

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Matthias Janke
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 20. April 2016

**Kontaktlose Reibung
und das
 ^3He - ^4He -Dimer**

**Untersuchungen mit dem
Atomstrahlspinechospektrometer**

Gutachter:

**Priv.-Doz. Dr. Maarten DeKieviet
Prof. Dr. Annemarie Pucci**

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird zum ersten Mal die flugzeitaufgelöste Atomstrahlspinecho-Methode (SEToF) am ^3He -Strahl systematisch getestet. Es wird gezeigt, dass diese Methode dem herkömmlichen Atomstrahlspinechverfahren überlegen ist. SEToF ermöglicht die nahezu vollständige Bereinigung von unpolarisiertem Untergrund und erreicht damit eine Polarisation nahe 100 %. Die SEToF-Methode erweist sich als essentiell beim ersten experimentellen Beweis der Existenz des ^3He - ^4He -Dimers. Dabei handelt es sich um das schwächst-gebundene aller bis dato bekannten Moleküle. Des Weiteren wird erstmalig eine Reibungskraft zwischen einem Atom und einer dielektrischen Oberfläche, die auf dem fluktuierenden Dipolmoment des Atoms beruht, nachgewiesen. Es stimmen nicht nur die gemessenen Reibungskoeffizienten mit den theoretisch vorhergesagten überein, sondern es konnte auch ihre Temperaturabhängigkeit qualitativ bestätigt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sehr viele technologische Erneuerungen und Verbesserungen an der Apparatur vorgenommen. Diese wurden erst durch den Umzug des Physikalischen Instituts notwendig beziehungsweise sinnvoll. Einige dieser Innovationen werden in dieser Arbeit motiviert und dokumentiert.

Abstract

In this thesis the time of flight resolved atomic beam spin echo method (SEToF) is applied to a ^3He -beam for the first time and studied systematically. This method is shown to be superior to the usual atomic beam spin echo technique. With SEToF it is possible to almost completely remove unpolarized background and to reach a beam polarisation close to 100%. The SEToF technique is shown to be crucial for the first experimental proof of the existence of the ^3He - ^4He dimer. This dimer is the weakest bound van-der-Waals-molecule known to date. Furthermore, a drag force between an atom and a dielectric surface is detected originating from the fluctuating dipole moment of the atom. Not only the measured friction coefficients match their theoretical predictions perfectly, but our data also shows the correct temperature dependence. A great many technological renewals and improvements were installed in the apparatus during this thesis work. They have become necessary or sensible due to the relocation of the physics institute. A few of them are documented and motivated in this thesis.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR	5
2.1. Die herkömmliche Flugzeitmethode	7
2.1.1. Die Messmethode	7
2.1.2. Von der Geschwindigkeitsverteilung zur Ankunftszeitverteilung	7
2.2. Die Geschwindigkeitsverteilung in der Quelle	8
2.2.1. Effusivverteilung	9
2.2.2. Überschallverteilung	9
2.3. Die Atomstrahlspinechomethode	10
2.3.1. Ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen im Magnetfeld	10
2.3.2. WKB-Näherung der räumlichen Komponente	11
2.3.3. Von der Wellenfunktion zur Messgröße	13
2.3.4. Das Spinecho – Eine kompensierte Spinrotation	15
2.3.5. Eine neue Zeitskala – Die Spinechozeit τ_{SE}	16
2.3.6. Von der SE-Kurve zum SEToF	17
2.4. Streuung eines neutralen Atoms an einer Oberfläche	19
3. Aufbau des Spinechospektrometers	23
3.1. Quelle	23
3.2. Flaggen und Chopper	27
3.3. Polarisator & Führungsfeld	30
3.4. Strahlrohr & Spinechospulen	31
3.5. Streu- & Präparationskammer	33
3.6. Analysator & Führungsfeld	33
3.7. Detektor	34
3.8. Mess- und Steuerelektronik	36
4. Das ^3He-^4He-Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül	39
4.1. Das Heliumpaarpotential	40
4.2. Das Experiment	43
4.2.1. Aufbau	44
4.2.2. Träge Masse	45
4.2.3. Elektrische Ladung	49
4.2.4. Spin	51
4.2.5. Gyromagnetisches Verhältnis	51
4.2.6. Fazit	52

