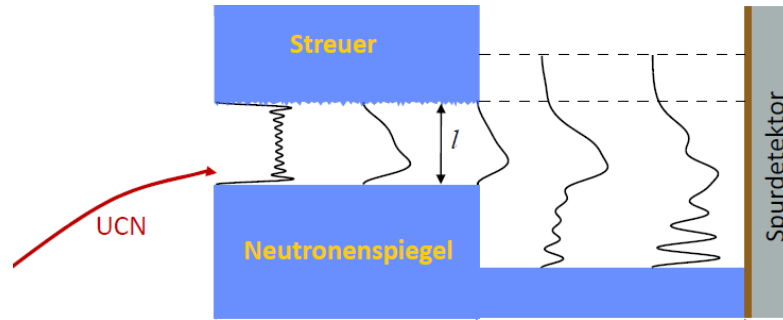


Abbildung 1.3: Versuchsaufbau zur Messung der zeitlichen Propagation des Wellenpakets schematisch (vgl. [Jen11], S.18, Abb.2.1)

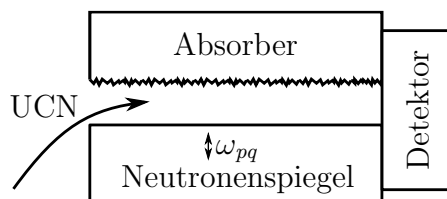


Abbildung 1.4: Erste Realisierung einer Rabi-Resonanzmethode im Rahmen des q BOUNCE Experiments schematisch (Quelle: [Jen11], S.55, Abb.3.3)

Dieser Aufbau ist insofern eine vereinfachte Form der Rabi-Spektroskopie, als dass die Präparation und Anregung der Zustände in derselben Region passieren. Wieder wird eine Anordnung aus Neutronenspiegel mit darüber liegendem Absorber verwendet. Dies entspricht zunächst demselben Aufbau wie in Abb.1.3. Nun kann jedoch der Neutronenspiegel mit definierter Frequenz oszillieren und somit Übergänge zwischen den gravitativ gebundenen Neutronenzuständen anregen. Nach Einschalten der mit der Frequenz ω_{pq} schwingenden Oszillationen, werden Neutronen aus dem Zustand $|p\rangle$ in den höheren Zustand $|q\rangle$ angeregt. Durch die gleichzeitig erfolgende Präparation hat dieser eine geringere Lebensdauer und wird somit aus dem System gestreut. Je näher die Oszillationsfrequenz der Übergangsfrequenz zwischen den Zuständen $|p\rangle$ und $|q\rangle$ ist, desto mehr Neutronen werden aus dem System gestreut und desto geringer ist die Zählrate am Detektor.

Der logische nächste Schritt war es, einen vollständigen Rabi Aufbau zu verwirklichen. Dies geschah im Rahmen der Dissertation von Gunther Cronenberg [Cro16]. Wie in Abb.1.5 dargestellt besteht der Aufbau, im Unterschied zum Vorgängerexperiment aus drei Regionen. In Region I wird ein Zustand $|p\rangle$ präpariert. In Region II wird durch mechanische Oszillationen ein quantenmechanischer Übergang ($|p\rangle \rightarrow |q\rangle$) induziert. Region III entspricht Region I und lässt nur Neutronen

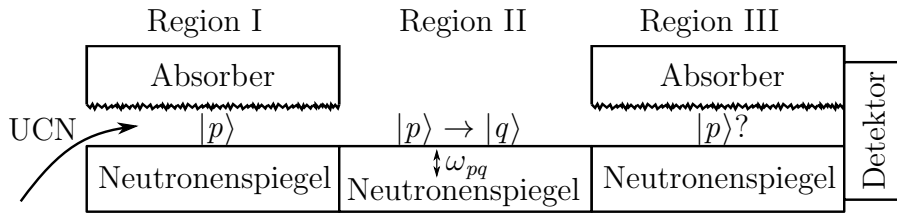


Abbildung 1.5: Vollständiger Rabi-Aufbau schematisch (Quelle: [Cro16], S.11, Abb.2.2)

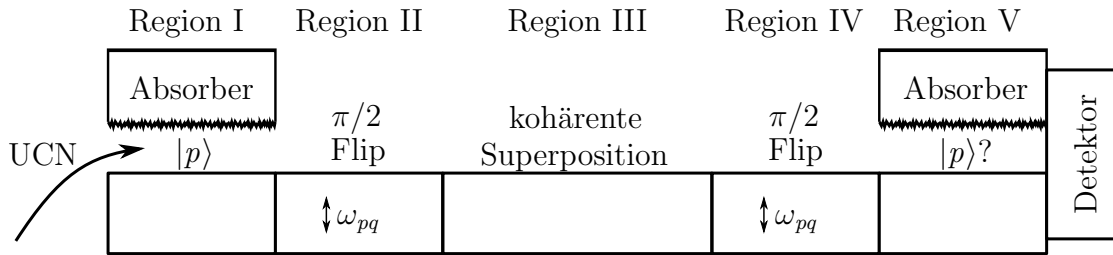


Abbildung 1.6: Ramsey-Setup schematisch

im ursprünglich präparierten Zustand $|p\rangle$ durch. Mit einem Detektor wird die Zählrate nach Region III in Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz gemessen.

Der in dieser Arbeit behandelte Aufbau basiert auf Ramseys Methode der separierten oszillierenden Felder [Ram50]. Als eine Weiterentwicklung der Rabi-Spektroskopie kann damit die Frequenzauflösung noch weiter erhöht werden. Vorgeschlagen wurde der Einsatz dieser Methode zur Gravitationsresonanzspektroskopie 2010 von Abele et al. [AJLS10]. Im Unterschied zum vorherigen Aufbau besteht dieses Setup aus fünf Regionen wie in Abb. 1.6 zu sehen ist, und wird in den folgenden Kapiteln genauer behandelt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige Komponenten des Ramsey-Gravitationsresonanzexperiment erstmals vollständig aufgebaut und theoretische Überlegungen angestellt. Des Weiteren wurde die Automatisierung der Stufenkontrolle des Spiegelsystems realisiert und getestet. Außerdem wurden die Absorber charakterisiert und eine mögliche Erweiterung des Experiments zur spinabhängigen Messung geplant und berechnet.

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie

In diesem Kapitel sollen einige theoretische Aspekte zur Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie näher betrachtet werden. Im Speziellen wird der Effekt einer Geschwindigkeitsverteilung der eintretenden Neutronen auf die Resonanzkurve untersucht, sowie eine mögliche Erweiterung des Experiments auf mehr als zwei oszillierende Regionen. Weiters werden die Auswirkungen von Phasen- beziehungsweise Frequenzdifferenzen der beiden oszillierenden Regionen auf die Resonanzkurven des Systems studiert. Dies soll erlauben systematische Fehler aufgrund dieser Effekte besser abschätzen zu können.

Nach einer kurzen, allgemeinen Vorstellung der Resonanzspektroskopie, sollen die theoretischen Grundlagen der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie, wie sie im aktuellen *q*BOUNCE Experiment realisiert werden soll, dargestellt werden. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen sollen danach die oben genannten Aspekte betrachtet und für die Parameter des aktuellen Aufbaus quantifiziert werden.

2.1 Resonanzspektroskopie

Resonanzspektroskopie erlaubt es, die Bestimmung von Energieniveaus auf eine Frequenzmessung zurückzuführen. Da in der Physik Frequenzmessungen zu den am genauesten durchführbaren Experimenten gehören, lassen sich mit dieser Methode sehr präzise Aussagen treffen. Für *q*BOUNCE sind die Eigenzustände des *Quantum Bouncing Ball* von besonderem Interesse. Sehr genaue Messungen seiner Eigenenergien ermöglichen etwaige Abweichungen vom Newton'schen $1/r$ Gravitationspotential feststellen zu können [Jen11]. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen zwei möglichen Realisierungsmethoden für die Gravitationsresonanzspektroskopie, die im folgenden kurz erklärt werden sollen.

2.1.1 Rabi-Methode

Diese Art der Resonanzspektroskopie, wurde 1939 von Isidor Isaac Rabi et al. vorgeschlagen [RMK39]. Ursprünglich nur gedacht zur Messung nuklearer magnetischer Momente, fand die Resonanzspektroskopie im Laufe der Zeit ein großes

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie

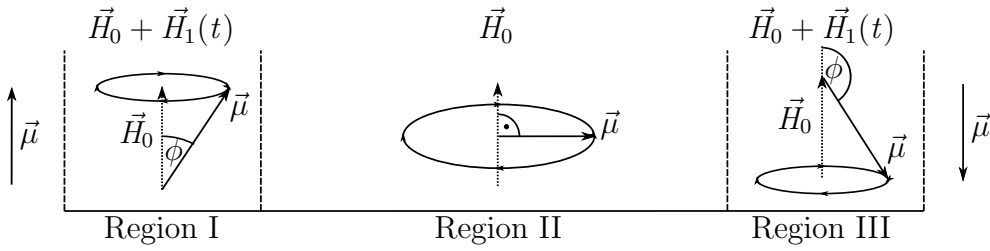


Abbildung 2.1: Prinzip des Ramsey Experiments, nach [Ram50]

Anwendungsspektrum.

Man betrachte ein System mit Drehmoment \vec{J} und einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$. In einem zeitlich konstanten, externen Magnetfeld der Stärke \vec{H}_0 präzediert das Drehmoment mit der Larmorfrequenz ν gegeben durch,

$$\nu = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{H}_0}{|\vec{J}|h}. \quad (2.1)$$

Dem zeitlich konstanten Magnetfeld \vec{H}_0 wird nun ein zweites Feld \vec{H}_1 überlagert. Dieses ist betragsmäßig viel kleiner als \vec{H}_0 und steht normal auf \vec{H}_0 . \vec{H}_1 rotiert mit der Frequenz ω um eine Achse parallel zu \vec{H}_0 . Solange ω sich signifikant von ν unterscheidet, führt \vec{H}_1 nur zu kleinen Änderungen in der Richtung von \vec{J} relativ zu \vec{H}_0 . Trifft man jedoch die Larmorfrequenz, so ist der Effekt kumulativ und kann mit den richtigen Parametern zum völligen Umklappen des Drehmoments führen.

Analog kann man ein quantenmechanisches System (Spin up/down) betrachten, wobei das rotierende Feld ein Umklappen des Spins zur Folge hat. Die Resonanzkurve gibt die Wahrscheinlichkeit für das Umklappen des Spins in Abhängigkeit der Rotationsfrequenz an. Die Breite des Resonanzpeaks wird durch die Länge der Wechselwirkungszone bestimmt. Technisch führt das zu Limitierungen der Genauigkeit.

Eine adaptierte Form der Rabi-Methode wurde für die Realisierungen von Jenke [Jen11], sowie Cronenberg [Cro16] verwendet (siehe Kapitel 1).

2.1.2 Ramsey-Methode

Aufbauend auf der Resonanzspektroskopie von Rabi schlug Norman F. Ramsey 1950 seine Version der Spektroskopie vor [Ram50].

Im Unterschied zur Rabi Methode ist das zusätzliche rotierende Feld \vec{H}_1 auf jeweils einen kleinen Bereich am Beginn und am Ende der Flugstrecke begrenzt. Der Aufbau wird also in drei Regionen unterteilt, wie es in Abbildung 2.1 dargestellt ist.

2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie

In Region I wird ein $\pi/2$ Flip des magnetischen Moments (bzw. Spin) induziert. In Region II befindet sich das Moment (Spin) in einer kohärenten Superposition, während in Region III ein zweiter $\pi/2$ Flip induziert wird. Im Unterschied zur Rabi-Methode bestimmt nur die Länge des nicht wechselwirkenden Bereichs die Breite des Resonanzmaximums. Dadurch ist es technisch einfacher die Genauigkeit zu vergrößern.

Diese Art der Resonanzspektroskopie wurde für den aktuellen q BOUNCE Aufbau adaptiert. Im folgenden Kapitel soll diese Realisierung theoretisch behandelt und die resultierenden Resonanzkurven berechnet werden.

2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie

Dieses Unterkapitel kombiniert die Ergebnisse aus [Ram50], [AJLS10], [Jen11] und [Cro16] und zielt darauf ab, die Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie theoretisch zu beschreiben und Voraussagen für das aktuelle Experiment zu treffen. Dabei werden, ausgehend von der Schrödingergleichung, die Übergangsmatrixelemente zwischen den Energiezuständen bei mechanischer Anregung hergeleitet. Mit diesen kann die zeitliche Entwicklung der Besetzungen der Zustände und somit die Resonanzkurve theoretisch bestimmt werden.

Ein Quantenteilchen mit Masse m , welches im linearen Gravitationspotential hüpf, wird auch *Quantum Bouncer* genannt [AJLS10]. Im q BOUNCE Experiment werden ultrakalte Neutronen verwendet, die über Neutronenspiegeloberflächen unter allen Einfallswinkeln totalreflektiert werden. Dies führt zur Ausbildung diskreter Eigenzustände im linearen Gravitationspotential der Erde. Die niedrigsten Energie Eigenwerte liegen dabei bei 1,31 peV, 2,46 peV, 3,32 peV, 4,09 peV und 4,78 peV [AJLS10]. Die Energielevels in Kombination mit den jeweiligen Wahrscheinlichkeitsdichten sind in Abb. 1.1 gezeigt.

Entscheidend dabei ist, dass die Eigenenergiezustände nicht äquidistant liegen. Jede Kombination zweier Energieniveaus kann als Zweizustandssystem (ähnlich einem Spin up/down System) angesehen werden. Daher ist es möglich Ramseys Methode der Resonanzspektroskopie auf den *Quantum Bouncer* zu übertragen. Anstelle von Spinzuständen, die durch rotierende Magnetfelder manipuliert werden, werden hier Übergänge zwischen zwei gravitativ gebundenen Zuständen $|p\rangle$ und $|q\rangle$ durch mechanische Oszillationen induziert. Der schematische Aufbau ist in Abb. 2.2 gezeigt.

Die Neutronen gelangen zunächst in den Polarisator, der im Idealfall nur Neutronen

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie

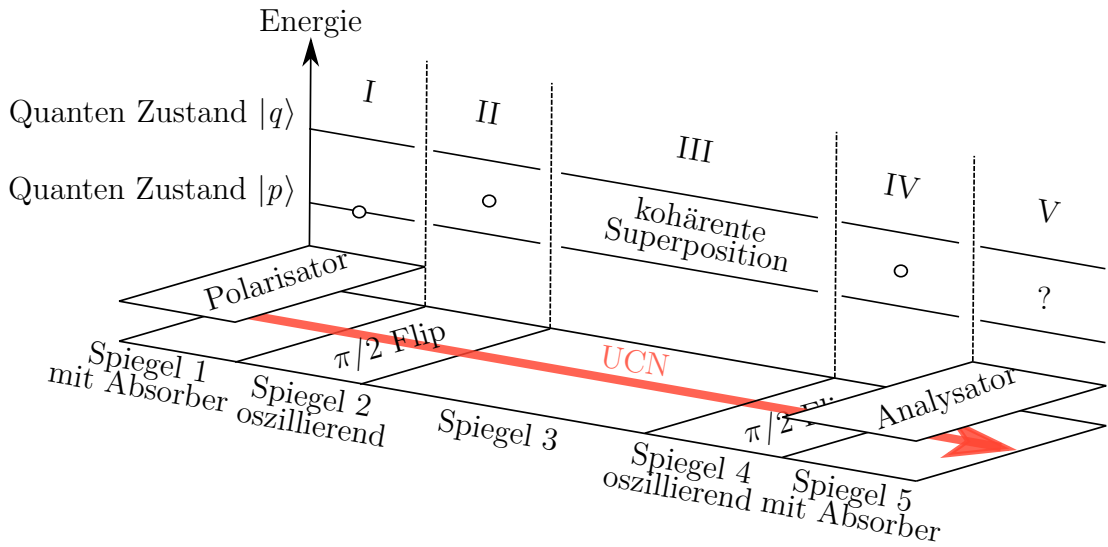


Abbildung 2.2: Prinzip des Ramsey Experiments (vgl.[AJLS10], Abb.1)

im Zustand $|p\rangle$ passieren lässt. In Region II werden mittels eines oszillierenden Neutronenspiegels Übergänge in den Zustand $|q\rangle$ angeregt. Ein $\pi/2$ Flip entspricht dem Fall, dass die Wahrscheinlichkeit ein Neutron nach Region II im Zustand $|q\rangle$ zu finden genau bei 50% liegt, sofern die Region exakt mit der Übergangsfrequenz der beiden Zustände oszilliert. Nach der freien Propagation in Region III folgt ein zweiter $\pi/2$ Flip in Region IV. Region V entspricht im Aufbau Region I und dient als Analysator, der im Optimalfall wieder nur Teilchen im Zustand $|p\rangle$ passieren lässt, die danach im Detektor nachgewiesen werden können.

2.2.1 Anregung von Übergängen der Neutronenzustände

Man betrachte ein UCN, welches über eine mechanisch oszillierende Neutronenspiegeloberfläche hüpfte. Ein solches Teilchen stellt ein quantenmechanisches Objekt dar, welches mit der Schrödingergleichung beschrieben wird. Im Folgenden sei z die Richtung in der das lineare Gravitationspotential wirkt, während in x und y Richtung keine Kräfte auf das Neutron wirken. In x und y Richtung entspricht die Lösung der Schrödingergleichung ebenen Wellen, während sich für die z Richtung die zeitabhängige Schrödingergleichung zu

$$[H_0 + W(z, t)]\psi_z(z, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_z(z, t) \quad (2.2)$$

ergibt. Hier bezeichnet H_0 den ungestörten Hamiltonoperator für das Neutron im linearen Gravitationspotential der Erde, während $W(z, t)$ die zeitabhängige

2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie

Wechselwirkung mit einem, mit Frequenz ω und Amplitude A oszillierenden, Neutronenspiegel beinhaltet:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + mgz, \quad (2.3)$$

$$W(z, t) = V \cdot \Theta(-z + A \sin(\omega t)).$$

Θ bezeichnet die Heaviside-Funktion. Um die Zeitabhängigkeit der Θ Funktion zu eliminieren, eignet sich die Substitution

$$z \rightarrow \bar{z} = z - A \sin(\omega t), \quad (2.4)$$

$$t \rightarrow t.$$

Mit $\bar{\psi}(\bar{z}, t) = \psi(z - A \sin \omega t, t)$ ergibt sich die transformierte Schrödingergleichung zu

$$[\bar{H}_0 + \bar{W}(\bar{z}, t)]\bar{\psi}(\bar{z}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \bar{\psi}(\bar{z}, t). \quad (2.5)$$

Die entsprechenden Anteile des Hamiltonoperators lauten nun:

$$\bar{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \bar{z}^2} + mg\bar{z} + V\Theta(-\bar{z}), \quad (2.6)$$

$$\bar{W}(\bar{z}, t) = mgA \sin(\omega t) + i\hbar A \omega \cos(\omega t) \frac{\partial}{\partial \bar{z}}.$$

\bar{H}_0 ist der Hamiltonoperator für den ungestörten *Quantum Bouncing Ball*, dessen Lösungen bekannt sind und sich aus Superpositionen von Airy-Funktionen darstellen lassen. Die ersten fünf Zustände sind in Abb.1.1 gezeigt. Im Weiteren sollen die Eigenzustände von \bar{H}_0 mit $|m\rangle$ und die Eigenenergien als E_m ($m=1,2,3,\dots$) dargestellt werden. Diese erfüllen die Beziehung

$$\bar{H}_0 |m\rangle = E_m |m\rangle. \quad (2.7)$$

Mit den Lösungen des ungestörten Hamiltonoperators \bar{H}_0 , lässt sich die Lösung des gesamten Systems (2.5) allgemein als Superposition der Eigenzustände des ungestörten Hamiltonians H_0 mit zeitabhängigen Koeffizienten $C_m(t)$ schreiben

$$\bar{\psi}(\bar{z}, t) = \sum_m C_m(t) |m\rangle. \quad (2.8)$$

Die explizite Zeitabhängigkeit aufgrund von \bar{H}_0 kann aus diesen Koeffizienten durch die Substitution $C_m(t) = \tilde{C}_m(t) \cdot e^{\frac{-iE_m t}{\hbar}}$ herausgehoben werden, was die folgenden Gleichungen etwas einfacher gestalten wird:

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie

$$\bar{\psi}(\bar{z}, t) = \sum_m \tilde{C}_m(t) \cdot e^{-\frac{iE_m t}{\hbar}} |m\rangle. \quad (2.9)$$

Einsetzen von (2.9) in (2.5) und Multiplikation mit $\langle n|$ von links liefert mit $\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}$:

$$i\hbar \dot{\tilde{C}}_n(t) = \sum_m \tilde{C}_m(t) e^{\omega_{mn} t} \langle n| \bar{W}(\bar{z}, t) |m\rangle. \quad (2.10)$$

Dies stellt ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem für die Koeffizienten $\tilde{C}(t)$ dar. Die Übergangsmatrixelemente $\langle n| \bar{W}(\bar{z}, t) |m\rangle$ bedürfen noch genauerer Behandlung. Sie sind gegeben durch

$$\langle n| \bar{W}(\bar{z}, t) |m\rangle = A \sin(\omega t) \delta_{nm} + i\hbar \omega A \cos(\omega t) Q_{nm}, \quad (2.11)$$

wobei die Überlappintegrale Q_{nm} als

$$Q_{nm} = \langle n| \frac{\partial}{\partial \bar{z}} |m\rangle \quad (2.12)$$

definiert sind. Sie sind reell und antisymmetrisch und erfüllen

$$Q_{mm} = 0, \quad Q_{nm} = -Q_{mn} \quad \text{sowie} \quad Q_{nm} \in \mathbb{R}. \quad (2.13)$$

Die Q_{nm} sind bekannt und können analytisch berechnet werden. Mit der Abkürzung

$$T_{nm} = \omega A Q_{nm} \quad (2.14)$$

können die Übergangsmatrixelemente schließlich auf die Form

$$\langle n| \bar{W}(\bar{z}, t) |m\rangle = A \sin(\omega t) \delta_{nm} + i\hbar \cos(\omega t) T_{nm} \quad (2.15)$$

gebracht werden.

Einsetzen von (2.15) in (2.10) und ausschreiben der Sinus und Cosinus Terme in Exponentialfunktionen liefert

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{C}}_n(t) &= -\frac{1}{2} A (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \tilde{C}_n(t) \\ &\quad + \frac{1}{2} \hbar \sum_m T_{nm} e^{-i(\omega_{nm} + \omega)t} \tilde{C}_m(t) \\ &\quad + \frac{1}{2} \hbar \sum_m T_{nm} e^{-i(\omega_{nm} - \omega)t} \tilde{C}_m(t). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Eine exakte Lösung von 2.16 ist nicht möglich. Ist man nur an der Änderung des Systems nach einem Zeitintervall Δt , das viel größer ist als die Oszillationsperiode der freien Bewegung des Systems interessiert, so legt das System während

2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie

dieser Zeit viele Oszillationszyklen zurück. Der oszillierende Term mittelt dadurch schnell zu null und kann vernachlässigt werden [Rie04]. Dieser Zugang wird auch Sekulärnäherung genannt. In der Praxis bedeutet das, dass alle Terme in (2.16) die mit ω oder schneller schwingen, vernachlässigt werden können. In diesem Fall sind das die ersten beiden Terme der Gleichung und man erhält

$$\dot{\tilde{C}}_n(t) = \frac{1}{2}\hbar \sum_m T_{nm} e^{-i\delta_{nm}t} \tilde{C}_m(t), \quad (2.17)$$

wobei $\delta_{nm} = \omega_{nm} - \omega$ die Abweichung der Oszillationsfrequenz der Tische von der Übergangsfrequenz zwischen Zustand $|n\rangle$ und $|m\rangle$ bezeichnet.

Beschränkung auf ein Zweizustandssystem

Da die Energieeigenwerte des *Quantum Bouncing Balls* nicht äquidistant liegen, kann jede Kombination von zwei Zuständen $|p\rangle$ und $|q\rangle$ als abgeschlossenes Zweizustandssystem aufgefasst werden. Für ein solches System lässt sich Gleichung (2.17) explizit anschreiben. Unter Ausnutzung von

$$\delta_{qp} = -\delta_{pq} = \delta, \quad (2.18)$$

sowie

$$T_{qp} = -T_{pq} = T, \quad (2.19)$$

ergibt sich das Differentialgleichungssystem zu

$$\begin{pmatrix} \dot{\tilde{C}}_p(t) \\ \dot{\tilde{C}}_q(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{2}e^{-i\delta t}T \\ \frac{1}{2}e^{i\delta t}T & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{C}_p(t) \\ \tilde{C}_q(t) \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Eine Transformation der Art

$$\begin{aligned} B_p(t) &= \tilde{C}_p(t)e^{-\frac{i}{2}\delta t}, \\ B_q(t) &= \tilde{C}_q(t)e^{\frac{i}{2}\delta t}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

transformiert die Zeitabhängigkeit aus den Koeffizienten der Differentialgleichung und man erhält ein lineares Differentialgleichungssystem der Form

$$\begin{pmatrix} \dot{B}_p(t) \\ \dot{B}_q(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{i}{2}\delta & -\frac{1}{2}T \\ \frac{1}{2}T & -\frac{i}{2}\delta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_p(t) \\ B_q(t) \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Unter der Annahme, dass die Koeffizienten zum Zeitpunkt t_0 die Werte $B_p(t_0)$ und $B_q(t_0)$ annehmen, ergibt sich die Lösung von (2.22) zum Zeitpunkt $t_0 + t$ zu

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie

$$B_p(t_0 + t) = \left(\cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + i\frac{\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right) B_p(t_0) - \frac{T}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) B_q(t_0) \quad (2.23)$$

und

$$B_q(t_0 + t) = \frac{T}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) B_p(t_0) + \left(\cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right) B_q(t_0). \quad (2.24)$$

Dabei bezeichnet Ω die verallgemeinerte Rabi-Frequenz, gegeben durch $\Omega = \sqrt{\delta^2 + T^2}$. Rücktransformation auf die C_p liefert für die eigentlichen Koeffizienten die Lösung

$$C_p(t_0 + t) = \left(\left(i\frac{\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right) C_p(t_0) - e^{i\omega t_0} \frac{T}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) C_q(t_0) \right) \cdot e^{-i\left(\frac{\delta}{2} + \frac{E_p}{\hbar}\right)t} \quad (2.25)$$

und

$$C_q(t_0 + t) = \left(e^{-i\omega t_0} \frac{T}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) C_p(t_0) + \left(\cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right) C_q(t_0) \right) \cdot e^{i\left(\frac{\delta}{2} - \frac{E_q}{\hbar}\right)t}. \quad (2.26)$$

Ein Spezialfall tritt auf wenn keine Oszillation der Spiegel stattfindet also die Amplitude $A = 0$ wird. Dann gilt auch $T = 0$ und die Gleichungen (2.25) und (2.26) vereinfachen sich zu:

$$\begin{aligned} C_{p,A=0}(t_0 + t) &= \exp(-i(E_p/\hbar)t) C_p(t_0), \\ C_{q,A=0}(t_0 + t) &= \exp(-i(E_q/\hbar)t) C_q(t_0). \end{aligned} \quad (2.27)$$

2.2.2 Ramsey-artiger Aufbau

Man betrachte nun ein Neutron mit horizontaler Geschwindigkeit v , welches die Anordnung aus Abb. 2.2 durchläuft. Das Teilchen befinde sich nach der Präparation in Region I in einer beliebigen Überlagerung der beiden Zustände $|p\rangle$ und $|q\rangle$ und habe daher die Wellenfunktion

2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie

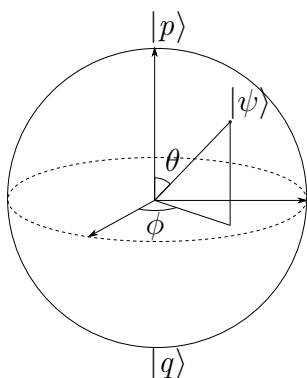


Abbildung 2.3: Blochkugel für beliebigen Zustand $|\psi\rangle = c_p |p\rangle + c_q e^{i\phi} |q\rangle$, wobei $|c_p|^2 = 1 - \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$, und $|c_q|^2 = \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$

$$\psi(\bar{z}, 0) = C_{p0} |p\rangle + C_{q0} e^{i\phi} |q\rangle. \quad (2.28)$$

Während das Verhältnis $|C_{p0}|$ und $|C_{q0}|$ mittels Spurdetektoren nach Region I vermessen werden können, stellt ϕ eine nicht messbare Phasendifferenz zwischen den beiden Eigenzuständen dar. Zur Veranschaulichung sei auf die Darstellung von Zuständen auf der Bloch-Kugel verwiesen (siehe Abb. 2.3).

Das in dieser Konfiguration präparierte Neutron trete nun zum Zeitpunkt $t = 0$ in die oszillierende Region II ein. Die Anfangsbedingungen lauten daher

$$\begin{aligned} C_p(0) &= C_{p0}, \\ C_q(0) &= C_{q0} \cdot e^{i\phi}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Das Neutron bewege sich nun in der Zeit τ über die oszillierende Region II, welche die Länge l besitzt. Da das Neutron die Geschwindigkeit v besitzt, gilt $\tau = l/v$. Eingesetzt in (2.25) und (2.26) erhält man

$$\begin{aligned} C_p(\tau, \phi) &= \left(\left(i \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) + \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \right) C_{p0} \right. \\ &\quad \left. - \frac{T}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) C_{q0} e^{i\phi} \right) \cdot e^{-i\left(\frac{\delta}{2} + \frac{E_p}{\hbar}\right)\tau} \end{aligned} \quad (2.30)$$

und

$$\begin{aligned} C_q(\tau, \phi) &= \left(\frac{T}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) C_{p0} \right. \\ &\quad \left. + \left(\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) - i \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \right) C_{q0} e^{i\phi} \right) \cdot e^{i\left(\frac{\delta}{2} - \frac{E_q}{\hbar}\right)\tau}. \end{aligned} \quad (2.31)$$

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie

Zum Zeitpunkt τ erreicht das Neutron Region III. Hier treten keine Oszillationen auf und die zeitliche Entwicklung der Neutronenzustände wird durch (2.27) beschrieben. Region III besitzt eine Länge von L und folglich durchläuft ein Neutron mit Geschwindigkeit v die Region in $\mathcal{T} = v/L$. Daher gilt für die Zustände nach dem Durchlaufen der Region

$$\begin{aligned} C_p(\tau + \mathcal{T}, \phi) &= \exp(-i(E_p/\hbar)\mathcal{T}) C_p(\tau, \phi), \\ C_q(\tau + \mathcal{T}, \phi) &= \exp(-i(E_q/\hbar)\mathcal{T}) C_q(\tau, \phi). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Region IV dient einem zweiten $\pi/2$ Flip. Sie ist mit Region II ident und oszilliert im Optimalfall Phasengleich mit dieser. Das Neutron tritt zum Zeitpunkt $\tau + \mathcal{T}$ und durchläuft die Region wieder in der Zeit τ . Daher gilt am Ende von Region IV

$$\begin{aligned} C_p(2\tau + \mathcal{T}, \phi) &= \left(\left(i \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) + \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \right) C_p(\tau + \mathcal{T}, \phi) \right. \\ &\quad \left. - e^{i\omega(\tau+\mathcal{T})} \frac{T}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) C_q(\tau + \mathcal{T}, \phi) \right) \cdot e^{-i\left(\frac{\delta}{2} + \frac{E_p}{\hbar}\right)\tau} \end{aligned} \quad (2.33)$$

und

$$\begin{aligned} C_q(2\tau + \mathcal{T}, \phi) &= \left(e^{-i\omega(\tau+\mathcal{T})} \frac{T}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) C_p(\tau + \mathcal{T}, \phi) \right. \\ &\quad \left. + \left(\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) - i \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \right) C_q(\tau + \mathcal{T}, \phi) \right) \cdot e^{i\left(\frac{\delta}{2} - \frac{E_q}{\hbar}\right)\tau}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Da die anfängliche Phasendifferenz ϕ zwischen den Zuständen unbekannt und nicht messbar ist, muss zum Schluss über alle möglichen Phasen integriert werden:

$$C_{p,q}(2\tau + \mathcal{T}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} C_{p,q}(2\tau + \mathcal{T}, \phi) d\phi. \quad (2.35)$$

Die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen nach Region IV im Zustand $|p\rangle$ zu finden, ergibt sich aus dem Betragsquadrat des entsprechenden Koeffizienten aus (2.35) zu

$$P_p(2\tau + \mathcal{T}) = |C_p(2\tau + \mathcal{T})|^2. \quad (2.36)$$

2.2.3 Oszillationsamplitude

Die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Zuständen wird entscheidend von der Amplitude A der mechanischen Oszillation beeinflusst. Sie tritt in der Defi-

2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie

dition von T in (2.14) auf. Die Stärke der Wechselwirkung mit der oszillierenden Region ist proportional zum Produkt $(\omega \cdot A)$, das in weiterer Folge als A_v bezeichnet werden soll und die Einheit einer Geschwindigkeit besitzt. Um symmetrische Resonanzkurven zu erhalten muss A_v konstant gehalten werden, was eine frequenzabhängige Amplitude $A = A(\omega)$ erfordert.

Optimales A_v erhält man aus der Forderung, dass eine oszillierende Region der Länge l , bei exakter Resonanzfrequenz, genau einen $\pi/2$ Flip der Neutronenzustände induziert. Einsetzen dieser Bedingungen in (2.25) ergibt

$$A_v^{opt} = \frac{\pi}{2} \frac{v}{Q_{pq} l}. \quad (2.37)$$

Für n oszillierende Regionen der Länge l , die jeweils einen π/n Flip induzieren, gilt allgemein

$$A_v^{opt} = \frac{\pi}{n} \frac{v}{Q_{pq} l}. \quad (2.38)$$

2.2.4 Resonanzkurven

Zur Veranschaulichung wurden Gleichungen (2.29) bis (2.35) mit den Parametern des aktuellen Experiments ausgewertet, wobei die Integration aus (2.35) numerisch ausgeführt wurde.

Bei der vorliegenden Realisierung des Experiments wird ein Zweizustandssystem, in diesem Fall bestehend aus Zustand $p = |1\rangle$ und $q = |3\rangle$, betrachtet. Nimmt man an, dass die Präparation in Region I, sowie die Analyse in Region V perfekt funktioniert, gilt $|C_p(0)|^2 = 1$ und $|C_q(0)|^2 = 0$. Damit erhält man für die Transmissionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Abweichung von der Resonanzfrequenz δ den Zusammenhang wie er in Abbildung 2.4a dargestellt ist.

Verglichen mit einer Transmissionskurve für ein Rabi-Resonanzexperiment kann man eine deutliche Verkleinerung der Resonanzpeak-Breite erkennen, was präzisere Aussagen erlaubt. Laut [Ram50] beträgt die theoretische erreichbare Halbwertsbreite des Ramsey-Experiments nur das 0,6-fache des Rabi Versuches. Mit den Parametern dieses Experiments wurde ein Faktor von 0,89 ermittelt. Je kürzer die Länge l der oszillierenden Regionen im Vergleich zur Länge L der Propagationsregion ist, desto schärfer werden die Resonanzmaxima. Im Grenzfall $l/L \rightarrow 0$ erhält man für das Verhältnis der Halbwertsbreiten den Faktor 0,63.

Im realen Experiment wird die Anfangszustandskonfiguration durch den Polarisator (Region I) vorgegeben. Dieser zielt darauf ab, möglichst nur Neutronen passieren zu lassen, die sich im Grundzustand befinden. In der Praxis ist eine perfekte Präparation unmöglich. Untersuchungen dazu werden in [Jen11] ausführlich dargestellt. Dabei kommt man zu dem Ergebnis, dass nach dem Polarisator, was hier

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie

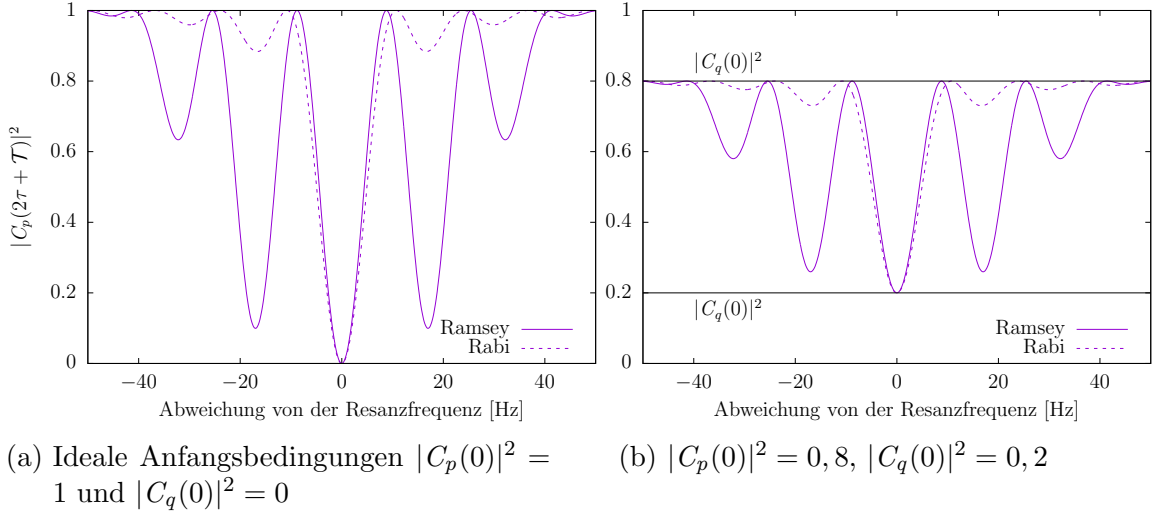


Abbildung 2.4: Wahrscheinlichkeit ein Teilchen nach Region IV im Zustand $|p\rangle$ zu finden in Abhängigkeit der Abweichung von der Resonanzfrequenz, für einen Rabi beziehungsweise Ramsey-artigen Aufbau. Die gesamte Durchlaufzeit der Neutronen für Region II bis IV ist in beiden Fällen gleich, also $\tau_{Rabi} = 2 \cdot \tau + \mathcal{T}$. Zum Zeitpunkt 0 tritt das Neutron in Region II ein.

als Zeitpunkt 0 definiert werden soll, die ersten drei Zustände eine signifikante Besetzung aufweisen. Typische Werte sind, entnommen aus [Jen11], etwa 50-60 % Zustand $|1\rangle$, 30-40 % Zustand $|2\rangle$ und $<10\%$ Zustand $|3\rangle$.

Nun stellt sich die Frage wie die Resonanzkurve im Ramsey Experiment für allgemeine Anfangsbedingungen $C_p(0) = C_{p0}$ und $C_q(0) = C_{q0}$ aussieht. Zur Berechnung können die Gleichungen aus dem vorigen Kapitel ohne Adaptionen verwendet werden. In diesem Beispiel wurden die Anfangsbedingungen $|C_p(0)|^2 = 0,8$ und $|C_q(0)|^2 = 0,2$ verwendet.

Die resultierende Resonanzkurve ist in Abb. 2.4b dargestellt. Wie erwartet bleibt $|C_p(2\tau + \mathcal{T})|^2$ für große Abweichungen von der Resonanzfrequenz unverändert und tendiert gegen $|C_p(0)|^2$. Bei exakter Resonanz kehren sich die beiden Besetzungszahlen genau um. Das liegt daran, dass die Übergangswahrscheinlichkeit für $|p\rangle \rightarrow |q\rangle$ gleich jener für den Übergang $|q\rangle \rightarrow |p\rangle$ ist.

2.2.5 Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen

Die kalte Quelle für UCNs am ILL in Grenoble liefert Neutronen mit einer Geschwindigkeitsverteilung $P(v)$. In Abb. 2.5 sind drei verschiedene Möglichkeiten

2.2 Quantenmechanische Beschreibung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie

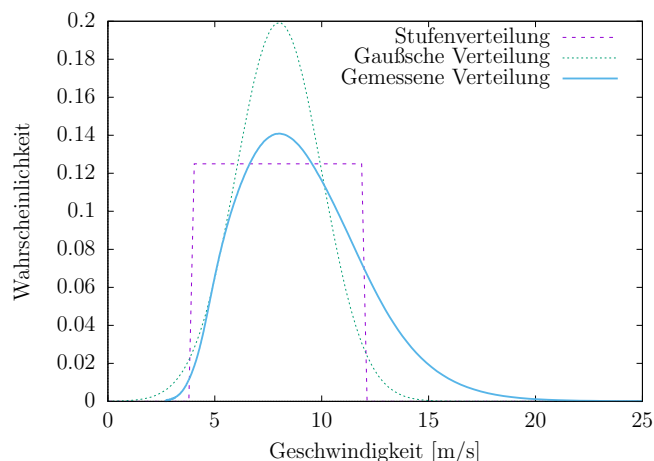


Abbildung 2.5: Verschiedene Geschwindigkeitsverteilungen

für die Geschwindigkeitsverteilung gezeigt.

Neben einer Stufenförmigen Verteilung, sowie einer Gaußschen Verteilung ist in Abb. 2.5 auch eine gemessene Verteilung dargestellt. Dabei handelt es sich um die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen, wie sie aus dem Strahlrohr kommen. Der Effekt der Geschwindigkeitsblenden (siehe Kapitel 3.1.4) ist dabei noch nicht berücksichtigt. Alle Verteilungen weisen ihr Maximum, beziehungsweise ihr Zentrum, bei $v = v_{opt} = 8 \text{ m/s}$ auf und sind normiert auf

$$\int_0^{2\pi} P(v) dv = 1. \quad (2.39)$$

Die Resonanzbedingung (2.38) wird nur von Neutronen mit der Geschwindigkeit v_{opt} erfüllt. Die resultierenden Koeffizienten $C_p(2\tau + \mathcal{T})$ und $C_q(2\tau + \mathcal{T})$ sind daher abhängig von der Geschwindigkeit der Neutronen und sollen im Folgenden als C_p^v und C_q^v geschrieben werden.

Um das Spektrum für Neutronen zu erhalten, deren Geschwindigkeitsverteilung $P(v)$ folgt, muss eine Faltung durchgeführt werden:

$$C_p = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} C_p^v(v) P(v) dv. \quad (2.40)$$

Dabei wurden alle Abhängigkeiten, die nicht mit der Geschwindigkeit zu tun haben, nicht explizit angeschrieben. Die berechneten Resonanzkurven für die verschiedenen Geschwindigkeitsverteilungen sind in Abb. 2.6 dargestellt. Um den Fokus auf den Effekt der Geschwindigkeitsverteilungen zu halten wurden wieder ideale Anfangsbedingungen ($|C_p(0)|^2 = 1$, $|C_q(0)|^2 = 0$) angenommen.

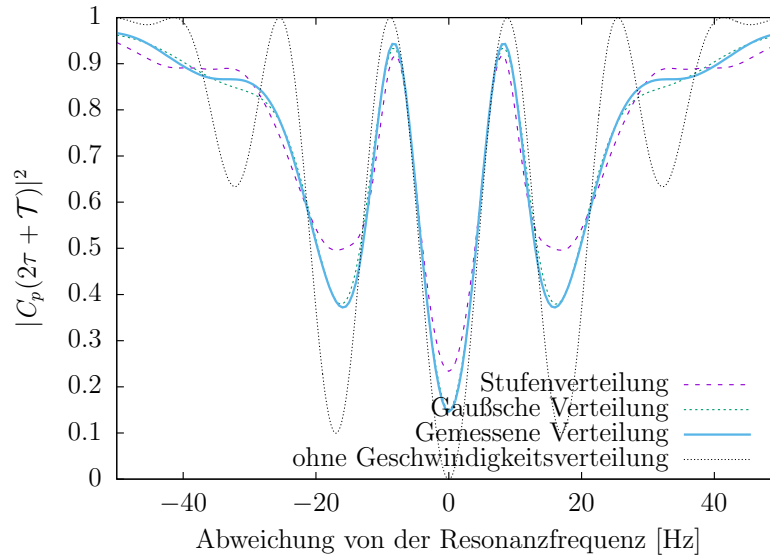


Abbildung 2.6: Transmissionskurven für verschiedene Geschwindigkeitsverteilungen. Im Vergleich dazu die Kurve ohne Berücksichtigung einer Geschwindigkeitsverteilung (punktiert)

Man erkennt, dass der Resonanzpeak noch relativ stark ausgeprägt ist, während die Nebenresonanzen immer mehr gestaucht werden. Die gaußsche Verteilung und die gemessene Verteilung liefern sehr ähnliche Ergebnisse, während die Resonanzkurve bei der Faltung mit der Stufenverteilung doch merklich gestauchter wirkt. Der entscheidende Vorteil gegenüber einer Rabi-artigen Spektroskopie besteht darin, dass sich der Resonanzpeak des Spektrums bei Faltung mit einer Geschwindigkeitsverteilung viel weniger verbreitert. Deshalb kann ein breiteres Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen verwendet werden, was sich positiv auf die Zählrate auswirkt.

2.3 Erweiterung auf mehr als zwei oszillierende Regionen

Von theoretischem und praktischem Interesse ist die Verallgemeinerung der Ramsey-Spektroskopie auf mehr als zwei vibrierende Regionen. Welche Auswirkungen hat ein solcher Aufbau auf die Resonanzkurve? Dazu wurde eine Anordnung aus drei oszillierenden Regionen mit jeweils einer Propagationsregion dazwischen untersucht. Jede oszillierende Region induziert nun einen $\pi/3$ Flip zwischen den Zuständen. Die Gesamtlänge der wechselwirkenden Regionen, sowie jene der freien Propagation, bleibt unverändert. Somit bleibt auch die Gesamtlänge des Experiments

2.3 Erweiterung auf mehr als zwei oszillierende Regionen

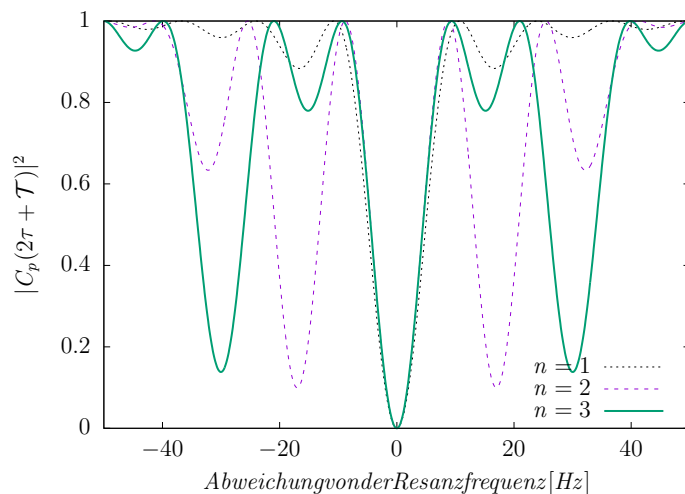


Abbildung 2.7: Transmissionskurve in Abhängigkeit der Abweichung von der Resonanzfrequenz für n oszillierende Regionen. Für Rabi Spektroskopie gilt $n = 1$

gleich. Daher beträgt die Länge einer vibrierenden Region nun $\frac{2}{3}l$ ($3 \cdot \frac{2}{3}l = 2 \cdot 1l = 2l$) und jene der oszillationsfreien Spiegel $\frac{1}{2}L$. In der Theorie bedeutet dies nochmaliges Einsetzen der Ergebnisse von (2.33) und (2.34), zunächst in (2.27) und danach in (2.25) und (2.26). Unter der Annahme einer perfekten Präparation der Anfangszustände ($|C_p(0)|^2 = 1$, $|C_q(0)|^2 = 0$), ergibt sich eine Transmissionskurve wie sie in Abb. 2.7 dargestellt ist.