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen	53
5.1. Kontaktlose Reibung – Effekte	53
5.2. Experimentelle Untersuchungen zur kontaktlosen Reibung	56
5.2.1. Der verwendete Aufbau	56
5.2.2. Bestimmung der Distanz: Strahl – Probenoberfläche	60
5.2.3. Überflug "0"	62
5.2.4. Quantenreflexion	63
5.2.5. Klassische Reflexion	75
5.2.6. Zusammenfassung	82
6. Ausblick & Resümee	85
6.1. Das longitudinale Führungsfeld	85
6.2. Resümee	91
A. Weitere Neuerungen	95
A.1. Schwingungsentkopplung	95
A.2. Stickstoffversorgung	96
A.3. Gasflussregelung	97
A.4. Flaggensteuerung	97
A.5. Strahlrohrhalterungen	100
A.6. Seil & Gegengewicht	100
A.7. Beseitigung magnetischer Streufelder	102
A.8. Laborfestes Koordinatensystem	105
A.9. Ausrichtung der Drehachsen	106
A.10. Taktasynchroner Zähler	106

1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird der erste experimentelle Beweis für die Existenz des ^3He - ^4He -Dimer erbracht. Außerdem werden hier Messungen präsentiert, die auf kontaktlose Reibung zwischen einem Atom und einer dielektrischen Oberfläche schließen lassen¹. Das diese auf den ersten Blick sehr unterschiedlichen Themen in einer Arbeit abgehandelt werden, ist den Rahmenbedingungen zu verdanken, unter denen diese Arbeit entstanden ist.

Vor Beginn meiner Diplomarbeit am Atomstrahlspinecho-Experiment gab es einen unglücklichen Zwischenfall, der es erforderte den Detektor komplett zu überarbeiten. Im Zuge dessen haben wir begonnen das Vakuumsystem und die Steuerelektronik zu überarbeiten und eine neue Messelektronik einzuführen [Jes09] und [Jan09]. Diese Verbesserungen wurden in der Anfangsphase meiner Doktorarbeit abgeschlossen.

Um ihre Funktion in der Praxis zu testen, wurde eine Reihe von Experimenten mit einer neuen vielversprechenden Messmethode, das flugzeitaufgelöste Spinecho (SEToF), durchgeführt. Diese Messmethode ermöglicht es ein neues Verfahren zur Untergrundextraktion [Jes09] zu verwenden. Es bereinigt das Messsignal vom unpolarierten Untergrund bei gleicher oder gar höherer Zählrate nahezu vollständig. Außerdem erlaubt sie eine neue selektive Sichtweise auf die Daten und bietet damit ein hohes Potential für neue Entdeckungen. Bisher wurde die SEToF-Methode nur einmal zu Demonstrationszwecken in der vereinfachten Form der flugzeitaufgelösten Spinrotation (SRToF) verwendet [Stö01]. So mussten zu Beginn meiner Arbeit erst noch Erfahrungen zur Datenaufnahme gesammelt und eine systematische Auswertung erarbeitet werden.

Eine zweite sehr viel tiefgreifendere Rahmenbedingung meiner Arbeit ist durch den Umzug des Physikalischen Instituts vom Philosophenweg ins Neunheimer Feld, der zeitlich mitten in die Arbeit fiel, gegeben. Dieser erforderte eine fast vollständige Zerlegung des experimentellen Aufbaus (siehe Abbildung 1.1) in seine Einzelteile. Einerseits bedeutet das einen immensen zusätzlichen zeitlichen Aufwand, andererseits ist es auch eine große Chance bei dieser Gelegenheit limitierende Komponenten grundlegend zu überarbeiten. Es wurde unter anderem das Erdmagnetfeld im neuen Labor vermessen, um einen optimalen Standort für den Aufbau zu bestimmen; der Bereich der aktiven Erdmagnetfeldabschirmung wurde vergrößert; die Homogenität des Kompensationsfeldes wurde verbessert [Mei13]; störende Streumagnetfelder, auch innerhalb der Magnetfeldabschirmung, wurden beseitigt; es wurden Referenzpunkte im Labor definiert, die eine Ausrichtung des Strahlganges nachträglich ohne