Man erkennt eine deutliche Verkleinerung der ersten Nebenresonanzen im Vergleich zu einem Aufbau mit zwei Oszillationsregionen. Die Breite des Resonanzpeaks nimmt jedoch etwas zu. Der Effekt von mehreren anregenden Regionen wurde von Alexeev et.al. 1975 [AB75] und Ramsey [Ram13] untersucht. In Abb. 2.8 ist die Entwicklung der Transmissionskurve für bis zu fünf anregende Regionen dargestellt, wobei die Gesamtlänge der Anordnung konstant bleibt. Ramsey kam zu dem Schluss, dass mit steigender Anzahl an anregenden Regionen immer mehr Nebenmaxima verkleinert werden, bis schließlich die Resonanzkurve im Grenzfall unendlich vieler solcher Regionen in die Rabi-Kurve übergeht.

Anwendung könnte die Methode mehrerer oszillierender Felder aufgrund veränderter optimaler Oszillationsamplituden finden. Außerdem könnte die Unterdrückung des ersten Nebenmaximums in bestimmten Fällen erwünscht sein. Technisch herausfordernd ist es jedoch mehrere Regionen in Phase oszillieren zu lassen. Auch die Regelung der Stufen (siehe Kapitel 5) wird durch weitere Aufteilung der Regionen erschwert.

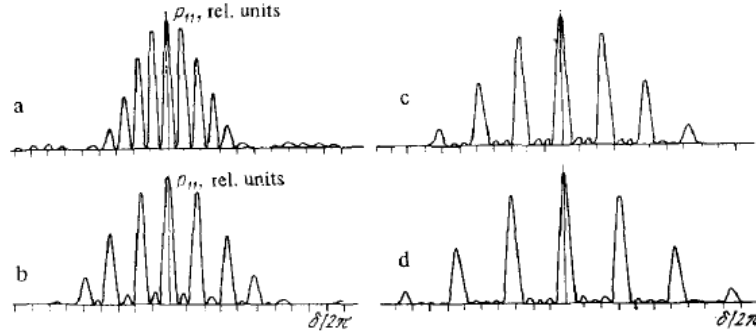


Abbildung 2.8: Transmissionskurve für verschiedene Anzahl m von interagierenden Regionen; a) $m = 2$, b) $m = 3$, c) $m = 4$, d) $m = 5$ (Quelle: [AB75], S.603, Abb.1)

2.4 Auswirkungen einer Phasen-/Frequenzdifferenz der Oszillatoren

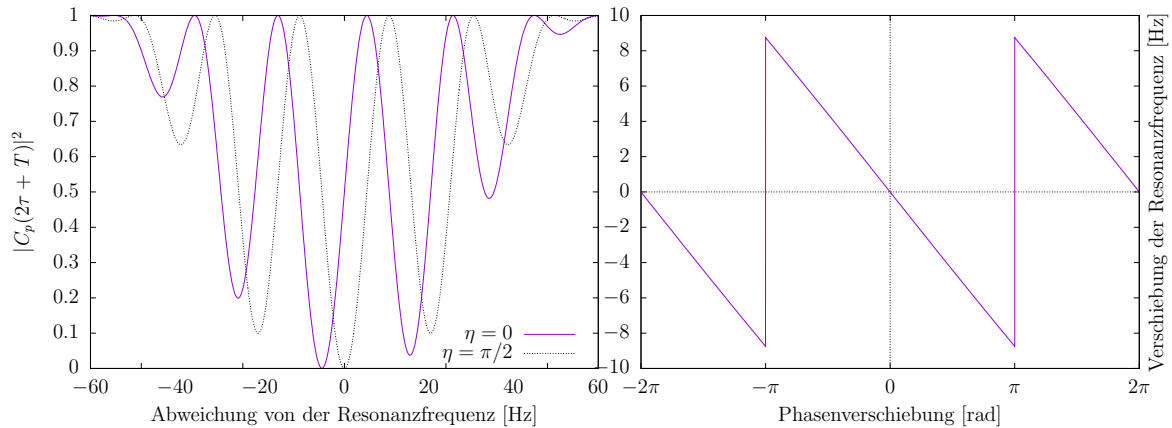
Experimentell besonders herausfordernd ist es die beiden oszillierenden Regionen exakt in Phase schwingen zu lassen, wie es für das Ramsey Experiment nötig ist. Daher stellt sich die Frage, wie sich systematische Fehler in diesem Bereich auf die Resonanzkurven auswirken. Um dies zu ermitteln wurde zunächst eine Ramsey-Kurve berechnet, für den Fall dass die beiden Regionen eine nicht vernachlässigbare Phasendifferenz aufweisen. Dazu wird in (2.33) eine Phasendifferenz η der beiden oszillierenden Regionen eingeführt

$$C_p(2\tau + \mathcal{T}, \phi) = \left(\left(i \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) + \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \right) C_p(\tau + \mathcal{T}, \phi) - e^{i(\omega(\tau+\mathcal{T})+\eta)} \frac{T}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) C_q(\tau + \mathcal{T}, \phi) \right) \cdot e^{-i\left(\frac{\delta}{2} + \frac{E_p}{\hbar}\right)\tau}. \quad (2.41)$$

Die resultierende Kurve wird in Abb. 2.9a einer Resonanzkurve ohne Phasendifferenz gegenübergestellt.

Man kann erkennen, dass die resultierenden Resonanzkurven asymmetrisch werden und es dabei zu einer leichten Verschiebung der Resonanzfrequenz kommt. Trägt man diese Verschiebung gegenüber der Phasenverschiebung auf, so erhält man eine Funktion wie sie in Abb. 2.9b dargestellt ist. Wie erwartet ist diese Funktion periodisch, da eine Phasendifferenz von 2π gleichzusetzen ist mit einer Phasendifferenz von 0 rad. Während einer Periode verläuft die Funktion linear. Man erhält also eine Sägezahnfunktion. Die Steigung beträgt etwa $-2,82 \text{ Hz/rad}$.

2.4 Auswirkungen einer Phasen-/Frequenzdifferenz der Oszillatoren



- (a) Resonanzkurve für eine Phasendifferenz η der beiden Oszillatoren von $\pi/2$. Im Vergleich dazu die Kurve ohne Phaserverschiebung (punktiert)
- (b) Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Phasendifferenz der beiden Oszillatoren. Die Änderung der Resonanzfrequenz beträgt $-2,82 \text{ Hz/rad}$

Abbildung 2.9: Resonanzkurve und Resonanzfrequenzverschiebung bei einer Phasendifferenz der beiden Oszillatoren

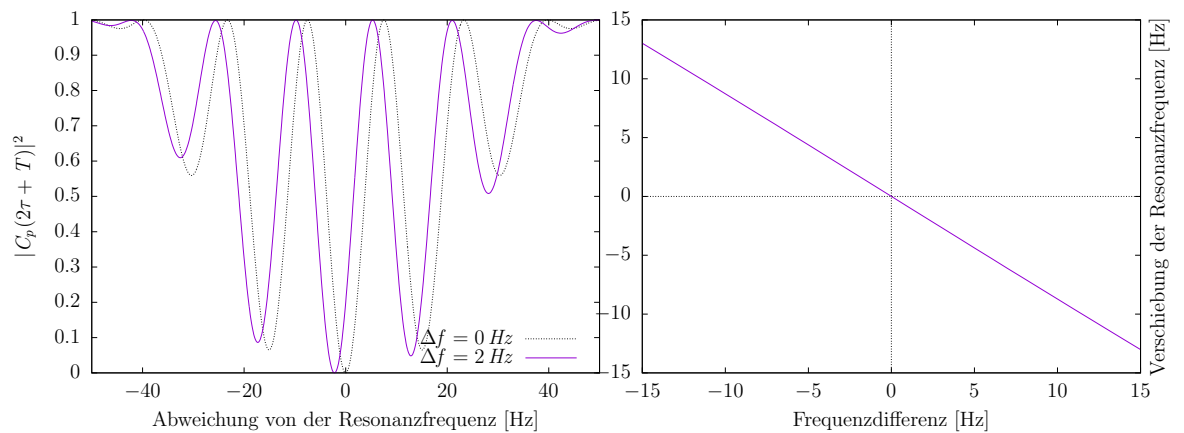
Nun ist noch die Frage zu beantworten, welche Auswirkungen eine konstante Frequenzdifferenz der beiden oszillierenden Regionen hat. Ähnlich wie zuvor muss Gleichung (2.33) bei der Berechnung von C_p leicht modifiziert werden. Nun wird jedoch statt der Phase die Frequenz δ der zweiten oszillierenden Region verändert, also

$$\delta \rightarrow \delta + \Delta f. \quad (2.42)$$

Dabei ist darauf zu achten, dass δ in (2.33) implizit auch in den Ausdrücken für ω , T und Ω auftritt.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abb. 2.10 grafisch dargestellt. Wieder bewirkt eine Frequenzdifferenz eine Verschiebung der Resonanzfrequenz. Betrachtet werden hier nur kleine Differenzen in der Oszillationsfrequenz ($|\Delta f| \lesssim 15 \text{ Hz}$). Für diese ist ein linearer Zusammenhang zwischen Frequenzdifferenz und Verschiebung der Resonanzfrequenz feststellbar. Die Steigung beträgt $-0,87 \text{ Hz/Hz}$.

2 Theorie der Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie



- (a) Resonanzkurve für eine Frequenzdifferenz Δf der beiden Oszillatoren von 2 Hz. Im Vergleich dazu die Kurve ohne Frequenzdifferenz (punktiert)
- (b) Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Frequenzdifferenz der beiden Oszillatoren. Die Änderung der Resonanzfrequenz beträgt $-0,87$ Hz/Hz Verschiebung der Oszillatorfrequenzen

Abbildung 2.10: Resonanzkurve und Resonanzfrequenzverschiebung bei einer Frequenzdifferenz der beiden Oszillatoren

3 Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen

Der aktuelle Aufbau des q BOUNCE Experiments lässt Raum für Erweiterungen, die es ermöglichen sollen neue Grenzen einiger physikalischer Theorien zu erforschen. Durch Messungen mit Magnetfeldern können beispielsweise Theorien zu spinabhängigen, fünften Kräften überprüft werden. Der Grundgedanke dieser Arbeit war die Ramsey-Gravitationsresonanzspektroskopie spinabhängig durchzuführen. Da in der Zeit, in der diese Diplomarbeit durchgeführt wurde, am zugewiesenen Strahlplatz des ILL die Erdbebensicherheit nicht gegeben war, konnten keine Experimente mit Neutronen durchgeführt werden. Nichtsdestotrotz wurde bereits mit der Planung begonnen und die Ergebnisse sollen hier kurz vorgestellt werden.

Im Folgenden soll zunächst ein kurzer Überblick über den experimentellen Aufbau des q BOUNCE Experiments gegeben werden. Dabei sollen die wichtigsten Teile der Konfiguration vorgestellt werden, ohne einen Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben. Danach soll eine kurze Motivation gegeben werden, warum spinabhängige Messungen angestrebt werden. Schließlich werden Zugänge zur Erweiterung des Experiments auf spinabhängige Messung vorgestellt und eine mögliche Realisierung mittels zweier Rahmenspulenpaare genauer analysiert. Die entstehenden Felder und Wärmeentwicklungen wurden berechnet und anhand dieser Ergebnisse werden Vorschläge zur Dimensionierung der Spulen gegeben.

3.1 Experimenteller Aufbau des q Bounce Experiments

In Kapitel 1 wurde die historische Entwicklung des q BOUNCE Experiments kurz vorgestellt. Die aktuelle Version des Versuchsaufbaues ist das Ergebnis laufender Verbesserungen und Erweiterungen des Experiments. Hier soll ein Überblick über den aktuellen Aufbau gegeben werden und jene Teile des Experiments, die für die vorliegende Arbeit von Relevanz sind, sollen kurz vorgestellt werden.

3 Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen

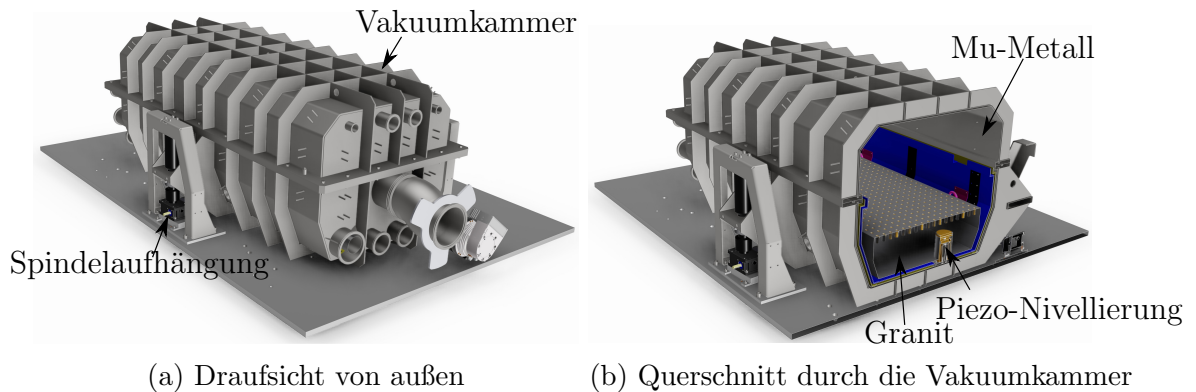


Abbildung 3.1: Die Vakuumkammer des aktuellen q BOUNCE Experiments, geplant von Dipl.-Ing. Miklós Horváth.

3.1.1 Die Vakuumkammer

Die mittlere freie Weglänge von UCNs bei Atmosphärendruck ist viel zu kurz für die Anforderungen des Experiments. Daher ist es notwendig, die Experimente im Vakuum durchzuführen. Für diese Zwecke wurde eine Vakuumkammer angefertigt. Die Kammer ist aus Edelstahl gefertigt und ihre Abmessungen betragen $2300 \times 1100 \times 955$ mm. Sie ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Kammer wird mittels dreier Spindeln auf der Experimentierplattform befestigt. Diese Art der Aufhängung erlaubt eine Grobnivellierung des Systems, da das Experiment eine möglichst geringe Verkipfung der Granitoberfläche relativ zur Richtung der Erdanziehungskraft erfordert.

3.1.2 Die Magnetfeldabschirmung

Neutronen eignen sich aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld sehr gut für Gravitationsexperimente im Quantenbereich. Einzig externe Magnetfelder stellen aufgrund des magnetischen Dipolmoments des Neutrons eine nicht vernachlässigbare Störeinflussquelle dar (siehe Kapitel 1). Das Experiment muss daher von diesen Feldern abgeschirmt werden. Dazu wird eine Mu-Metall Abschirmung verwendet. Mu-Metall ist eine Nickel-Eisen Legierung mit einer besonders hohen Permeabilität. Das bewirkt, dass magnetische Feldlinien in den Bereich des Materials gezwungen werden. Das Mu-Metall wird im Fall des q BOUNCE Experiments in Form von Blechplatten doppelwandig auf der Innenseite der Vakuumkammer angebracht, wie es in Abbildung 3.1b illustriert ist. Dies ermöglicht, das Innere der Vakuumkammer möglichst feldfrei zu halten. Ziel ist es den Innenraum um einen Faktor 80-100 gegenüber den externen Magnetfeldern abzuschirmen.

3.1 Experimenteller Aufbau des *q*BOUNCE Experiments

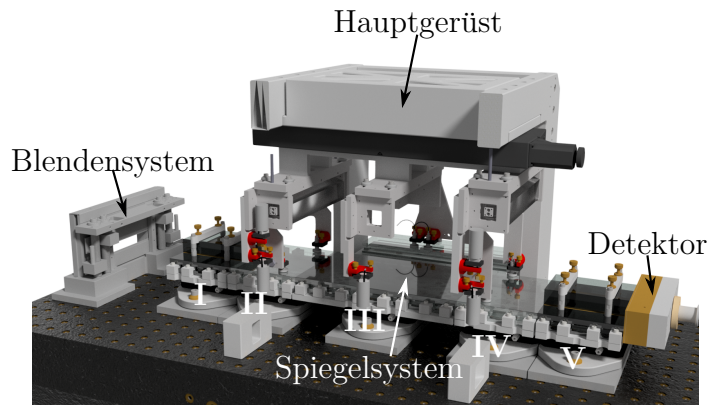


Abbildung 3.2: Experimentaufbau auf dem Messgranit, entstanden im Rahmen der Dissertation von Tobias Rechberger, 2017

3.1.3 Der Messgranit

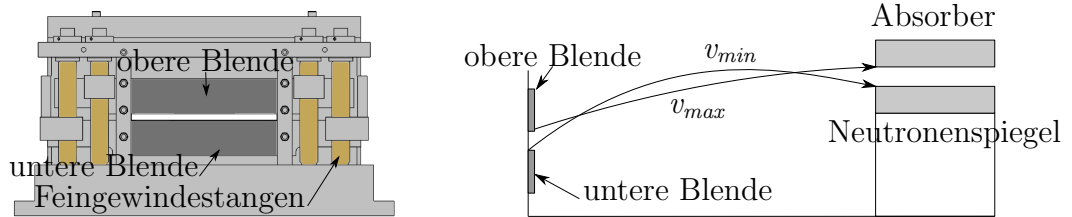
Der Messgranit dient als Basisplatte für den eigentlichen Experimentaufbau. Er ist poliert und hat eine Abmessung von $1900 \times 700 \times 220$ mm. An seiner Oberfläche befinden sich eine Reihe von Messinggewinden, mit denen die jeweiligen Teile des Experiments am Granit befestigt werden können. Der Granit und seine Position in der Vakuumkammer sind in Abbildung 3.1b zu sehen. Am Boden weist der Granit Ausnehmungen für die Piezo-Nivellierung aus, die eine Feinjustage der Granitoberfläche ermöglicht. Der Experimentaufbau auf dem Messgranit ist in Abbildung 3.2 gezeigt und die wichtigsten Teile sollen in den folgenden Kapiteln kurz behandelt werden.

3.1.4 Das Blendensystem

Das aktuell verwendete Blendensystem wurde im Rahmen der Bachelorarbeit von David Rath entwickelt [Rat16]. Diese Arbeit wurde auch als Quelle für die folgende Zusammenfassung des Systems herangezogen, welches in Abb. 3.3a dargestellt ist. Die Funktionsweise ist schematisch in Abb. 3.3b gezeigt.

Das Blendensystem hat die Aufgabe ein definiertes Geschwindigkeitsspektrum aus dem Neutronenstrahl zu filtern. Dazu werden zwei Blenden aus Bohrstaht verwendet, die alle Neutronen absorbieren, die nicht durch den Schlitz in der Mitte fliegen. Die Blenden können über Feingewindeschrauben justiert werden, was eine genaue Kontrolle über deren Höhe und Abstand erlaubt. Diese Parameter bestimmen das Geschwindigkeitsspektrum der durchgelassenen Neutronen. Nach dem Passieren des Eintrittsschlitzes steigen die Neutronen im Gravitationsfeld der Erde um den Neutronenspiegel erreichen zu können. Die Konfiguration verhindert, dass zu schnelle Neutronen horizontal in das System eindringen können.

3 Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen



(a) Ansicht von vorne. (Quelle: [Rat16], S.19, Abb.3.5) (b) Funktionsweise des Blendensystems. (vgl: [Rat16], S.5, Abb.1.4)

Abbildung 3.3: Das Blendensystem

3.1.5 Das Spiegelsystem

Das Spiegelsystem stellt das eigentliche Herzstück der Anordnung dar. Dabei können die Neutronen über eine Strecke von einem knappen Meter propagieren. Hierzu werden sehr gut polierte BK7 planparallele Glasplatten als Neutronenspiegel verwendet und die Tatsache ausgenutzt, dass UCNs unter allen Einfallswinkeln total an der Spiegeloberfläche reflektiert werden. Da hier die entscheidenden quantenphysikalischen Vorgänge des Experiments ablaufen sind die Anforderungen an die Genauigkeit entsprechend groß. Das System ist unterteilt in fünf Regionen (siehe Abb. 1.6), und Stufen zwischen den Regionen müssen sehr genau mess- und steuerbar sein. Das Spiegelsystem befindet sich zentral am Messgranit.

Der Aufbau der einzelnen Regionen, sowie die Funktionsweise der Stufenüberwachung werden in Kapitel 5 beschrieben. Für die Bedeutung der einzelnen Regionen für die Gravitationsresonanzspektroskopie sei auf Kapitel 2 verwiesen.

3.1.6 Das Hauptgerüst

Das Hauptgerüst ist zwar nicht direkt für die Ramsey-Resonanzspektroskopie nötig, stellt aber einen unverzichtbaren Teil des Experiments dar. Es dient dazu alle Spiegel auf die richtige Höhe zu bringen. Außerdem werden die Oszillationen der Spiegel damit gemessen und die vorhandenen Restmagnetfelder quantifiziert. Für das Vorgänger-Experiment wurde bereits ein solches Gerüst angefertigt. Allerdings konnte dieses nicht mehr die gewachsenen Anforderungen aufgrund längerer Spiegelfläche und zweier vibrierender Regionen erfüllen. Daher wurde ein neues Gerüst gefertigt. Im Zuge dieser Arbeit wurde dieses erstmals zusammengebaut und ausgetestet.

Das Herzstück des Gerüsts stellt ein Linearverfahrtisch dar, mit dem das Spiegelsystem in Neutronenflugrichtung abgefahren werden kann. Mittels kapazitiver Sensoren, die knapp über den Spiegeloberflächen bewegt werden, können so Stufen und Verkipnungen der Spiegel sehr genau gemessen und in weiterer Folge ausgegli-

chen werden. Eine detailliertere Behandlung dieses Prozesses wird in Kapitel 5.2.2 gegeben.

Frequenz und Amplitude der Oszillationen von Region II und IV werden mittels eines Laserinterferrometers vermessen. Um die Laserstrahlen auf die entsprechenden Neutronenspiegel lenken zu können, wurden im Gerüst zwei Prismen verbaut, die den Strahlengang bestimmen. Dabei wurde darauf Wert gelegt, die Aufhängungen der Prismen mittels Gummipuffern zu dämpfen, damit Oszillationen des Gerüsts sich nicht auf die Prismen übertragen können.

3.1.7 Der Neutronendetektor

Im q BOUNCE Experiment kommt ein sogenannter Proportionalzähler zum Einsatz. Dieser befindet sich direkt hinter der fünften Region und registriert die Neutronen, die es schaffen das gesamte Experiment zu durchlaufen. Dabei befindet sich ein dünner Draht in einem gasgefüllten, zylindrischen Volumen. Einfallende Neutronen werden durch eine mit Bor beschichtete Aluminium Folie in geladene Teilchen umgewandelt, die im Gas Ionenpaare erzeugen. Diese werden zum, unter Hochspannung liegenden, Draht beschleunigt und führen zu einer lawinenartigen Stoßionisation, die zu einem Signalpuls führt [Jer05]. Der Detektor wurde im Laufe der Jahre immer weiter verbessert um den Signaluntergrund möglichst gering zu halten. Die letzte Version des Detektors entstand im Zuge der Vorbereitungen auf dieses Experiment durch Martin Thalhammer.

Da es zur Zeit noch keine elektronischen Detektoren mit der benötigten Ortsauflösung im sub- μm -Bereich gibt, kommt zusätzlich zum Proportionalzähler noch eine zweite Detektorart im q BOUNCE Experiment zum Einsatz. Dieser sogenannte Spurdetektor wurde speziell für die Anforderungen von q BOUNCE entwickelt. Dabei wird ein Kunststoffplättchen mit Bor beschichtet. Die Zerfallsprodukte der Reaktion von einfallenden Neutronen mit dieser Schicht erzeugen im Kunststoff Defekte in der Gitterstruktur, die analysiert und ausgewertet werden können [Tha13]. Mit diesem Spurdetektor kann die Qualität der Zustandspräparation, sowie die zeitliche Entwicklung der Neutronenzustände studiert werden.

3.2 Motivation und Grundidee

Nach heutigem Stand der Wissenschaft gibt es Theorien, die eine kurzreichweitige, spinabhängige Wechselwirkung, vermittelt durch sogenannte Axionen, postulieren. Diese treten als Nambu-Goldstone Bosonen aufgrund der Brechung der CP-Symmetrie der starken Wechselwirkung auf [Pec08]. Axionen sind bis auf das sogenannte *Axionenfenster*, welches einen Massebereich von $10\ \mu\text{eV}$ bis $1\ \text{eV}$ um-

3 Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen

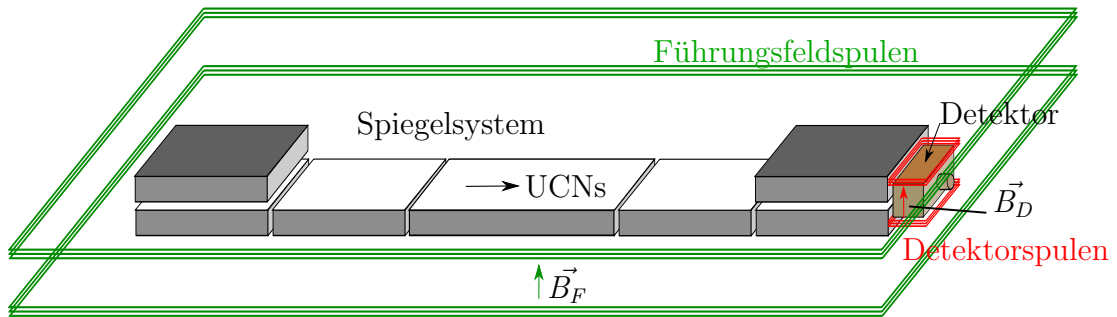


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Experiments inklusive Spulen

fasst bereits ausgeschlossen [Jen11]. Gravitationsexperimente mit UCNs sind auf dieses Fenster sensitiv und eignen sich daher sehr gut für Untersuchungen der Theorie. Dazu ist es jedoch notwendig, den Spin der gemessenen Neutronen selektieren zu können. Spinabhängige Messungen der Gravitationsresonanzspektroskopie wurden erstmals im Rahmen der Dissertation von Tobias Jenke durchgeführt [Jen11]. Ausgangspunkt der Überlegungen sind daher die Erkenntnisse von damals. Um spinabhängig messen zu können sind zwei Zugänge möglich.

- Die Neutronen werden bereits vor dem Eintreten in das q BOUNCE Experiment polarisiert und durchlaufen dieses unter Einsatz eines sogenannten Führungsfeldes. Anschließend werden alle Neutronen, die das System durchlaufen konnten, detektiert.
- Es werden unpolarisierte Neutronen verwendet. Durch ein Führungsfeld im System kann sich der Neutronenspin nur parallel oder antiparallel zur Feldrichtung ausrichten. Detektiert werden schlussendlich nur die Neutronen einer bestimmten Spinrichtung. Dazu ist ein zweites Magnetfeld erforderlich, das für die Polarisation einer Eintrittsfolie in den Detektor notwendig ist.

Da letztere Möglichkeit mit weniger Adaptionen am System vorgenommen werden kann und das Eingangsspektrum nicht noch einmal charakterisiert werden muss, wurde dieser Zugang gewählt. Das Prinzip ist schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt und soll in den folgenden Kapiteln näher erläutert werden.

3.3 Das Führungsfeld

Das Führungsfeld bezeichnet ein möglichst homogenes Magnetfeld, das in eine Richtung normal zur Spiegelebene zeigt. Es dient dazu die Spins der Neutronen

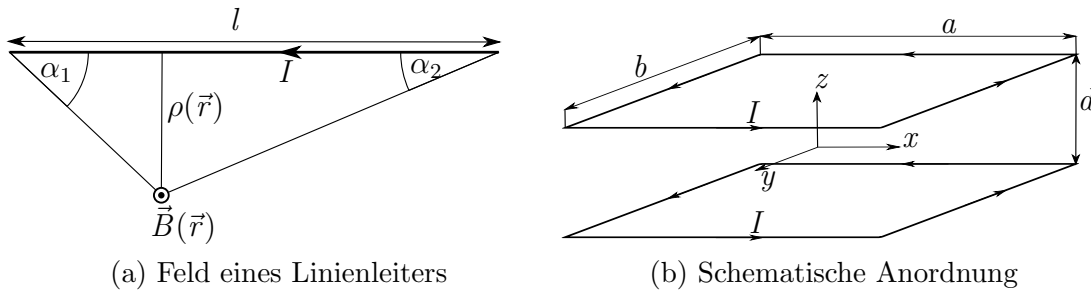


Abbildung 3.5: Geometrische Überlegungen zur Herleitung des Magnetfeldes eines Rahmenspulenpaares

im Spiegelsystem parallel oder antiparallel zur Magnetfeldrichtung auszurichten. Die einfachste Möglichkeit um ein geeignetes Führungsfeld zu erhalten besteht darin, ein sogenanntes Rahmenspulenpaar in Helmholtzkonfiguration um das gesamte System zu legen (siehe Abb.3.4). Dabei handelt es sich um zwei Rechteckspulen, die so angeordnet sind, dass die Spiegelflächen genau auf Höhe der Mitte zwischen den beiden Spulen sind. Das sorgt dafür, dass die erste Ableitung des Magnetfeldes normal zur Spiegelfläche in z-Richtung verschwindet. Werden die Dimensionen der Rahmenspule, relativ zu jenen der Spiegelflächen möglichst groß gewählt, so ist das Feld auf der gesamten Spiegelfläche relativ konstant und gradientenfrei. Die benötigte Feldstärke des Führungsfeldes liegt etwa eine Größenordnung über dem Restmagnetfeld am Ort der Neutronenspiegel also etwa bei $100 \mu\text{T}$ [Jen11]. Um das Spulenpaar richtig dimensionieren zu können wurden Berechnungen zu den entstehenden Magnetfeldern und der Erwärmung der Anordnung durchgeführt.

Ausgangspunkt der Berechnung des Magnetfeldes eines Rahmenspulenpaares ist das Magnetfeld eines endlichen, stromdurchflossenen, geraden Leiters (siehe Abb. 3.5a). Der Leiter habe die Länge l und werde von einem Strom der Stärke I durchflossen. Das Magnetfeld \vec{B} am Punkt \vec{r} beträgt dann

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi\rho(\vec{r})} (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2) \vec{e}_\phi. \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet $\rho(\vec{r})$ den Normalabstand des Punktes zum Leiter. Die Richtung des Magnetfeldes ist gemäß der rechten Hand Regel radial zum Leiter gerichtet, in unserem Fall aus der Bildebene heraus. Das Feld einer rechteckigen Leiterschleife erhält man durch Superposition von zwei Leitern mit Länge a die in $+$ und $-x$ -Richtung durchflossen werden und zwei in $\pm y$ -Richtung durchflossenen Leitern der Länge b . Die Anzahl der Windungen n geht multiplikativ in die Rechnung ein. Um ein Helmholtzspulenpaar zu erhalten müssen schlussendlich die Felder von zwei Leiterschleifen im Abstand d addiert werden. Das Koordinatensystem wurde

3 Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen

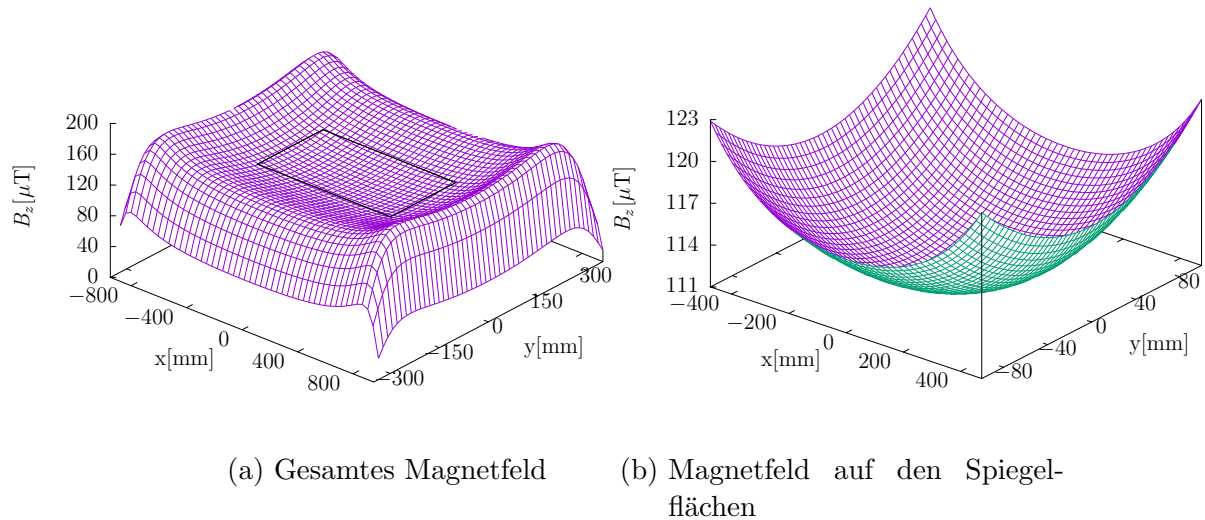
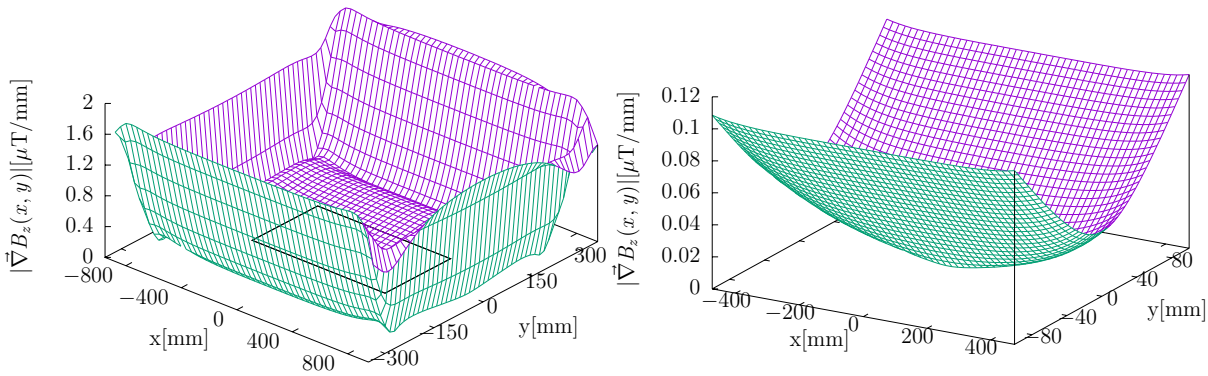


Abbildung 3.6: Simulationen des Magnetfeldes in der Spiegelebene

dabei wie in Abb. 3.5b gewählt, sodass der Ursprung genau im Zentrum zwischen den beiden Spulen liegt. Die x-Richtung stellt dabei die Neutronenflugrichtung dar. Die Spiegelflächen liegen in der x-y-Ebene.

Ziel ist ein möglichst homogenes Magnetfeld in sowohl auf den Spiegelflächen als auch normal dazu zu erhalten. Damit Randeffekte eine möglichst kleine Rolle spielen, muss der Spulen-Rahmen möglichst großzügig definiert werden. Die maximal möglichen Abmessungen sind durch die Dimensionen des Granits beschränkt. Dieser ist 1900 mm lang und 700 mm breit. Die Neutronenspiegelflächen befinden sich genau im Zentrum des Granits und haben insgesamt eine Länge von 948 mm und eine Breite von 200 mm. Die Spiegel befinden sich auf einer Höhe von 105 mm über der Granitfläche. Der Abstand d der Rahmenspulen muss daher doppelt so groß gewählt werden, also 210 mm.

Das berechnete Magnetfeld ist in Abb. 3.6 dargestellt. Betrachtet wird hierbei nur die $z=0$ Ebene, also die Ebene in der die Spiegelflächen liegen. In dieser Ebene hat das resultierende Feld, je nach Stromrichtung, nur eine Komponente in + oder - z Richtung. Abb. 3.6a zeigt das Magnetfeld in der ganzen Ebene, begrenzt durch den Rahmen der Spule. Die Position der Spiegelflächen wird durch das schwarze Rechteck im Zentrum hervorgehoben. Man kann erkennen dass das Magnetfeld eine Kissenform aufweist. Im Zentrum ist das Feld näherungsweise konstant, während an den Rändern signifikante Änderungen zu beobachten sind. Das Magnetfeld im Spiegelsystem selbst wird in Abb. 3.6b nochmals hervorgehoben. Genau im Zentrum erhält man mit den obigen Parametern eine Feldstärke von rund $111 \mu\text{T}$. Der Maximalwert des Feldes an den Ecken der Spiegelflächen beträgt etwa $123 \mu\text{T}$.



(a) Betrag des Gradienten des Magnetfeldes in der Spiegelebene (b) Betrag des Gradienten des Magnetfeldes in der Spiegelebene

Abbildung 3.7: Simulationen des Gradienten des Magnetfeldes in der Spiegelebene

Das stellt eine Abweichung von 9,7% dar. Um ein Gefühl für die auftretenden Feldgradienten zu erhalten wurden auch diese für die Parameter aus Tabelle 3.1 berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.7 dargestellt

In Abb. 3.7a ist der Betrag des Gradienten in der gesamten, durch die Spulen begrenzten $z=0$ Ebene dargestellt. Die Funktion hat die erwartete Form. An den Rändern treten große Gradienten auf, während im Zentrum die Beträge sehr klein werden. Vergrößert wurde wieder der durch das schwarze Rechteck dargestellte Bereich der Spiegelflächen. Man erkennt, dass der Gradient genau im Zentrum verschwindet und wie erwartet an den Rändern die größten Werte annimmt. Die größten Auftretenden Gradienten sind dabei etwa $0,11 \mu\text{T mm}^{-1}$ ($\hat{=} 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ T m}^{-1}$).

Nun gilt es noch das Feld entlang der z -Achse zu analysieren. In Abb. 3.8 ist die z -Komponente des Magnetfeldes im Zentrum des Spiegelsystems ($x=y=0$) in Abhängigkeit der Höhe über den Spiegeln z dargestellt. Der dargestellte Bereich wird durch den oberen und unteren Rahmen begrenzt.

Man kann den erwarteten parabelförmigen Feldverlauf erkennen. Die Steigung verläuft näherungsweise linear und verschwindet genau in der Mitte zwischen den Spulen. Da die Neutronen nur im μm -bereich hüpfen ist der Gradient aufgrund der Sprunghöhe vernachlässigbar. Er liegt bei einer Höhe von $10 \mu\text{m}$ nur bei etwa $10^{-5} \mu\text{T mm}^{-1}$ ($\hat{=} 10^{-7} \text{ T m}^{-1}$).

Zur besseren Übersicht werden die verwendeten Rechenparameter, sowie die erhaltenen Ergebnisse nochmals in Tabelle 3.1 dargestellt.

3 Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen

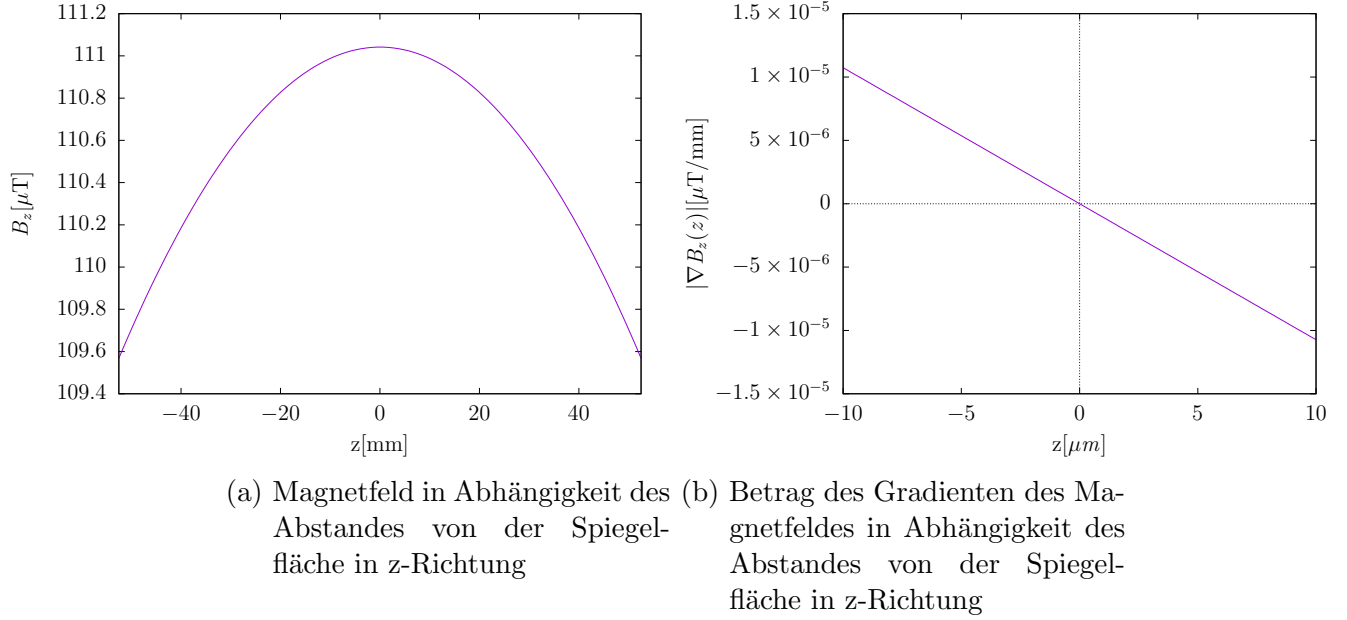


Abbildung 3.8: Simulationen des Magnetfeldes normal zur Spiegelebene

Parameter		Ergebnisse	
Länge a	1900 mm	$B_z(0, 0, 0)$	111 μT
Breite b	700 mm	$B_z(474, 100, 0)$	123 μT
Abstand d	210 mm	$ \vec{\nabla} B_z(0, 0, 0) $	0 $\mu\text{T mm}^{-1}$
Anzahl der Windungen n	150	$ \vec{\nabla} B_z(474, 100, 0) $	0,11 $\mu\text{T mm}^{-1}$
Spannung U	22,3 V	$ \vec{\nabla} B_z(0, 0, 0.01) $	10^{-4} $\mu\text{T mm}^{-1}$
\rightarrow Strom I	330 mA		

Tabelle 3.1: Parameter und Ergebnisse der Simulation der Rahmenspulenordnung

3.4 Erwärmung der Anordnung

Neben den resultierenden Magnetfeldern ist auch die Erwärmung der Spulenordnung bei dessen Dimensionierung zu beachten. Diese sollte in einem Bereich sein, der eine externe Kühlung nicht notwendig macht. Die Erwärmung des Drahtes hängt hauptsächlich von seinem elektrischen Widerstand ab, der vor allem durch die Drahtdicke bestimmt wird. Um abschätzen zu können welche Drahtstärke notwendig ist um die Erwärmung in einem vernünftigen Bereich zu halten, wurde diese näherungsweise berechnet.

Stromfluss durch einen Widerstand führt bekanntlich zu einer Erwärmung desselben. Gleichzeitig gibt ein Körper Wärme an seine Umgebung ab. Da sich die Spule im Vakuum befindet findet dieser Wärmeaustausch nur in Form von Wärmestrahlung statt. Wärmeleitung kann vernachlässigt werden. Wärmestrahlung wird mit dem Stefan-Boltzmann Gesetz beschrieben:

$$\dot{Q} = \epsilon \cdot \sigma \cdot O \cdot T^4. \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnet \dot{Q} den abgestrahlten Wärmestrom, σ die Stefan-Boltzmann Konstante, ϵ den Emissionsgrad, O die Oberfläche des Körpers und T dessen Temperatur. Gleichzeitig nimmt der Draht Wärme aus der Umgebung (Temperatur T_U) auf. Die Netto abgestrahlte Wärme kann damit näherungsweise mit

$$\dot{Q} = \epsilon \cdot \sigma \cdot O \cdot (T^4 - T_U^4) \quad (3.3)$$

beifiziert werden. Der Draht befindet sich auf einer stationären Temperatur T_{stat} wenn die eingehende Leistung $P = U^2/R$ gleich der abgestrahlten Wärme ist

$$\frac{U^2}{R} = \epsilon \cdot \sigma \cdot O \cdot (T_{stat}^4 - T_U^4). \quad (3.4)$$

U ist hier die angelegte Spannung und R der Gesamtwiderstand des Drahtes. Die Oberfläche O hängt von der Drahtdicke und der Wicklung der Spule ab. Um die Ausdehnung in z-Richtung nicht zu groß werden zu lassen ist es von Vorteil den Draht so zu wickeln um in z-Richtung 15 Lagen und in normal dazu 10 Lagen zu erhalten. Dies ergibt ein möglichst kompaktes Paket des Drahtes um den Rahmen. Der entscheidendste Parameter für die Erwärmung ist jedoch weiterhin der Drahtdurchmesser. Die stationäre Temperatur in Abhängigkeit des Drahtdurchmessers, für eine Wicklung wie zuvor beschrieben, ist in Abb. 3.9 aufgetragen.

Um eine Erwärmung auf über 100 °C zu vermeiden muss eine Drahtdicke von mehr als 0,7 mm gewählt werden.

3 Vorbereitungen zu spinabhängigen Messungen

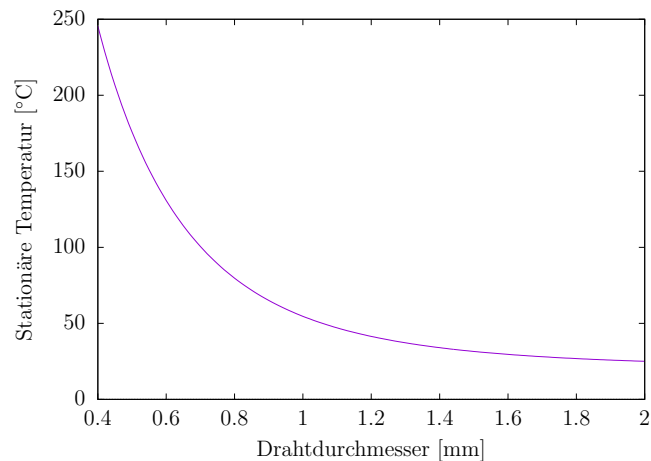


Abbildung 3.9: Stationäre Temperatur gegen Drahtdurchmesser geplottet

3.5 Umbau des Detektors

Der Neutronendetektor muss so modifiziert werden, dass nur Neutronen mit einer bestimmten Spinausrichtung (+ oder - z) detektiert werden. Da sich der Aufbau und die Dimensionen des Detektors seit dem letzten spinabhängigen Experiment kaum geändert haben, kann analog zu [Jen11] vorgegangen werden. In diesem Kapitel sollen kurz die Vorgangsweise und die wichtigsten Parameter skizziert werden.

Um einen spinabhängigen Nachweis der Neutronen zu ermöglichen muss der Detektor mit einer speziellen Eintrittsfolie versehen werden. Diese besitzt zusätzlich zur Bor-Schicht auf der Innenseite eine weichmagnetische Eisenschicht außen. Ein zusätzliches Magnetfeld sorgt dafür, dass die Magnetisierung der Folie gehalten wird und bei Bedarf umgepolt werden kann. Dieses Feld wird mittels eines zweiten Rahmenspulenpaars mit Eisenkern, das den Detektor direkt umschließt, erzeugt. Um Streufelder zu vermeiden, werden Detektor und Spulenpaar von einem Eisenjoch umschlossen. Die notwendigen Adaptionen sind schematisch in Abb. 3.10 dargestellt.

Zum Umpolen der Folie ist ein Feld von etwa 6 mT am Ort der Folie notwendig. Zum Halten der Magnetisierung reicht eine Feldstärke von etwa 1 mT. Für diese Zwecke werden Spulen mit einer Windungszahl von 200 bei einer Drahtstärke von 0,5 mm verwendet. Die benötigten Ströme liegen im Bereich von 0,25 A. Zum Umpolen der Eisenschicht muss der Strom kurzfristig erhöht werden. Allerdings werden diese Ströme nur für kurze Zeit benötigt, sodass das Spulensystem nicht gekühlt werden muss.