¹Die Vorhersage über die Stärke dieses Effekts zu Beginn dieser Arbeit ergab, dass sie mindestens 20 Größenordnungen unterhalb der momentanen experimentellen Möglichkeiten liegt.

1. Einleitung

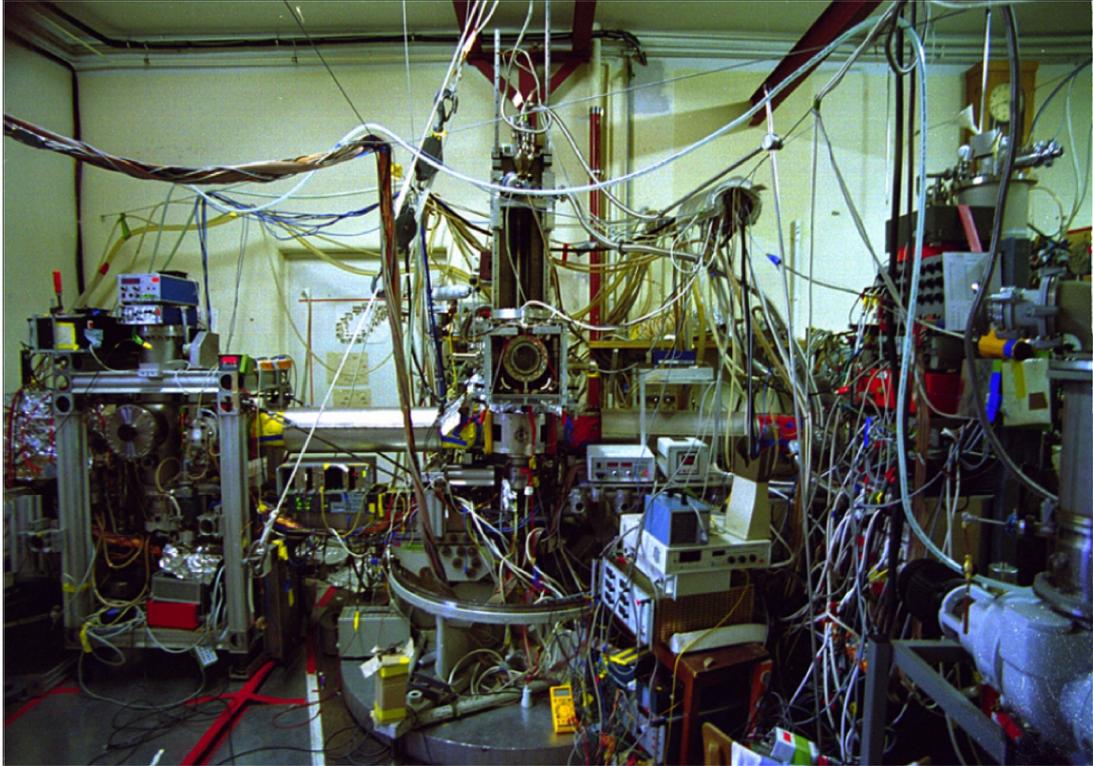


Abbildung 1.1.: Experimentaufbau vor dem Umzug.