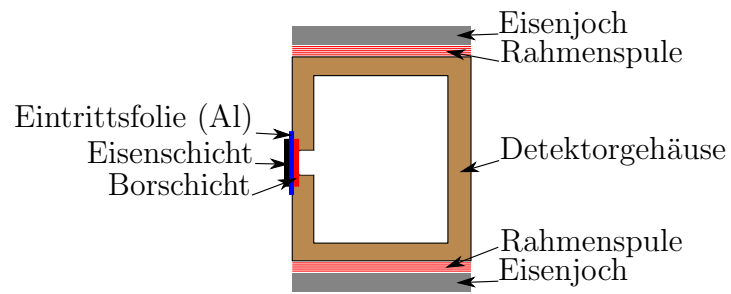


Abbildung 3.10: Querschnitt durch die adaptierte Detektor-Anordnung (vgl. [Jen11])

4 Charakterisierung der Absorber

4.1 Absorber

Die Präparation der Neutronenzustände ist ein wichtiger Bestandteil des q BOUNCE Experiments. Ermöglicht wird dies durch eine Anordnung von zwei Neutronenspiegeln mit definiertem Abstand. Dabei besitzt der obere Spiegel eine raue Oberfläche um angeregte Zustände aus dem Experiment zu streuen. Dieser raue Spiegel wird Absorber genannt. Die Beschaffenheit der rauhen Oberfläche hat einen entscheidenden Einfluss auf das Experiment. Die Rauheitsparameter bestimmen die Streuprozesse bei Selektion und Analyse der Neutronenzustände. Weiters führt die Rauheit zu einer statistischen Unsicherheit in der Spaltbreite zwischen den Spiegeln.

Der Prozess zur Erzeugung der Absorber wird in [Wau15] beschrieben. Hergestellt werden die Absorber am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg. Dabei wird auf einer Oberfläche, welche als ideal angenommen wird, eine scheuernde Paste gleichmäßig verteilt. Ein glatter Neutronenspiegel wird auf diese Fläche gelegt und kreisförmig darüber bewegt. Das bewirkt ein Aufrauen seiner Oberfläche. Die endgültige Beschaffenheit hängt sehr stark von der verwendeten Paste ab. Im vorliegenden Fall wurde eine Körnung von 600 verwendet, was bedeutet auf einem Quadratmillimeter Paste im Schnitt 600 Körner gefunden werden können.

4.2 Oberflächenrauheit

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über die für diese Arbeit notwendigen Kenntnisse zu Oberflächenrauheit geben. Dabei wurde sich an der Diplomarbeit von Gregor Wautischer [Wau15] orientiert, wo dies sehr detailliert behandelt wird. Für noch vertiefendere Informationen sei auf die Standardwerke für Rauheitsanalyse von D.J. Whitehouse [Whi10] und Tom R. Thomas [Tho99] verwiesen.

Als Rauheit werden Abweichungen einer Oberfläche von der idealen, flachen Ebene bezeichnet. Mathematisch spricht man bei einem Oberflächenprofil von der vertikalen Auslenkung z in Abhängigkeit der horizontalen (i.A. zweidimensionalen) Position x

4 Charakterisierung der Absorber

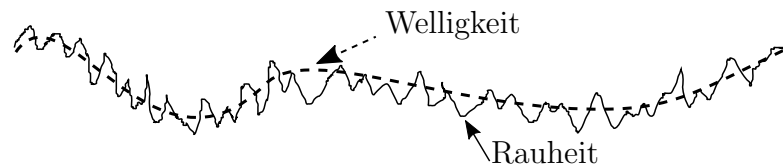


Abbildung 4.1: Vergleich zwischen Rauheit und Welligkeit

$$z = z(x). \quad (4.1)$$

In den meisten Fällen hat man es mit einem diskreten Profil z_i , ($i \in \{1, \dots, N\}$) zu tun, da ein Messgerät die Auslenkung an diskreten Punkten aufzeichnet.

Im Allgemeinen setzt sich ein Oberflächenprofil aus Anteilen mit großer Wellenlänge, der sogenannten Welligkeit und aus kurzwelligen Anteilen, der eigentlichen Rauheit zusammen (siehe Abb. 4.1).

Die Abschneide-Wellenlänge, die die beiden teilt ist nicht fest definiert und hängt von der jeweiligen Problemstellung ab. Üblicherweise wird aus den Rohdaten das Rauheitsprofil extrahiert und damit alle weiteren Parameter bestimmt. Die Welligkeit wird in dieser Arbeit nicht genauer behandelt, zumal das verwendete Rauheitsmessgerät nur verhältnismäßig kurze Strecken abtasten kann, die für eine Analyse der Welligkeit der Spiegel nicht ausreichend sind.

Die Quantifizierung der Rauheit ist nicht völlig trivial. Es existieren eine Vielzahl an definierten Rauheitsparametern, Analysemethoden und Normen. Im Folgenden sollen die für diese Arbeit wichtigsten Begriffe kurz vorgestellt werden.

4.2.1 Amplitudenparameter

Diese Parameter stellen die bekanntesten und am weitesten verbreiteten Parameter zur Rauheitscharakterisierung dar. Hier sollen nur die diskreten Versionen der Definitionen angegeben werden. Folgend soll \bar{z} den Mittelwert der Auslenkungswerte und N die Anzahl der Messpunkte darstellen.

Mittlere Rauheit R_a Gibt den mittleren Betrag des Abstandes eines Punktes vom Mittelwert \bar{z} an

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |z_i - \bar{z}|. \quad (4.2)$$

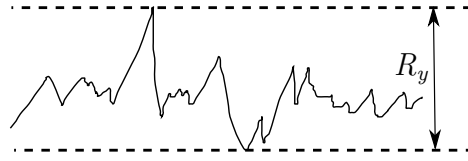


Abbildung 4.2: Gemittelte Rautiefe grafisch

Mittlere Quadratische Rauheit R_q Entspricht der Standardabweichung σ

$$R_q = \sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (z_i - \bar{z})^2}. \quad (4.3)$$

Gemittelte Rautiefe R_y Ist definiert als Differenz zwischen höchstem Berg und tiefstem Tal einer Messung. Üblicherweise wird die Messstrecke dabei in fünf Teile unterteilt, jeweils die entsprechende Differenz $R_y(i)$ gebildet und anschließend der Mittelwert

$$R_y = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 R_y(i) \quad (4.4)$$

gebildet.

4.2.2 Die Amplituden-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

Die Amplituden-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (engl. Amplitude Probability Density Function (APDF)) $p(z)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein beliebiger Punkt auf der Oberfläche die Höhe z besitzt. Mit dieser Funktion kann das k -te ($k \in \mathbb{N}$) zentrale Moment μ_k berechnet werden:

$$\mu_k = \int_{-\infty}^{\infty} (z - \bar{z})^k p(z) dz. \quad (4.5)$$

Schiefheit Die Schiefheit (engl. skew) ist das dritte zentrale Moment normiert auf die Standardabweichung σ ($\hat{=} R_q$). Die Schiefheit ist ein Maß für die Symmetrie des Profils. Im diskreten Fall lautet die Gleichung

$$\mu_{skew} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{z_i - \bar{z}}{\sigma} \right)^3. \quad (4.6)$$

Wölbung Die Wölbung (engl. kurtosis) ist das vierte zentrale Moment normiert auf die Standardabweichung σ ($\hat{=} R_q$). Die Wölbung ist ein Maß für die

4 Charakterisierung der Absorber

„Spitzheit“ des Profils. Im diskreten Fall lautet die Gleichung

$$\mu_{kurt} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{z_i - \bar{z}}{\sigma} \right)^4 - 3. \quad (4.7)$$

4.2.3 Die Autokorrelationsfunktion

Die Autokorrelationsfunktion (ACF) $A(\tau)$ ist ein Maß für die Korrelation der Auslenkung zweier Messpunkte in Abhängigkeit ihres Abstandes τ . Die diskretisierte Definition der ACF lautet

$$A(i\Delta x) = \frac{\sum_{j=1}^{N-i} z_j z_{j+i}}{\sum_{j=1}^N z_j^2}. \quad (4.8)$$

Die ACF einer reinen Sinusfunktion ist wieder ein Sinus. Wird nur ein endliches Sinusprofil verwendet, so hat man es mit einer abklingenden Sinusförmigen ACF zu tun. Ein völlig zufälliges Profil weist eine exponentiell abklingende ACF auf. Ein wichtiger Parameter der ACF ist die Korrelationslänge l_c . Dies ist die Länge bei der der Wert der ACF $1/e$ des Wertes von $A(0)$ beträgt.

4.2.4 Das Frequenzspektrum

Das Frequenzspektrum $F(\nu)$ ist die Fourier-Transformierte des Profils und gibt Informationen über die involvierten Frequenzen. Im diskreten Fall lautet die Formel

$$F_m = \sum_{k=1}^N z_k e^{-2\pi i \frac{(m-1)(k-1)}{N}}, \quad m = 1 \dots N. \quad (4.9)$$

Da nur die Realwerte interessant sind kann die obere Hälfte des Fourierarrays ($m > N/2 + 2$) verworfen werden.

Üblicherweise wird zur Ermittlung des Frequenzspektrums eine sogenannte Fensterfunktion verwendet. Diese wird mit dem Signal multipliziert und soll den sogenannten Leck-Effekt aufgrund der endlichen Signallänge vermindern. Fensterfunktionen gibt es in großer Zahl. Für diese Arbeit wurde das Hanning-Fenster verwendet:

$$H_i = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\cos 2\pi(i-1)}{N} \right). \quad (4.10)$$

Ein wichtiger Parameter des Frequenzspektrums ist die mittlere Frequenz $\bar{\nu}$

$$\bar{\nu} = \frac{\sum_{i=1}^{N/2+1} \nu_i F_i}{\sum_{i=1}^{N/2+1} F_i}. \quad (4.11)$$

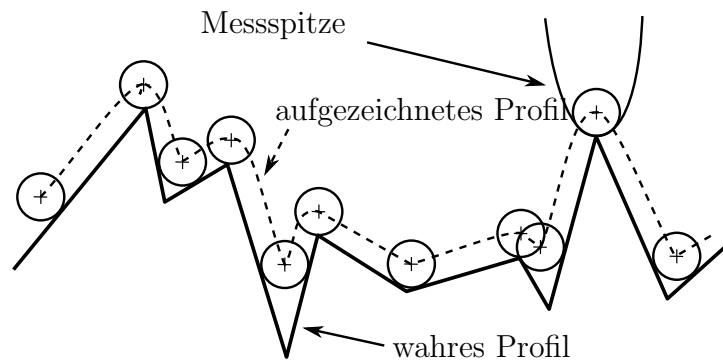


Abbildung 4.3: Problem des endlichen Spitzenradius



Abbildung 4.4: Teile des SE1700

4.3 Tastschnittgeräte

Tastschnittgeräte sind Rauheitsmessgeräte, die ein zweidimensionales Profil der zu untersuchenden Oberfläche, meist über eine Länge von einigen wenigen Millimetern aufzeichnen. Dazu wird eine dünne Diamantspitze über die Oberfläche gezogen. Problematisch bei allen Messungen mit Tastschnittgeräten ist der endliche Spitzenradius r_{tip} der Messspitze. Dadurch können nicht alle Täler völlig abgefahren und aufgelöst werden und das aufgezeichnete Profil entspricht nicht dem wahren, wie in Abb. 4.3 zu sehen ist. Lee und Cho untersuchten das Problem 2012 [LC12] und definierten eine minimal auflösbare Grenzwellenlänge λ_{min} in Abhängigkeit des Spitzenradius und des R_q Wertes des Profils

$$\lambda_{min} = 10,915 \left(\frac{R_q}{r_{tip}} \right)^{0.47} r_{tip}. \quad (4.12)$$

Die Rauheitsmessungen für diese Arbeit wurden mit dem Tastschnittgerät Innova-test SE1700 durchgeführt. Es besteht aus einem Aufnehmer, der die Bewegung der Spitze in ein elektrisches Signal umwandelt, sowie der Datenverarbeitungseinheit.

4 Charakterisierung der Absorber

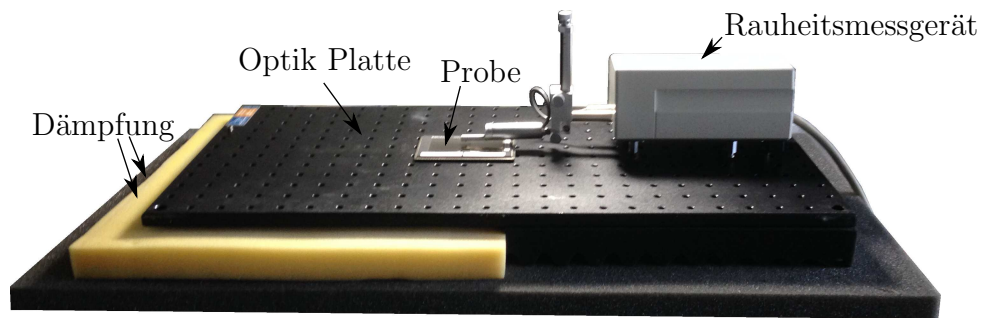


Abbildung 4.5: Versuchsaufbau zur Rauheitsmessung

Für die Messungen wurde der Aufnehmer auf eine Optik Platte gestellt, da diese eine sehr ebene Oberfläche aufweist. Diese Platte wiederum wurde auf mehrere Schichten von Schaumstoffplatten gelegt. Erfahrungsgemäß wird das System dadurch gedämpft und extern verursachtes Rauschen unterdrückt. Der Aufbau ist in Abb. 4.5 dargestellt.

4.4 Messungen

4.4.1 Manuelle Datenverarbeitung

Das verwendete Rauheitsmessgerät ermöglicht prinzipiell eine automatisierte Datenverarbeitung der erhaltenen Rohdaten. Leider ist die Dokumentation sehr lückenhaft und ermöglicht keine genaueren Einsichten in die angewandten Algorithmen. Um mehr Kontrolle über die ermittelten Parameter zu erhalten, wurde die Datenverarbeitung mittels einer selbst geschriebenen Software durchgeführt. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über diesen Vorgang gegeben werden, um die Ergebnisse mit zukünftigen Messungen vergleichbar zu machen.

Steigungskorrektur

Im ersten Schritt werden die Rohdaten insofern korrigiert, als dass etwaige Steigungen und konstante Offsets in den Daten eliminiert werden. Dazu wird eine Gerade $z = ax + b$ an die Rohdaten gefittet und anschließend von diesen abgezogen. Dadurch wird der systematische Fehler eines leicht schräg stehenden Gerätes behoben und außerdem der Mittelwert \bar{z} des Profils auf null gesetzt.

Trennung von Rauheit und Welligkeit

In weiterer Folge werden Rauheit und Welligkeit des Profils getrennt. Dazu wird eine Grenzwellenlänge λ_c definiert. Wellenlängen größer λ_c werden der Welligkeit

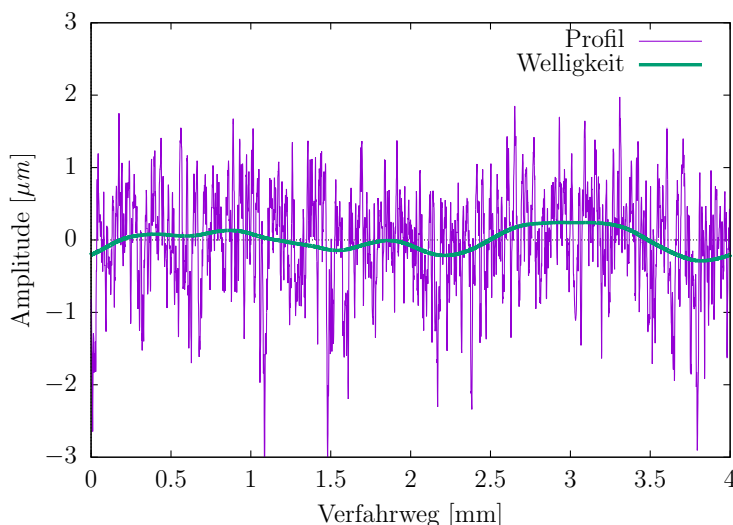


Abbildung 4.6: Trennung von Rauheit und Welligkeit, Ausschnitt aus einer Messung des Absorbers SN0708. In violett wird das gemessene Profil dargestellt, in grün die daraus extrahierte Welligkeit. Die Rauheit ergibt sich aus der Subtraktion der Welligkeit vom Profil.

zugeordnet, jene kleiner λ_c dem Rauheitsprofil (siehe Abb. 4.6). Zur Trennung von hoch und niederfrequenten Anteilen wurde ein Butterworth-Filter verwendet:

$$F'(\omega) = F(\omega) \cdot \frac{1}{1 + (\omega/\omega_{Gr})^{2n}}. \quad (4.13)$$

Dabei bezeichnet $F'(\omega)$ das gefilterte Frequenzspektrum, $F(\omega)$ das ursprüngliche Spektrum und $\omega_{Gr} = \frac{2\pi}{\lambda_c}$ die Grenzfrequenz. Der Butterworth-Filter fungiert wahlweise als Hoch- oder Tiefpass. Der Vorteil dieses Filter ist, dass über die Filterstärke n ($n \in \mathbb{N}$) frei verfügt werden kann und sie so auf das jeweilige Problem angepasst werden kann.

Für diese Arbeit wurde eine Grenzwellenlänge von $\lambda_c = 0,8$ mm und ein Verfahrweg von $5 \cdot \lambda_c = 4$ mm gewählt. Um zu überprüfen ob der gewählte Algorithmus mit dem Geräteinternen zusammenpasst, wurde die ermittelte Welligkeit mit jener die das Gerät ermittelt verglichen (siehe Abb. 4.7).

Man erkennt, dass die beiden Kurven größtenteils sehr ähnlich sind. Einzig an den Randbereichen kommt es zu kleineren Unterschieden. Dies lässt sich damit erklären, dass Geräte-intern eine halbe Grenzwellenlänge am Beginn und am Ende der Messung zusätzlich verwendet wird, um Randeffekte zu verringern. Diese Daten werden jedoch vom Gerät nicht ausgegeben und können daher für die eigene Auswertung nicht verwendet werden. Man kann auch erkennen, dass die selbst ermittelte Kurve glatter verläuft als die Geräte-interne. Dies könnte auf eine veraltete

4 Charakterisierung der Absorber

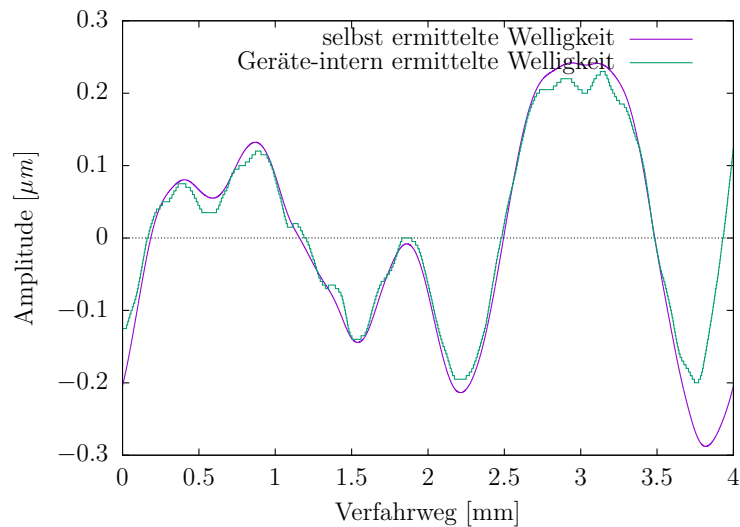


Abbildung 4.7: Vergleich der selbst ermittelten Welligkeit, mit jener des SE1700. Während die geräteintern ermittelte Welligkeit klare Diskretisierungseffekte erkennen lässt verläuft die selbst ermittelte Welligkeit viel glatter. Merkliche Unterschiede sind nur in den Randbereichen erkennbar.

Gerätesoftware hinweisen. Trotz der Randeffekte wurde mit den selbst erzeugten Daten weitergearbeitet, da sie eine bessere Kontrolle des Algorithmus ermöglichen.

Bei der Ermittlung des Rauheitsprofils ist der Effekt des endlichen Spitzenradius miteinzubeziehen, wodurch sich eine obere Abschnidefrequenz laut (4.12) ergibt. Schlussendlich sieht das Frequenzspektrum des Rauheitsprofils etwa so aus wie in Abb. 4.8 gezeigt. Die niederfrequenten Anteile fallen aufgrund der Welligkeit weg, die Hochfrequenten Teile aufgrund des endlichen Spitzenradius.

Ein Beispiele für ein aufbereitetes Profil nach Anwendung aller Korrekturen ist in Abb.4.9 dargestellt. Mit diesem Rauheitsprofil werden nun die Rauheitsparameter, die zu Beginn dieses Kapitels vorgestellt wurden, bestimmt.

4.4.2 Messungen an den Referenzproben

Um die Qualität der Datenauswertung beurteilen zu können wurden zunächst Messungen an Referenzproben der Firma Mitutoyo durchgeführt. Die verwendete Probe weist zwei Messflächen auf, für die die mittlere Rauheit R_a und mittlere Rautiefe R_y gegeben sind.

Die Ergebnisse dieser Messungen findet man in Tabelle 4.1. Man kann gut die weitest gehende Übereinstimmung der vom Gerät ermittelten Werte, mit jener der

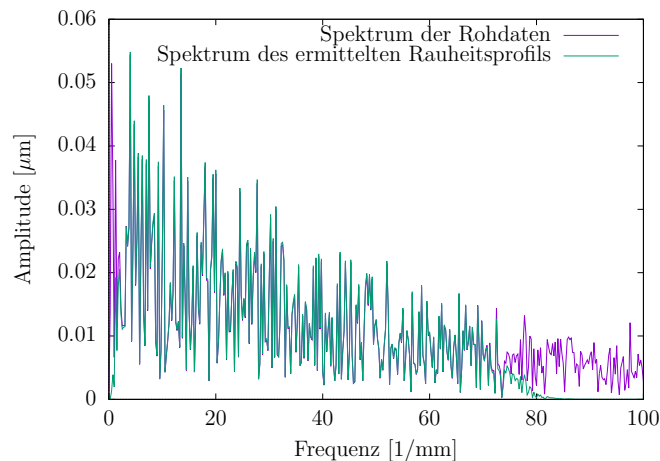


Abbildung 4.8: Spektrum des Rauheitsprofils im Vergleich zu dem des unbearbeiteten Profils

eigenen Datenauswertung erkennen. Ein Vergleich mit den vorgegebenen Werten zeigt eine Abweichung von wenigen Prozentpunkten mit den ermittelten R_a und R_y Werten, wobei die ermittelten Werte tendenziell etwas zu groß sind.

4.4.3 Messungen an den Absorbern

Hier sollen die Ergebnisse der Rauheitsmessungen an den Absorbern dargestellt werden. Es wurden zwei neue Absorber, mit den Seriennummern SN0708 und SN0709, vermessen. An jedem Absorber wurden 8 Messungen durchgeführt und die entsprechenden Mittelwerte und Standardabweichungen berechnet. Die Ergebnisse für die wichtigsten Rauheitsparameter sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Zusätzlich wurden auch die Geräteintern ermittelten Ergebnisse zum Vergleich notiert.

Man kann eine gute Übereinstimmung zwischen den Werten der beiden Absorber erkennen. Einzig die Schiefheits- und die Wölbungswerte stellen sich als nicht aussagekräftig dar, da die entsprechenden Fehler im Bereich von 50 % bis über 100 % liegen. Ein Vergleich mit den Daten von Wautischer in dessen Diplomarbeit (Tabelle 4.3) zeigt auch eine relativ gute Vergleichbarkeit der Werte. Die mittlere Rauheit der neuen Absorber ist jedoch merklich größer als jene 2015. Das Aufrauen der Spiegeloberflächen ist ein manueller Prozess. Da dieselbe Scheuerpaste wie 2015 für das Aufrauen der Spiegel verwendet wurde, deutet das vielleicht auf kleine Abweichungen im Ablauf der Herstellung der Oberflächen hin. Ob die leicht geänderten Werte einen Einfluss auf den Präparierungsprozess haben bleibt abzuwarten. Derartige Messungen sollen in der Strahlzeit 3-14-358 am ILL durchgeführt werden.

4 Charakterisierung der Absorber

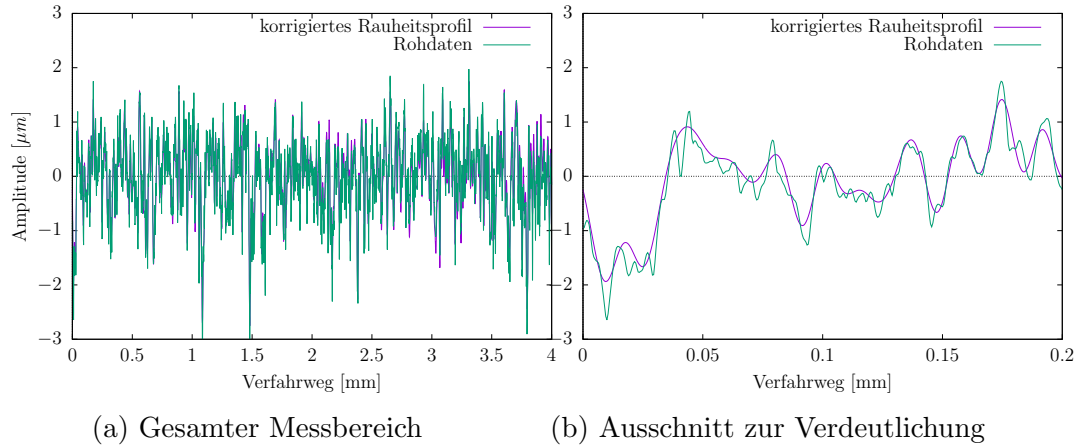


Abbildung 4.9: Aufbereitetes Rauheitsprofil im Vergleich zum Rohprofil

	Referenz 1			Referenz 2		
	Normwert	SE1700	selbst erm.	Normwert	SE1700	selbst erm.
R_a [μm]	2,95	3,057	3,059	0,42	0,447	0,447
R_y [μm]	11,4	11,76	11,415	1,5	1,748	1,786
R_q [μm]	-	3,509	3,516	-	0,503	0,501
μ_{skew}	-	-	0,0066	-	-	0,0053
μ_{kurt}	-	-	-1,298	-	-	-1,41
$\bar{\nu}$ [1/mm]	-	-	12,72	-	-	54,36
λ_c [μm]	-	-	395	-	-	78

Tabelle 4.1: Vergleich zwischen gegebenen Parametern der Referenzproben 1 und 2, den Geräte-intern ermittelten Parametern und der selbst ermittelten Parametern zur Kontrolle der Güte der selbst geschriebenen Datenverarbeitung.

	SN0708		SN0709	
	selbst ermittelt	SE1700	selbst ermittelt	SE1700
R_a [μm]	$0,453\pm 0,023$	$0,483\pm 0,026$	$0,464\pm 0,039$	$0,491\pm 0,039$
R_y [μm]	$3,628\pm 0,402$	$4,106\pm 0,410$	$3,574\pm 0,533$	$4,010\pm 0,487$
R_q [μm]	$0,592\pm 0,029$	$0,643\pm 0,055$	$0,604\pm 0,059$	$0,637\pm 0,060$
μ_{skew}	$-0,765\pm 0,226$		$-0,703\pm 0,321$	
μ_{kurt}	$2,202\pm 2,563$		$1,709\pm 1,457$	
$\bar{\nu}$ [$1/\text{mm}$]	$31,815\pm 1,168$		$31,851\pm 2,415$	
λ_c [μm]	$7,286\pm 0,488$		$7,250\pm 1,165$	

Tabelle 4.2: Ermittelte Rauheitsparameter für die beiden untersuchten Absorber SN0708 und SN0709. Im Vergleich dazu sind die Werte, die Geräteintern ermittelt wurden angegeben. Diese sind durchgehend etwas größer als die selbst ermittelten Parameter.

	SN0410	SN0402
R_a [μm]	$0,361\pm 0,012$	$0,368\pm 0,024$
R_y [μm]	$3,908\pm 0,406$	$4,021\pm 0,770$
R_q [μm]	$0,475\pm 0,019$	$0,477\pm 0,034$
μ_{skew}	$-0,917\pm 0,266$	$-0,717\pm 0,175$
μ_{kurt}	$2,132\pm 1,207$	$1,513\pm 1,106$
$\bar{\nu}$ [$1/\text{mm}$]	$35,514\pm 1,120$	$35,070\pm 1,738$
λ_c [μm]	$6,380\pm 0,378$	$6,303\pm 0,291$

Tabelle 4.3: Zum Vergleich die Rauheitsparameter der Absorber SN0410 und SN0402, die in [Wau15] ermittelt wurden. Man erkennt, dass die mittlere Rauheit tendenziell etwas kleiner ist als bei den Absorbern, die in dieser Arbeit vermessen wurden.

5 Automatisierung und Test der Stufenüberwachung

Die Gravitations-Resonanzspektroskopie ist eine hochempfindliche, quantenphysikalische Technik zur Untersuchung der Quantenzustände von Neutronen im Gravitationsfeld der Erde. Entsprechend hoch sind daher die Anforderungen an das System. Bei der hier angewandten Ramsey Methode propagieren die UCNs auf einem Neutronenspiegelsystem entlang einer Strecke von einem knappen Meter. Das System besteht aus fünf Spiegelflächen, die individuell angesteuert und justiert werden können. Stufen von wenigen μm Höhe zwischen diesen Flächen können einen großen Einfluss auf die quantenmechanischen Zustände von Neutronen haben. Darauf soll im folgenden Unterkapitel noch genauer eingegangen werden. Daher wurde großer Aufwand betrieben, diese Stufen quantifizieren und steuern zu können. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die, im Laufe der Jahre entwickelte Stufenkontrolle installiert und die Auswerte- und Regelsoftware erneuert und angepasst. Schlussendlich wurde die Stufenkontrolle getestet und quantifiziert.

5.1 Auswirkung von Stufen zwischen den Regionen

Stufen zwischen den einzelnen Regionen führen zu zwei systematischen Effekten die berücksichtigt werden müssen. Diese sollen im Weiteren kurz behandelt werden um mit den Erkenntnissen aus Kapitel 5.5 deren Auswirkung auf das vorliegende Experiment abschätzen zu können.

5.1.1 Reflexion an Stufen

Eine endliche Stufenhöhe s am Übergang zweier Regionen, bewirkt eine unerwünschte, teilweise Reflexion des Wellenpaketes. Diese verringert die ohnehin schon kleine Zählrate und sollte daher möglichst vermieden werden. Das Problem wurde bereits in [RSS09] und [Wau15] behandelt. Dabei stellt man fest, dass für eine Stufe nach oben von $1\ \mu\text{m}$, eine Reflexion von $0,16\%$ für den ersten Zustand auftritt. Dieser Wert wird für höhere Zustände geringer. Stufen nach unten haben einen noch geringeren Einfluss auf Reflexionen. Man kann daher schließen, dass

5 Automatisierung und Test der Stufenüberwachung

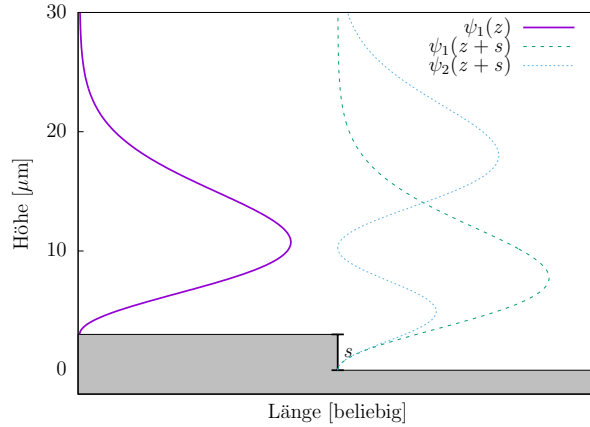


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Auswirkung einer Stufe der Höhe s auf die Übergangswahrscheinlichkeit in andere Zustände. Der einlaufende Zustand links der Stufe muss in die Basis der Eigenzustände rechts der Stufe zerlegt werden.

Stufen von $1\ \mu\text{m}$ oder kleiner in Bezug auf Reflexionen für den hier vorliegenden Versuchsaufbau vernachlässigbar sind.

5.1.2 Übergänge zwischen den Neutronen-Eigenzuständen

Neben der Reflexion führt eine Stufe an der Grenze zweier Regionen auch zu Übergängen zwischen den Neutronenzuständen. Dieser Fall ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das Problem wurde in ähnlicher Art und Weise bereits in [Cro16] untersucht. Allerdings wurden dort Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Eigenzuständen mit zwei Randbedingungen auf Eigenzustände mit einer Randbedingung untersucht. Hier sollen beide Zustände Eigenfunktionen des *Quantum Bouncing Ball* mit einer Randbedingung sein.

Man betrachte ein einlaufendes Neutron, welches sich im Eigenzustand $\psi_i(z)$ des linearen Gravitationspotentials links der Stufe befindet. Dieser Zustand muss am Ort der Stufe auf die Eigenzustände $\tilde{\psi}_j(z)$ des Hamiltonoperators rechts der Stufe projiziert werden um die Übergangswahrscheinlichkeiten zu erhalten. Diese wiederum sind nichts anderes als die um s verschobenen Eigenfunktionen links der Stufe $\tilde{\psi}_i(z) = \psi_i(z + s)$. Daher ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeiten

$$P_{ij} = |\langle \psi_i | \tilde{\psi}_j \rangle|^2 = \left| \int_0^\infty \psi_i(z)^* \psi_j(z + s) dz \right|^2. \quad (5.1)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeiten für die ersten 5 Zustände sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Wie erwartet führt eine Abwärts-Stufe wie in Abbildung 5.2 tendenziell

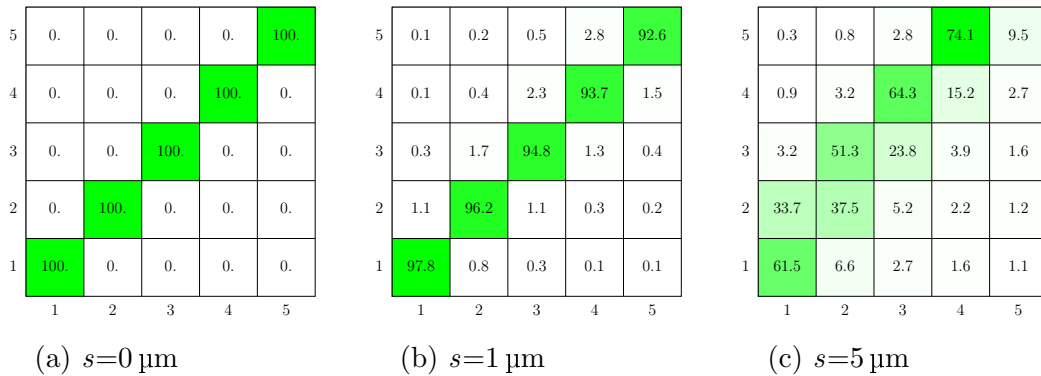


Abbildung 5.2: Übergangswahrscheinlichkeiten P_{ij} für verschiedene abwärts - Stufenhöhen s , für die ersten fünf Eigenzustände des *Quantum Bouncing Ball* in Prozent. Der Prozess ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das von links einlaufende Neutron befindet sich im Eigenzustand $i \in \mathbb{N}$ dargestellt auf der x-Achse. Nach der Stufe befindet sich das Neutron mit der Wahrscheinlichkeit P_{ij} im Zustand $j \in \mathbb{N}$, der auf der y-Achse aufgetragen ist.

zur Anregung in höhere Zustände und umgekehrt. Während der Effekt für eine Stufe von $1 \mu\text{m}$ noch vernachlässigbar ist, sind die Mischungen bei $s=5 \mu\text{m}$ schon signifikant.

5.2 Aufbau und Prinzip

In diesem Kapitel soll kurz auf die notwendigen Teile zur Realisierung der Stufenüberwachung eingegangen werden.

5.2.1 Spiegelsystem

Für die Gravitations-Resonanzspektroskopie nach dem Ramsey Prinzip ist eine Anordnung von fünf Neutronenspiegeln erforderlich, deren Höhe relativ zueinander mess- und steuerbar sein muss. Die fünf Regionen besitzen daher jeweils den in Abb. 5.3a gezeigten Aufbau.

Die Basis bildet eine Grobverstellung, die mittels Gummipuffer und Feingewindeschrauben erlaubt die Tische manuell so zu justieren, dass die Reichweiten ihrer digital steuerbaren Höhenverstellungen überlappen. Auf dieser Basisplatte befindet sich ein Piezo-Positioniertisch, der eine digital steuerbare Feinjustage im sub- μm -Bereich ermöglicht. Auf diesen Tisch wird eine Aluminium-Zwischenplatte geschraubt, auf der der Neutronenspiegel schlussendlich geklemmt wird. Fünf solcher

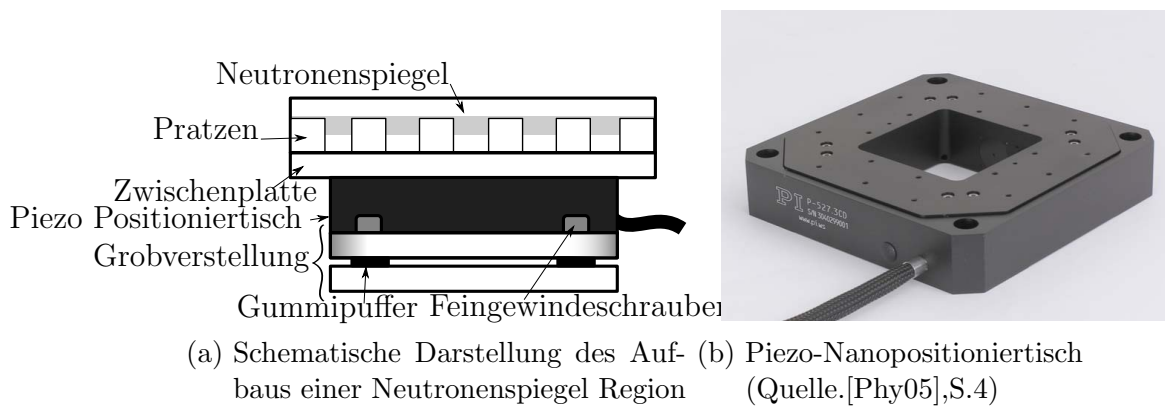


Abbildung 5.3: Komponenten einer Region

Regionen werden aneinander gereiht und sollen relativ zueinander möglichst keine Verkippungen oder Höhendifferenzen aufweisen. Die erlaubten Abweichungen betragen einige wenige μrad Verkippung in und normal zur Flugrichtung, sowie einige wenige μm Höhendifferenz in z-Richtung. Die aktuellen, absoluten Höhen und Winkeleinstellungen der einzelnen Tische können digital ausgelesen werden, die Stellungen relativ zueinander müssen auf andere Art und Weise ermittelt werden.

Die Piezo - Nanopositioniertische

Zur Feineinstellung der Spiegelhöhen werden sogenannte Piezo-Nanopositioniertische der Firma *Physik Instrumente*¹ (Abb. 5.3b) verwendet. Diese sind piezoelektrisch getrieben und haben drei Freiheitsgrade der Bewegung. Eine Achse dient der Höhenverstellung und zwei Achsen regeln die Kippwinkel in- und normal zur Flugrichtung. Mittels dreier Piezo Kristalle erlauben die Tische hoch-präzise Einstellungen dieser Parameter. Die Genauigkeit in z-Richtung beträgt einige nm und die Winkel können im μrad Bereich justiert werden. Die Reichweite beträgt, je nach Modell, 50 bis 200 μm in der Höhe und $\pm 200 \mu\text{rad}$ für die Winkeleinstellungen. Die Tische können in einer closed loop Einstellung betrieben werden um die gewünschten Winkel und Höhenparameter stabil halten zu können. Es besteht die Möglichkeit ein externes, analoges Eingangssignal an die Tische zu legen. Dies erlaubt Oszillationen der Tische, mit bekannter Amplitude und Frequenz zu erzeugen.

¹Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG, Auf der Römerstraße 1, 76228 Karlsruhe, Deutschland

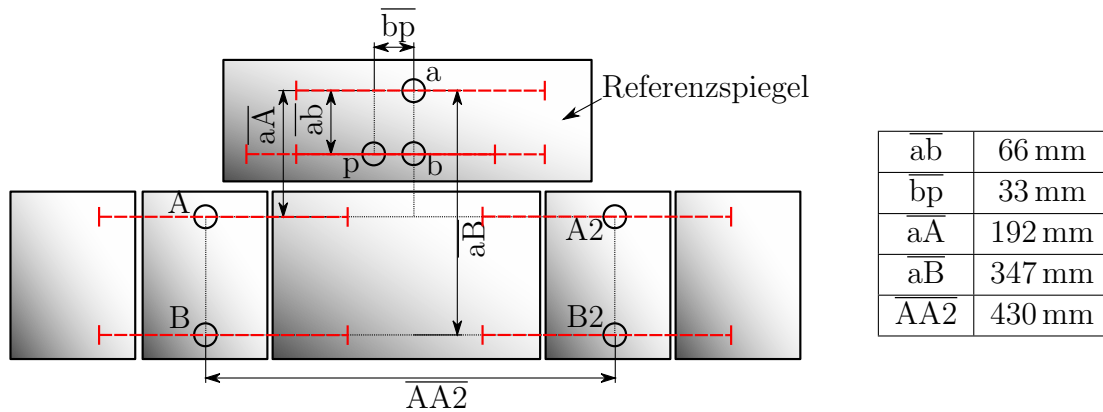


Abbildung 5.4: Geometrie und Parameter der Anordnung

5.2.2 Das Gerüst

Zur Messung der Oszillation der Spiegel, sowie der Höhen und Verkippungen der Neutronenspiegel relativ zueinander, wurde ein Gerüst aus Planaluminium angefertigt. Auf diesem wird ein Linearverfahrtisch befestigt, mit dem die Spiegelflächen in Flugrichtung abgerastert werden können. Auf dem Verfahrtisch wiederum wird ein mehrarmiges Gestell aus Aluminium montiert. Dieses hält sieben kapazitive Sensoren in der in Abb. 5.4 gezeigten Geometrie.

Die kapazitiven Sensoren weisen eine kreisrunde metallische Grundfläche auf, die wenige zehntel Millimeter über den Spiegelflächen angebracht wird. Die Kapazität dieser Anordnung ist äußerst empfindlich auf Abstandsänderungen zwischen Sensor und Spiegel, wodurch durch systematisches Abrastern der Spiegeloberfläche ein Profil der Spiegelflächen erzeugt werden kann. Die Struktur des Gerüsts ist schematisch in Abbildung 5.5 gezeigt.

Die vier Hauptsensoren A, B, A2 und B2 werden direkt über dem Spiegelsystem angebracht. Die drei Korrektursensoren a, b und p befinden sich über einem als völlig eben angenommenen Referenzspiegel. Mit diesen sollen Schwankungen und Unregelmäßigkeiten des Linearverfahrtisches ausgeglichen werden. Für diesen Algorithmus sind die in Abb. 5.4 eingezeichneten Abstände wichtig. Die numerischen Werte sind ebenfalls in Abbildung 5.4 zusammengefasst.

Die Reichweite des Linearverfahrtisches reicht nicht aus um alle Spiegel vollständig abzurastern. Die Ranges der einzelnen Sensoren wurden in Abb. 5.4 in rot darge-

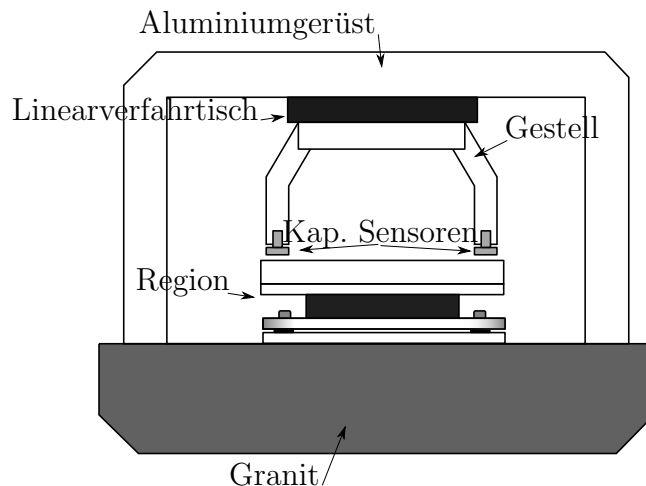


Abbildung 5.5: Querschnitt durch den Experimentaufbau

stellt. Dies betrifft vor allem die erste und fünfte Region, wo nur ein kleiner Teil gemessen werden kann. Die dritte Region weist eine Lücke im Zentrum auf, die von keinem der Hauptsensoren erreicht werden kann.

5.3 Durchführung

Die Regelung der Stufen ist ein iterativer Prozess. Zeitliche Drifts der Grobverstellung erfordern ein ständiges Nachmessen und Nachregeln der Tischhöhen. Im Folgenden soll der Ablauf der Stufenregelung skizziert werden.

Da die Positioniertische der einzelnen Regionen nur eine begrenzte Reichweite besitzen, müssen die Spiegel mittels der manuellen Grobverstellung zunächst so gut wie möglich auf gleiche Höhe gebracht werden. Dazu werden alle Tische auf ihre Mittelpositionen gestellt und danach mittels Feingewindeschrauben und eines Höhentasters einjustiert. Dieser besitzt eine Auflösung von $\pm 10\mu\text{m}$. Das reicht aus, um einen z-Bereich zu erhalten, den alle Tische ansteuern können (*Tische in Range*). Solange die Tische in Range sind, kann die folgende Feinjustage automatisiert ausgeführt werden:

Zunächst werden die fünf Regionen des Ramsey-Experiments mittels der kapazitiven Sensoren abgerastert, was ein Profil der Neutronenspiegel erzeugt. Dieses Profil erlaubt es Aussagen über die relative Höhe der Spiegel, sowie deren Verkipnungen in und normal zur Neutronenflugrichtung, zu treffen. Aus diesen Werten werden Stellwerte ermittelt, die an die einzelnen Positioniertische gesendet werden können, um die Stufen und Verkipnungen auszugleichen. Nun wird überprüft ob diese Vorgaben mit den vorgegebenen Reichweiten kompatibel sind. Wenn ja werden die entsprechenden Befehle an die Tische weitergegeben und die Tische

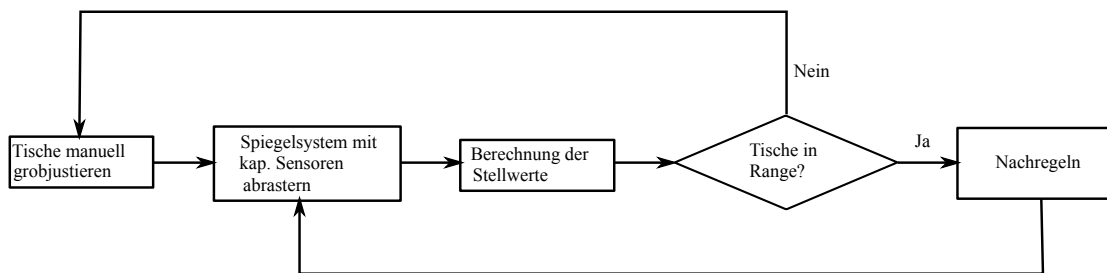


Abbildung 5.6: Ablauf der Stufenkontrolle

justiert. Danach werden die Spiegelflächen wieder abgerastert und der Prozess beginnt von neuem.

Liegen die Stellwerte außerhalb des Möglichen, so wurde die Grobverstellung zu ungenau durchgeführt, beziehungsweise können zeitliche Drifts der Gummipuffer die Tische nach einiger Zeit aus dem Toleranzbereich bringen. Tritt dieser Fall auf muss die Grobverstellung nachjustiert werden.

Der Steueralgorithmus ist zur besseren Übersicht nochmals in Abb. 5.6 dargestellt.

5.3.1 Ermittlung der Stellwerte und Stufen

Das Abrastern der Regionen durch kapazitiven Sensoren liefert zu jeder Spiegelfläche zwei Datensätze A und B, die das Profil der Fläche beschreiben. Aus diesen beiden Datensätzen sollen nun zu jeder Region die Stellwerte für den PI-Tisch bestimmt werden, um relative Höhendifferenzen sowie Verkippungen ausgleichen zu können. Der dafür angewandte Algorithmus soll hier kurz erläutert werden.

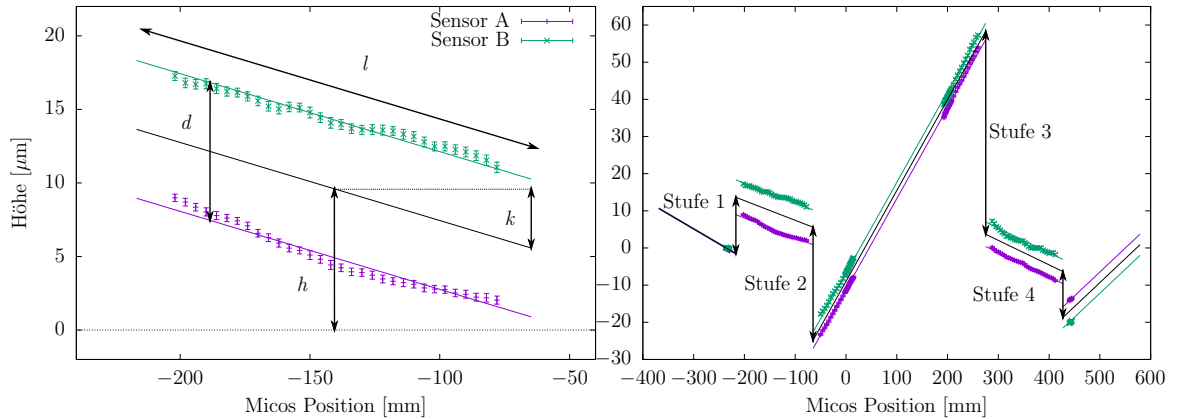
Unter der Annahme, dass die Spiegelflächen näherungsweise perfekten Ebenen entsprechen, können die beiden Datensätze pro Region jeweils durch Geraden gefittet werden. Das Modell erzwingt außerdem, dass die Steigung dieser Geraden für beide Datensätze ident sein muss. Die Fitgeraden liefern drei Parameter, mit der die Lage der Region beschrieben werden kann

- Die Steigung k in Flugrichtung
- Die Höhe h über einer relativen Nulllinie
- Der Abstand d zwischen den Sensoren A und B und daraus die Verkippung normal zur Flugrichtung

Diese Parameter sind in Abb. 5.7 grafisch an einem Beispiel dargestellt.

In Kombination mit der Tischlänge l , des Abstandes $|\overline{AB}| = |\overline{aB} - \overline{aA}|$, sowie den möglichen Verfahrenswegen der Tische können damit in weiterer Folge die drei benötigten Stellwerte pro Region bestimmt werden. Dies sind die beiden Winkel $\alpha_{||}$

5 Automatisierung und Test der Stufenüberwachung



(a) Parameter zur Beschreibung der Lage einer Region (b) Bestimmung der Stufen. Violett: Sensor A (bzw. A2); Grün: Sensor B (bzw. B2)

Abbildung 5.7: Die wichtigsten Parameter und Zusammenhänge der Stufenkontrolle verdeutlicht an einer Beispielmessung. Während (b) einen gesamten Scan zeigt ist in (a) Region II dieser Messung hervorgehoben.

in Neutronenflugrichtung und α_{\perp} normal zur Flugrichtung sowie die Notwendige Höhenjustage in z-Richtung.

Die Verkippung in Flugrichtung erhält man einfach aus dem Steigungswinkel α_{\parallel} der Fits der einzelnen Regionen

$$\sin \alpha_{\parallel} = \frac{2k}{l}. \quad (5.2)$$

Die Verkippung normal zur Flugrichtung α_{\perp} wird aus dem Abstand d der beiden Fitgeraden und der Tischbreite b bestimmt

$$\sin \alpha_{\perp} = \frac{d}{|AB|}. \quad (5.3)$$

Die Stellwerte in z-Richtung ergeben sich aus den relativen Positionen, sowie den jeweiligen Ranges der einzelnen Tische. Die Idee ist schematisch in Abb. 5.8 dargestellt.

Die entscheidenden Ergebnisse der Stufenkontrolle sind die resultierenden Stufen zwischen den einzelnen Regionen. Diese erhält man aus der Differenz der Fits von zwei Tischen am Übergang zweier Regionen. Dabei wird jeweils von der Rotationsachse der Verkippung normal zur Flugrichtung gemessen.

Diese Methode wird in Abb. 5.7b visualisiert. Dabei sind die Messwerte von Sensor A in violett und jene von Sensor B in grün dargestellt. Die Zentrallinie der Tische, von der aus die Stufen gemessen werden, ist in schwarz eingezeichnet.

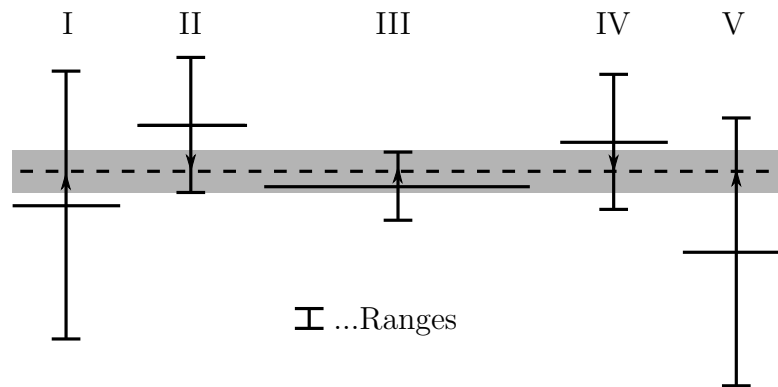


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der Justage in z-Richtung. In schwarz sind die einzelnen Tische, sowie deren jeweilige Position und Range gezeichnet. Der graue Bereich stellt jene Zone dar, die von allen 5 Regionen erreicht werden kann. Alle Tische werden nun auf die Mitte dieses Bereiches, hier strichliert dargestellt geregelt.

5.4 Korrekturen der Messwerte der kapazitiven Sensoren

Die Rohdaten der kapazitiven Sensoren können nicht direkt zur Bestimmung der Stellwerte verwendet werden. Zwei systematische Effekte müssen dafür korrigiert werden, die endliche Sensorbreite und das unregelmäßige Fahrverhalten des Linearverfahrtisches.

5.4.1 Endliche Sensorbreite

Die kapazitiven Sensoren haben eine kreisrunde Grundfläche von etwa 12 mm Durchmesser. Nur wenn diese vollständig über dem zu vermessenden Spiegel liegt, können die Messwerte auch verwendet werden. Alle Werte die zwischen zwei Regionen aufgenommen werden müssen verworfen werden.

In Abbildung 5.9 sind beispielsweise Rohdaten von Sensor A und B aufgetragen. Man kann sehr gut die einzelnen Regionen (1 bis 3) erkennen, jedoch sieht man auch, dass an den Übergängen einige Werte, aufgrund der endlichen Sensorbreite, unbrauchbar sind und daher verworfen werden müssen.

5.4.2 Unregelmäßigkeiten des Linearverfahrtisches

Ein Problem für die kapazitiven Messungen stellt das unregelmäßige Fahrverhalten des Linearverfahrtisches dar. Deshalb müssen Höhenschwankungen des Verfahrtisches korrigiert werden. Dazu dienen die drei Korrektursensoren a, b und p

5 Automatisierung und Test der Stufenüberwachung

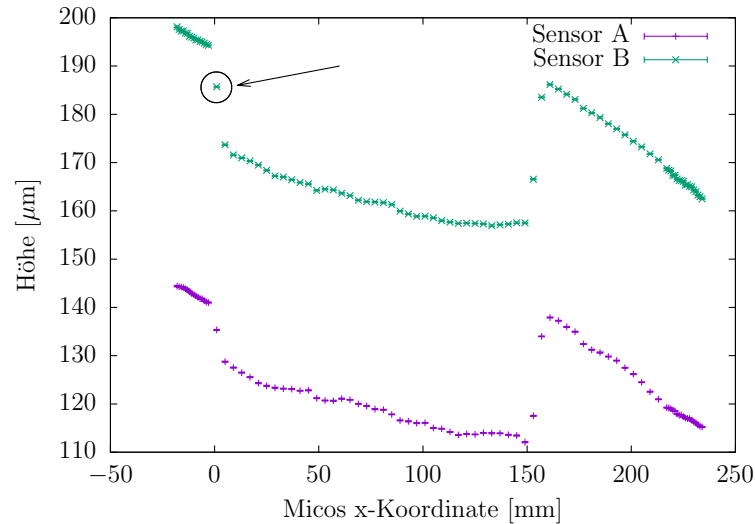


Abbildung 5.9: Unbearbeitete Rohdaten der Sensoren A und B. Unbrauchbarer Wert aufgrund nicht beachteter endlicher Sensorbreite exemplarisch durch Pfeil angezeigt

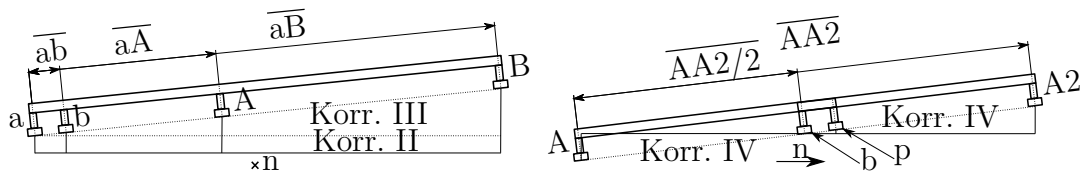


Abbildung 5.10: Graphische Darstellung der Korrekturen

(siehe Abb. 5.4). Sie sind über ein Aluminium-Gerüst mit den vier Hauptsensoren verbunden, befinden sich jedoch über einer, als völlig eben und verkippungsfrei angenommenen, Referenzspiegel-Oberfläche.

Vier Korrekturen werden dabei durchgeführt. Korrektur I ist lediglich ein konstanter Offset, die Korrekturen II bis IV haben direkt mit den Verfahrunregelmäßigkeiten zu tun. Die Korrekturen sind:

- I Normierung auf Region I
- II Schwankungen der Sensorhöhe
- III Verkippungen der Sensoraufhängung normal zur Flugrichtung
- IV Verkippungen der Sensoraufhängung in Flugrichtung

Im Folgenden sollen diese Korrekturen quantifiziert werden. Dabei soll z_x der originale Messwert von Sensor x ($x \in \{A, B, A2, B2, a, b, p\}$) sein und z_x^n der korrigierte

5.4 Korrekturen der Messwerte der kapazitiven Sensoren

Wert nach Korrektur n .

Korrektur I bewirkt, dass alle Regionen relativ zu Region I justiert werden. Dazu werden alle Messwerte von Sensor A und $A2$ mit einem konstanten Offset belegt, der den ersten Messpunkt von Sensor A über Region I auf die Höhe 0 setzt. Dasselbe wird für Sensor B und $B2$ durchgeführt.

$$\begin{aligned} z_{A,A2}^I &= z_{A,A2} - z_A^{start}, \\ z_{B,B2}^I &= z_{B,B2} - z_B^{start}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Korrektur II bereinigt den reinen Offset aufgrund von Schwankungen in der Höhe des Linearverfahrtisches. Dabei wird von allen Hauptsensoren der aktuelle Messwert von Sensor a subtrahiert

$$z_{A,B,A2,B2}^{II} = z_{A,B,A2,B2}^I - (z_a - z_a^{start}). \quad (5.5)$$

Betrachtet man Abb. 5.4 und Abb. 5.10, so führen rein geometrische Überlegungen zu den Korrekturen III und IV. Korrektur III dient dem Ausgleich von Verkippungen der Sensoraufhängung normal zur Neutronenflugrichtung:

$$\begin{aligned} z_{A,A2}^{III} &= z_{A,A2}^{II} - \frac{\overline{aA}}{ab}(z_a - z_b), \\ z_{B,B2}^{III} &= z_{B,B2}^{II} - \frac{\overline{aB}}{ab}(z_a - z_b). \end{aligned} \quad (5.6)$$

Die Bedeutung der Abstandsvariablen ist dabei Abb.5.4 zu entnehmen. Die vierte Korrektur behebt schließlich Verkippungen in Flugrichtung der Neutronen

$$\begin{aligned} z_{A,B}^{IV} &= z_{A,B}^{III} + \frac{\overline{AA2}}{2 \cdot bp}(z_p - z_b), \\ z_{A2,B2}^{IV} &= z_{A2,B2}^{III} - \frac{\overline{AA2}}{2 \cdot bp}(z_p - z_b). \end{aligned} \quad (5.7)$$

In Abb. 5.11 werden die Ergebnisse der Korrekturen am Beispiel eines Sensors an einem einzelnen Tisches gezeigt.

Man kann erkennen, dass die Korrekturen einen starken Einfluss auf die Messwerte haben. Die große Änderung der absoluten Höhe ist auf Korrektur I zurückzuführen. Diese spielt jedoch nur eine untergeordnete Rolle, da allein die Höhe der Spiegel relativ zueinander entscheidend für die Stellwerte sind. Doch auch die Korrekturen II-IV sind signifikant. So kann es sogar möglich sein, dass sich in manchen Fällen das Vorzeichen der Steigung der Tische ändert. Ein solches Beispiel ist in Abb. 5.11 gezeigt. Nicht weiter verwunderlich ist, dass die Fehler aufgrund der Fehlerfortpflanzung empfindlich anwachsen. So addieren sich pro Messpunkt die Fehler

5 Automatisierung und Test der Stufenüberwachung

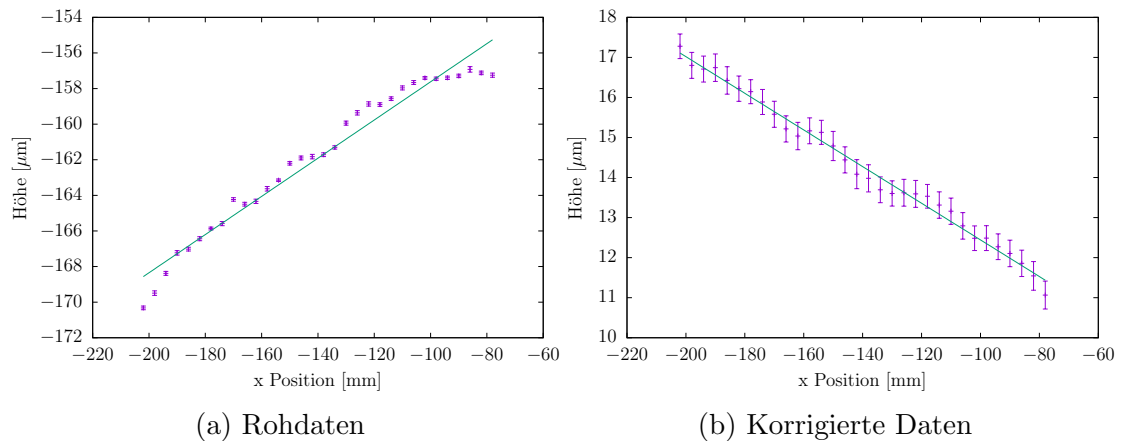


Abbildung 5.11: Vergleich zwischen Rohdaten und korrigierten Messwerten

von vier verschiedenen kapazitiven Sensoren. Wie erhofft verbessert sich die Glätte der Messkurve deutlich. Dies lässt sich auch quantitativ zeigen. Dazu wurde ein kompletter Scan über alle Spiegel gefahren und für jeden Spiegel, sowohl für Sensor A, als auch für Sensor B, die mittlere quadratische Abweichung von einer Fitgeraden berechnet, einmal für die Rohdaten und einmal für die korrigierten Daten. Aus diesen wurde die mittlere quadratische Abweichung der Messwerte aller Regionen aller Sensoren von einer perfekten Geraden ermittelt. Dabei wurde eine Verbesserung von knapp 60% nach Anwenden der Korrekturen festgestellt.

5.4.3 Systematische Fehler

Auffällig ist, dass nach allen Korrekturen bei vielen Datensätzen noch immer eine scheinbare Systematik zu erkennen ist. Ein typisches Beispiel ist in Abb. 5.12 dargestellt.

Obwohl die Daten sehr glatt sind, ist doch eine klare Welligkeit erkennbar. Um ein besseres Verständnis über die systematischen Effekte zu bekommen wurden die korrigierten Messwerte aller vier Hauptsensoren untersucht. Betrachtet man die Abweichungen der einzelnen Messpunkte von den zugehörigen Fitgeraden, so erhält man die in Abb. 5.13 gezeigten Kurven.

Dabei wurden die Ergebnisse aus fünf aufeinanderfolgenden Iterationsschritten übereinandergelegt, um systematische Effekte besser erkennen zu können. Es lässt sich sehr deutlich ein durchgängiges Muster feststellen, vor allem für Sensor A und B2, wo die systematisch bedingten Abweichungen in der Größenordnung der erreichbaren Stufengenauigkeit sind. Bei den Sensoren B und A2 sind die systematischen Effekte weniger ausgeprägt, jedoch immer noch sichtbar.

5.4 Korrekturen der Messwerte der kapazitiven Sensoren

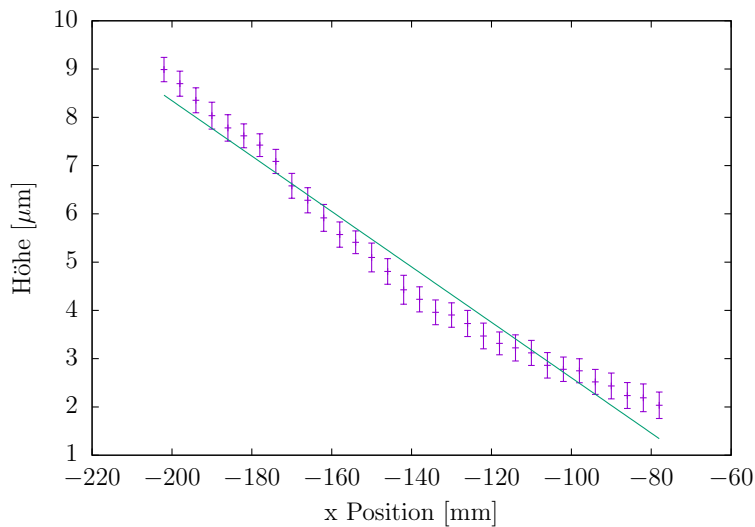


Abbildung 5.12: Deutlich sichtbare Systematik in den korrigierten Messwerten

Zur Überprüfung ob Messwerte statistisch korreliert sind, eignet sich die Autokorrelationsfunktion (4.8). Diese wurde für alle vier Sensoren berechnet und in Abb. 5.14 dargestellt. Für statistisch unkorrelierte Daten würde die Autokorrelationsfunktion exponentiell abfallen. Die Funktionen in Abb. 5.14 zeigen gedämpfte Schwingungen. Das zeigt eindeutig, dass die Messwerte statistisch korreliert sind, vor allem für Sensor A und B2, sowie A2 und B, ist eine signifikante Ähnlichkeit der Autokorrelationsfunktion auszumachen.

Bisher kann nur vermutet werden woher diese Effekte kommen. Mögliche Erklärungen sind:

- Das verwendete Modell stimmt nicht exakt und die Spiegelflächen sind nicht so flach wie bisher angenommen. Dagegen spricht, dass beim Vorgängereperiment Spiegel des gleichen Herstellungsprozesses verwendet wurden und hier keine solchen Effekte aufgetreten sind.
- Es gibt Probleme mit der Erdung oder der Schutzschicht (Oberflächenladungen) einer oder mehrerer Spiegel, was Auswirkungen auf die Kapazitätsmessungen hat. Dafür würde sprechen, dass die Effekte bei manchen Spiegeln stärker als bei anderen Auftreten.
- Der Aufbau und die verwendeten Maße sind nicht genau genug. Da es sich um einen provisorischen Aufbau handelte wurde vielleicht nicht genug Aufwand in die exakte Positionierung des Gerüsts und der Sensoren gesteckt.

5 Automatisierung und Test der Stufenüberwachung

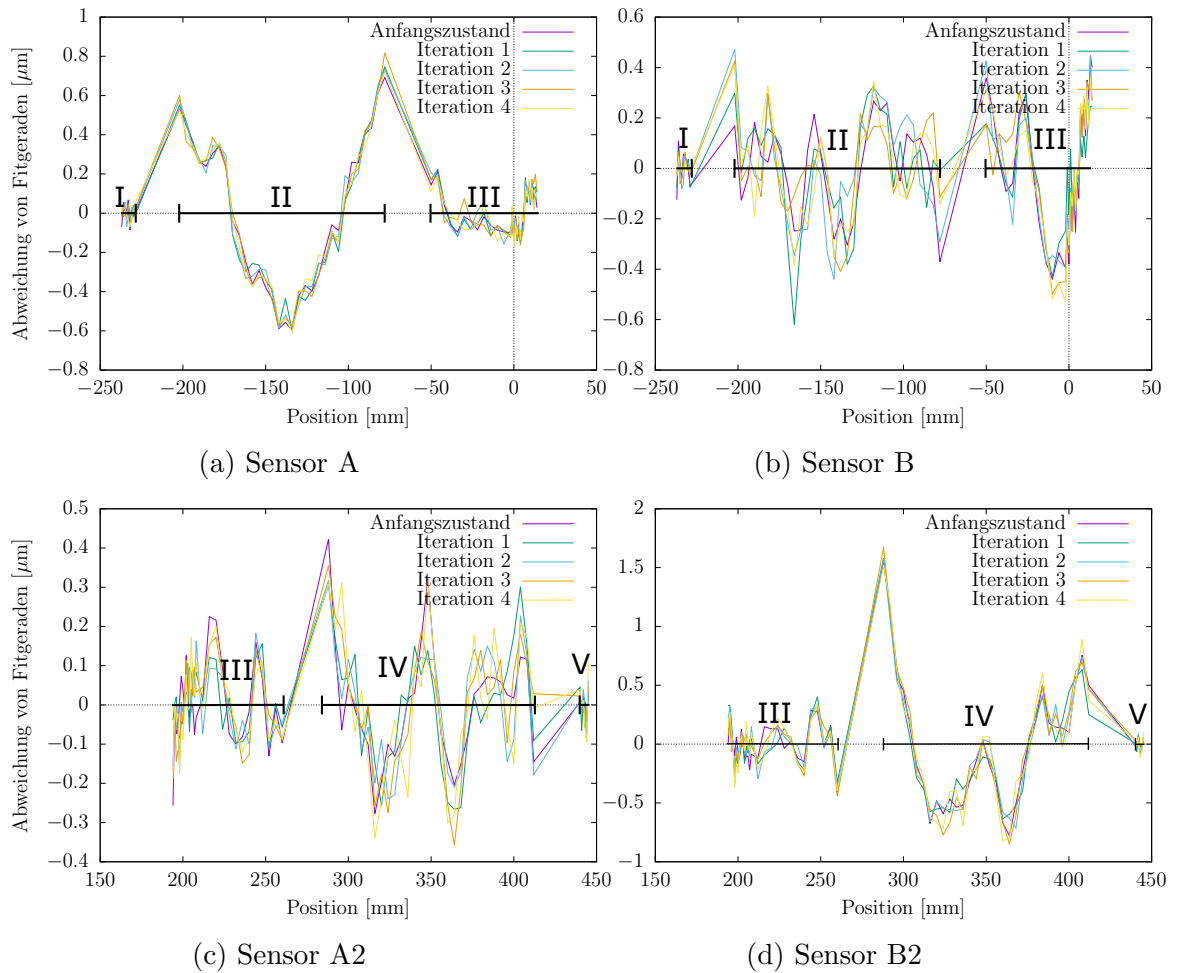


Abbildung 5.13: Abweichungen der Sensorwerte von den Fitgeraden, Die Zugehörigkeit zu den entsprechenden Regionen wird in schwarz verdeutlicht.

5.4 Korrekturen der Messwerte der kapazitiven Sensoren

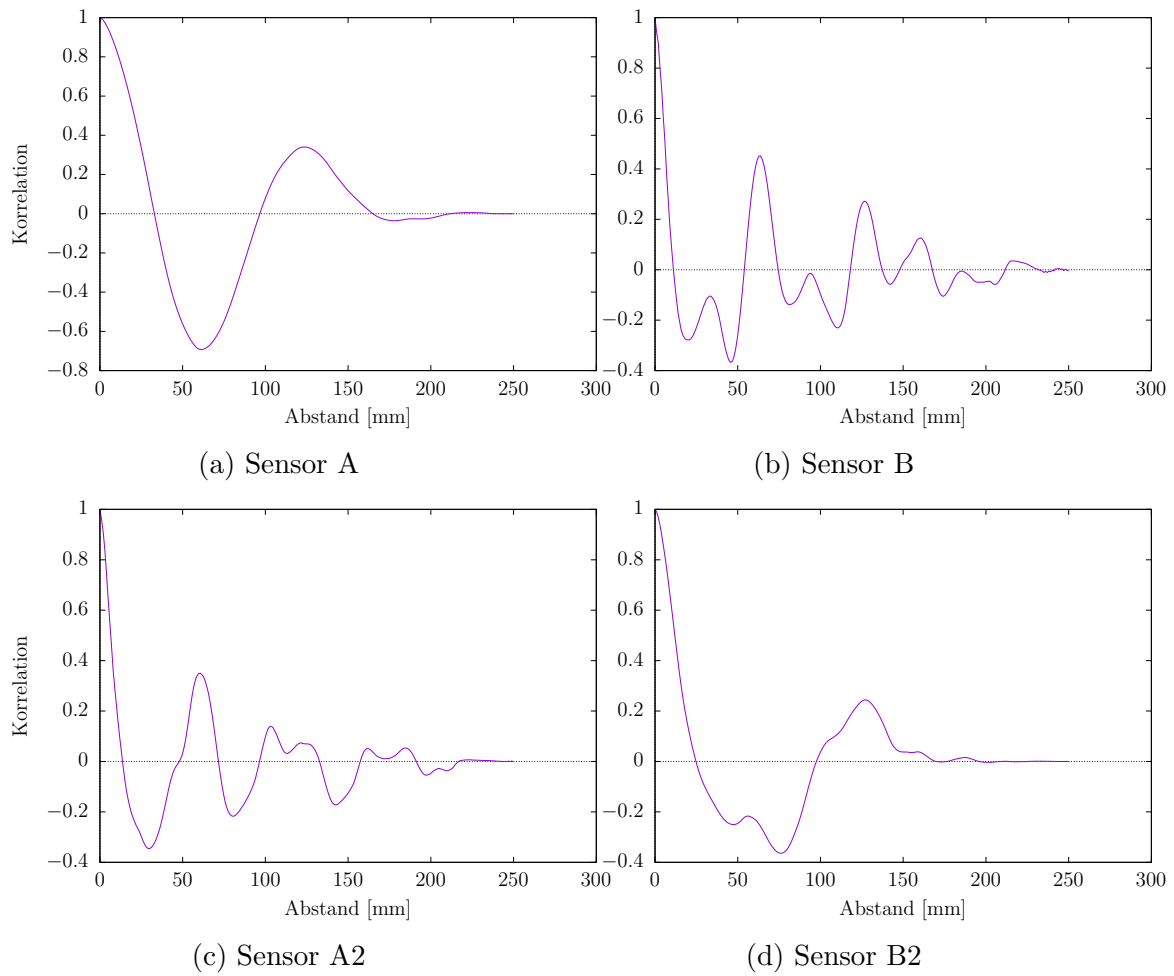


Abbildung 5.14: Autokorrelationsfunktionen der einzelnen Sensoren

So können die Bemaßungen leicht von jenen der technischen Zeichnungen abweichen und zu kleinen, systematischen Fehlern führen.

- Der verwendete Korrekturalgorithmus bezieht nicht alle auftretenden Effekte mit ein. Tatsächlich bedient er sich einiger Näherungen, die in dieser Arbeit nicht weiter behandelt wurden. Womöglich muss die Rechtfertigung dieser Näherungen nochmals überprüft werden und der Algorithmus gegebenenfalls erweitert werden.

Die systematischen Effekte sind größtenteils klein ($<1\ \mu\text{m}$) und können damit in erster Näherung vernachlässigt werden. Ausreißer wie in Abbildung 5.14d von etwa $1,5\ \mu\text{m}$ sind jedoch problematisch. Daher sollte dem Problem auf jeden Fall noch nachgegangen werden.

5.5 Ergebnisse

Im Zuge dieser Arbeit wurde die Stufenkontrolle eines Ramsey-artigen Aufbaus erstmals automatisiert ausgeführt und quantifiziert. Die Ergebnisse und Erkenntnisse daraus sollen in diesem Kapitel dargestellt werden.

Das Experiment wurde analog der in Kapitel 5.3 beschriebenen Vorgangsweise durchgeführt. Die Lage der Regionen nach Durchführung der Grobverstellung stellte den Anfangszustand für die folgenden Messungen dar. Die darauffolgende Feinjustage wurde in 4 Iterationsschritten durchgeführt. Die sich ergebenden Plots nach der Durchführung der Grobeinstellung und den ersten drei Iterationen sind in Abb. 5.15 dargestellt.

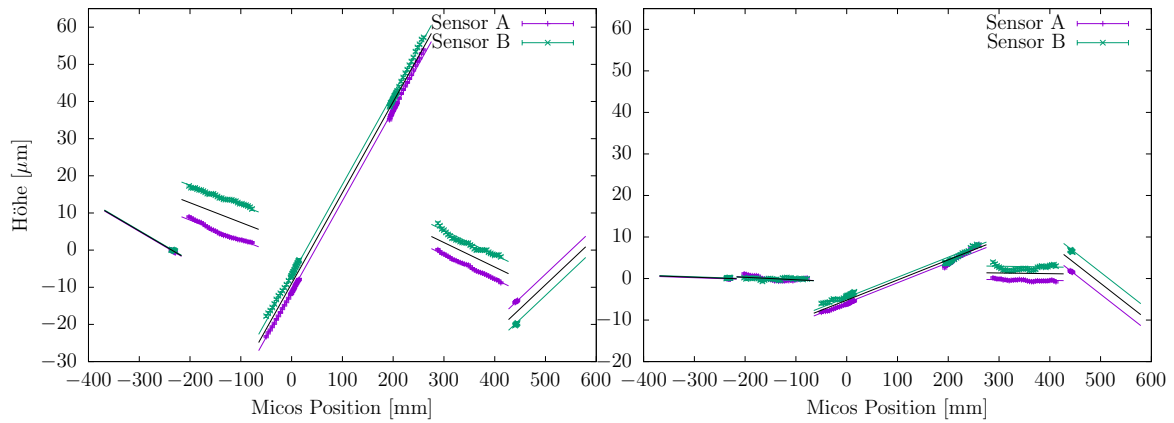
Wie man sieht werden aufgrund einer verwendeten PID Regelung mehrere Schritte benötigt, damit die resultierenden Stufen in einen annehmbaren Bereich kommen. In Abb. 5.16 ist die Entwicklung der mittleren Stufenhöhe sowie der Kippwinkel parallel und normal zur Neutronenflugrichtung in Abhängigkeit der Anzahl der Iterationen gezeigt.

Beim Betrachten der Werte lässt sich ein exponentiell abfallendes Verhalten der Mittelwerte der Parameter erkennen. Tatsächlich zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Werte mit Fitfunktionen der Art

$$f(x) = a \cdot e^{-bx} + c. \quad (5.8)$$

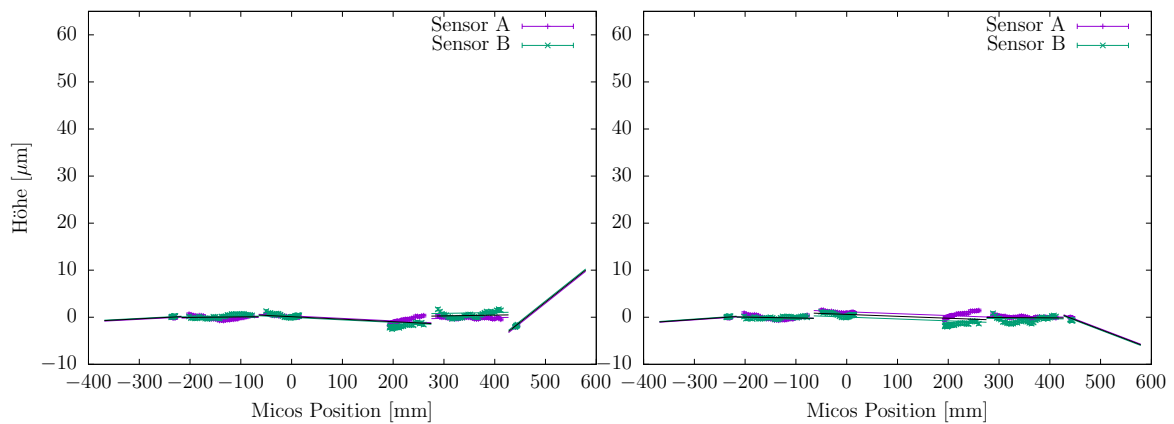
Dabei steht x für die Anzahl der Iterationen und c für die extrapolierten, minimal erreichbaren Mittelwerte im Grenzfall unendlich vieler Iterationen. Diese Grenzwerte sind in Tabelle 5.1 gemeinsam mit den erhaltenen Werten nach vier Iterationen zusammengefasst. Man erkennt, dass schon nach vier Iterationen die

5.5 Ergebnisse



(a) Nach der Grobeinstellung

(b) Nach einer Iteration



(c) Nach zwei Iterationen

(d) Nach 3 Iterationen

Abbildung 5.15: Automatisierte Stufenkontrolle in mehreren Iterationen

5 Automatisierung und Test der Stufenüberwachung

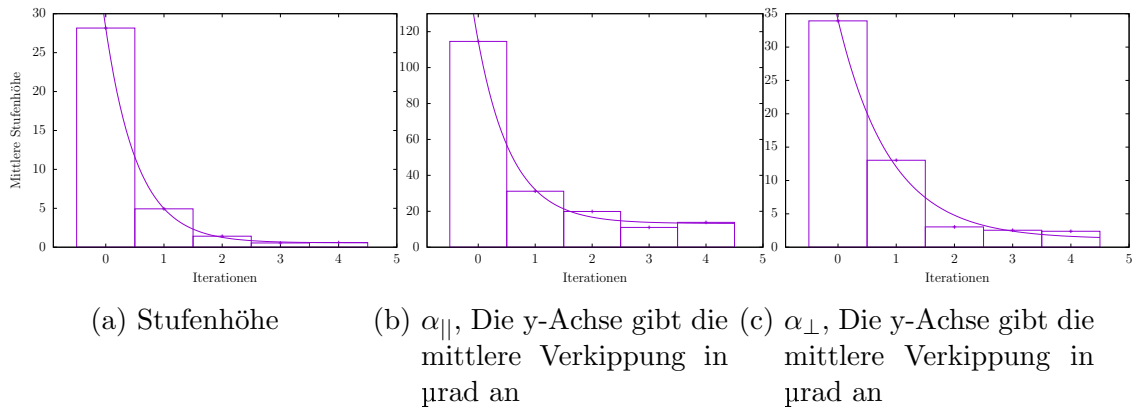


Abbildung 5.16: Entwicklung der Mittleren Lageparameter. Dabei ist auf der x-Achse die Anzahl der Feinjustierungs-Iterationen angegeben. Es ist deutlich ein exponentielles Verhalten feststellbar.

Grenzwerte beinahe erreicht werden. Einzig bei Parameter α_{\perp} ist noch ein signifikanter Unterschied erkennbar, was aber auf die große Unsicherheit des extrapolierten Grenzwertes zurückzuführen ist. Die große Unsicherheit der mittleren Verkippung $\alpha_{||}$ nach vier Iterationen ist auf die erste und besonders die letzte Region zurückzuführen. Auf diesen können aufgrund des Aufbaus nur wenige Messpunkte der kapazitiven Sensoren genommen werden. Entsprechend groß ist daher die Unsicherheit der Fitgeraden für diese Regionen.

Vergleicht man die Werte für die mittlere Stufenhöhe zwischen den Regionen aus Tabelle 5.1 mit den Abschätzungen aus Kapitel 5.1, so wird klar, dass die Genauigkeit der Stufenkontrolle ausreichend ist, um systematische Effekte vernachlässigen zu können. Die mittlere Stufenhöhe liegt mit $0,6 \mu\text{m}$ deutlich unter der erforderlichen Grenze von $1 \mu\text{m}$. Die mittlere Verkippung in Flugrichtung (bei Vernachlässigung der durch Systematik verfälschten Region V) liegt mit ca. $3 \mu\text{rad}$ in einem Bereich der einen Höhenunterschied zwischen Anfang und Ende einer Region im Bereich von etwa $1 \mu\text{m}$ oder weniger garantiert. Diese Erkenntnisse stellen sicher, dass systematische Effekte aufgrund der Lage der Spiegeloberflächen vernachlässigt werden können, sodass eine erste Realisierung der Ramsey-artigen Gravitationsresonanzspektroskopie erfolgen kann. Wichtig zu erwähnen ist, dass es sich bei der vorliegenden Anordnung der Sensoren um einen Prototyp handelt, bei dem es immer noch Probleme konzeptueller und konstruktionsbedingter Art gibt. Bei Vorgängerexperimenten mit kürzeren, weniger komplexen, aber sehr ähnlichen Aufbauten sind die obigen Werte für mittlere Stufe und Verkippungswinkel weit unterboten worden und es ist anzunehmen, dass dies in nicht allzu ferner Zukunft auch für dieses Experiment gelingen wird.

Parameter	Wert nach 4 Iterationen	Extrapolierter Grenzwert
Stufenhöhe	$0,6 \pm 0,34 \mu\text{m}$	$0,56 \pm 0,09 \mu\text{m}$
α_{\perp}	$2,4 \pm 1,6 \mu\text{rad}$	$1,24 \pm 1,36 \mu\text{rad}$
α_{\parallel}	$13,8 \pm 24,4 \mu\text{rad}$	$13,21 \pm 2,13 \mu\text{rad}$
$\alpha_{\parallel(I-IV)}$	$2,9 \pm 2,2 \mu\text{rad}$	$2,8 \pm 0,4 \mu\text{rad}$

Tabelle 5.1: Mittlere Parameter nach 4 Iterations-Schritten. Aufgrund der geringen Anzahl an Datenpunkten reißen die Werte für Region V für α_{\parallel} aus. Dies macht sich durch die große Standardabweichung von α_{\parallel} nach 4 Iterationen feststellen. Lässt man diese Region aus der Rechnung ($\alpha_{\parallel(I-IV)}$), so ergeben sich weitaus bessere Werte. Es handelt sich hier um vorläufige Werte, da zu erwarten ist, dass diese sich in naher Zukunft noch erheblich verbessern lassen.

6 Conclusio und Ausblick

Der angestrebte, erstmalige Aufbau der neuesten Version des *q*BOUNCE Experiments konnte erfolgreich durchgeführt werden. Auch konnten erste Tests der Funktionsfähigkeit einzelner Komponenten gemacht werden. Im Speziellen wurde die Stufenkontrolle für das Spiegelsystem implementiert und getestet. Mit dieser Methode wurde eine mittlere Stufenhöhe von $0,6\ \mu\text{m}$ nach vier Iterationsschritten erreicht, mit einem theoretisch extrapolierten Grenzwert von $0,56 \pm 0,09\ \mu\text{m}$. Die Verkippungen in Flugrichtung betragen nach vier Iterationsschritten $2,4\ \mu\text{rad}$ und normal zur Flugrichtung $13,8\ \mu\text{rad}$, bzw. bei Vernachlässigung von Region V $2,9\ \mu\text{rad}$. Auffällig waren leichte systematische Effekte bei den Messwerten der kapazitiven Sensoren, denen noch nachgegangen werden sollte. Auf lange Sicht sind hier noch deutlich bessere Werte zu erwarten, doch bereits die hier erhaltenen Werte erlauben es systematische Effekte aufgrund der Spiegellagen in erster Näherung zu vernachlässigen.

Die neuen Absorber wurden in dieser Arbeit vermessen und charakterisiert. Die ermittelte mittlere Rauheit R_a liegt mit $0,45\ \mu\text{m}$ um etwa $0,1\ \mu\text{m}$ über dem der Absorber des Experiment-Aufbaus von 2014. Interessant wird zu beobachten sein, ob sich dieser Unterschied auch auf die Zustandspräparation und Selektion, je nach Einsatzgebiet, auswirken wird.

Im Zuge dieser Arbeit wurden Magnetfeldspulen für künftige, spinabhängige Messungen entworfen und berechnet. Dazu wurden die resultierenden Magnetfelder in der Spiegelebene, sowie die Erwärmung der Anordnung studiert. Die Vorgabe eines möglichst homogenen Magnetfeldes und einer nicht zu starken Erwärmung der Spulen schränkt die Möglichkeiten zum Design stark ein. Ein Vorschlag für mögliche Parameter wurde gemacht.

Ein weiterer Teil dieser Arbeit war die theoretische Berechnung der Ramsey - Gravitationsresonanzspektroskopie. Dazu wurden die Erkenntnisse von Norman F. Ramsey auf das aktuelle *q*BOUNCE Experiment übertragen. Dadurch lassen sich Abschätzungen zu den zu erwartenden Resonanzkurven, sowie benötigten Parametern wie der optimalen Oszillationsamplitude geben. Der Einfluss von zusätzlichen oszillierenden Regionen, sowie von Phasen beziehungsweise Frequenzdifferenzen der Oszillatoren wurde bestimmt. Zusätzliche oszillierende Regionen bewirken ei-

6 Conclusio und Ausblick

ne Stauchung von Nebenresonazen bei gleichzeitiger Verbreiterung des Resonanzpeaks, während Phasen bzw. Frequenzdifferenzen eine Verschiebung der Resonanzfrequenz bewirken.

Literaturverzeichnis

- [AB75] E. I. Alekseev and E. N. Bazarov. Generalisation of the ramsey formula for the probability of a transition in the method of separate oscillating fields. *Kvant. Elektron. (Mosc.)*, 5(5):1098–1101, May 1975.
- [AJLS10] H. Abele, T. Jenke, H. Leeb, and J. Schmiedmayer. Ramsey’s method of separated oscillating fields and its application to gravitationally induced quantum phase shifts. *Physical Review D*, 81(065019), 2010.
- [BGKM88] J. Baumann, R. Gähler, J. Kalus, and W. Mampe. Experimental limit for the charge of the free neutron. *Physical Review D*, 37(11):3107–3112, June 1988.
- [BvdBD⁺04] Philippe Brax, Carsten van de Bruck, Anne-Christine Davis, Justin Khoury, and Amanda Weltman. Detecting dark energy in orbit – the cosmological chameleon. *Physical Review D*, 70, 2004.
- [CB06] P. Callin and C.P. Burgess. Deviations from newton’s law in supersymmetric large extra dimensions. *Nucl.Phys.*, B752:60–79, 2006.
- [Col14] Planck Collaboration. Planck 2013 results. xvi. cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 2014.
- [Cro16] Gunther Cronenberg. *Frequency measurements testing Newton’s Gravity Law with the Rabi-qBounce experiment*. Dissertation, Technische Universität Wien, 2016.
- [Fac] Fachhochschule Kiel. *Labor für Grundlagen der Elektrotechnik, Aufgabe Nr. 300 Magnetisches Feld*.
- [GRL91] R. Golub, D. Richardson, and S.K. Lamoreaux. *Ultra-Cold Neutrons*. Taylor & Francis, 1991.
- [Jen11] Tobias Jenke. *qBounce - vom Quantum Bouncer zur Gravitationsresonanzspektroskopie*. Dissertation, Technische Universität Wien, 2011.

Literaturverzeichnis

- [Jer05] Erwin Jericha. Vorlesungsskriptum neutronen und kernphysik. 2005.
- [LC12] Dong-Hyeok Lee and Nahm-Gyoo Cho. Assessment of surface profile data acquired by a stylus profilometer. *Measurement Science and Technology*, 23(10), 2012.
- [LF78] V. I. Lushchikov and A. Frank. Quantum effects occuring when ultracold neutrons are stored on a plane. *JETP Letters*, 28:559–561, 1978.
- [LPSS69] V. I. Lushchikov, Yu. N. Pokotilovskii, A. V. Strelkov, and F. L. Shapiro. Observation of ultracold neutrons. *ZhETF Pis.*, 9(1):40–45, 1969.
- [MW84] J. E. Moody and Frank Wilczek. New macroscopic forces? *Physical Review D*, 30(1):130–138, 1984.
- [N⁺02] V. V. Nesvizhevsky et al. Quantum states of neutrons in the earth’s gravitational field. *Nature*, 415:297–299, 2002.
- [N⁺10] Nakamura et al. The review of particle physics. *J. Phys. G*, 37(075021), 2010.
- [Pec08] R. Peccei. The strong cp problem and axions. *Lect. Notes Phys*, 714:3–17, 2008.
- [Phy05] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG, Auf der Römerstr. 1 76228 Karlsruhe, Germany. *PZ 82E User Manual P-500 Series PZT Flexure Stages*, 2.2.1 edition, 10 2005.
- [Ram50] Norman F. Ramsey. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Physical Review*, 78(6):695–699, June 1950.
- [Ram13] N. F. Ramsey. The method of successive oscillatory fields. *Physics Today*, 66:36–41, January 2013.
- [Rat16] David Andreas Rath. Weiterentwicklung des blendensystems für das qbounce experiments. Bachelorarbeit, Technische Universität Wien, September 2016.
- [Rie04] Fritz Riehle. *Frequency Standards: Basics and Applications*. Wiley - VCH, 2004.
- [RMK39] I. I. Rabi, S. Millman, and P. Kusch. The molecular beam resonance method for measuring nuclear magnetic moments. *Physical Review*, 55:526–536, March 1939.

- [RSS09] Rafael Reiter, Bernhard Schlederer, and David Seppi. Quantenmechanisches Verhalten eines ultrakalten Neutrons im Gravitationsfeld. Projektarbeit, Technische Universität Wien, 2009.
- [S⁺86] A. Steyerl et al. A new source of cold and ultracold neutrons. *Physics Letters A*, 116(7):347–352, 1986.
- [Ste69] A. Steyerl. Measurements of total cross sections for very slow neutrons with velocities from 100 m/sec to 5 m/sec. *Phys.Lett. B*, 29:33–35, 1969.
- [Tha13] Martin Thalhammer. Optimierung der Detektorsignalverarbeitung des Gravitationsexperiments qbounce. Diplomarbeit, Technische Universität Wien, 2013.
- [Tho99] T. R. Thomas. *Rough surfaces*. London: Imperial College Pr., second edition, 1999.
- [Tri87] V. Trimble. Existence and nature of dark matter in the universe. *araa*, 25:425–472, 1987.
- [Wau15] G. Wautischer. Realisation of quantum transport measurements with ucn's within the qbounce project. Diplomarbeit, Technische Universität Wien, 2015.
- [Whi10] D. J. Whitehouse. *Handbook of Surface and Nanometrology, Second Edition*. CRC Press, 2010.
- [Zel59] Ya.B. Zel'dovich. Storage of cold neutrons. *Zhur. Eksptl. i Theoret. Fiz*, 36:1952f, 1959.