Bruch des Vakuums ermöglichen; die Halterung der Strahlrohre wurde verbessert und deren Justage vereinfacht; die Aufhängung des Detektors wurde wesentlich professioneller konstruiert und es wurde begonnen das Führungsfeld zu überarbeiten. Außer diesen experimentellen Wünschen mussten zusätzlich noch die neuen strenger Sicherheitsauflagen erfüllt werden. Dafür wurde die gesamte Kühlwasser- und Pressluftversorgung neu verlegt. Jeder Kühlkreislauf hat nun einen Durchflusswächter. Weiterhin wurde die Strahlgasversorgung und Mischung überarbeitet und verbessert, die flüssig Stickstoffversorgung wurde automatisiert und in ein geschlossenes System umgewandelt und es mussten einige elektrische Netz- und Steuergeräte ausgetauscht werden. Nur wenige von diesen, zum Teil sehr aufwändigen Erneuerungen und Verbesserungen finden sich in dieser schriftlichen Arbeit wieder.

Unter den genannten zeitlichen und methodischen Rahmenbedingungen erschien es sinnvoll keine iterative, Strategie sondern eine möglichst breite Strategie bei den Experimenten zu verfolgen. Bei der iterativen Strategie wechseln sich Mess- und Auswertzeiten ab und verfeinern das Ergebnis eines einzigen Messziels. Bei der breiten Strategie jedoch wird das Spektrum der wissenschaftlichen Fragestellungen möglichst breit gefächert gehalten und möglichst viel gemessen. Die Auswertung erfolgt dann als Block nach Abschluss der Messungen. Dieses hat den Vorteil die Zeit bis zum Umzug, die zur Messung zur Verfügung steht, optimal zu nutzen. Es birgt aber

auch das Risiko, dass sich erst bei der Auswertung herausstellt, dass noch zusätzliche Messungen oder die erforderliche Präzision fehlen, die Apparatur allerdings in der Zwischenzeit schon zerlegt wurde.

So wurden neben den, in dieser schriftlichen Arbeit präsentierten Experimenten weitere Studien durchgeführt. Es wurde zum Beispiel versucht ein Spinecho mit einem Strahl aus molekularem Sauerstoff zu messen. Bei molekularem Sauerstoff koppelt das Rotationsdrehmoment an den Spin. Die Rotationszustände sind bei 100 K bis etwa $k = 29$ besetzt [Jan09]. Da bei molekularem Sauerstoff nur die ungeraden Zustände besetzt werden, ergeben sich daraus für das Spin-1-Teilchen 45 Gesamtdrehimpulse, die im Magnetfeld nochmal in insgesamt 1395 Unterzustände mit jeweils unterschiedlichem magnetischen Moment aufspalten. Die theoretische Beschreibung und Auswertung sind hier weggelassen. Das Fazit dieses Experiments ist, dass es gelungen ist den Sauerstoffstrahl nachweislich zu manipulieren. Allerdings nicht in einer Weise, die die Aufnahme eines flugzeitaufgelösten Spinechos möglich gemacht hat. Dieses liegt zum einen an dem wesentlich komplexeren Zeeman-Diagramm von molekularem Sauerstoff gegenüber ^3He , zum anderen an der höheren Sensitivität auf magnetische Streufelder.

Des Weiteren wurde eine Voruntersuchung, welche die Möglichkeit der Verbesserung der Limits auf die Existenz des Axions² untersucht, durchgeführt. Seine Kopplung an Materie ist sehr schwach und polarisationsabhängig. Bereits im ersten Durchlauf dieses Experiments wurde ein sehr großes polarisationsabhängiges Signal gefunden. Bei genauerer, systematischer Untersuchung ließ es sich jedoch auf ein Störfeld direkt hinter der Probe zurückführen. Diese Beobachtung löste dann im Zuge des Umzugs eine eingehende Suche nach und Beseitigung von weiteren Störfeldern innerhalb des Aufbaus aus. Aus den gewonnenen Erkenntnissen wurde ein Probenhalter entwickelt, welcher es ermöglicht noch besser definierte Bedingungen für eine zukünftige Suche nach dem Axion zu schaffen [Mei13].

Die nichtiterative Strategie hat allerdings auch positive Überraschungen mit sich gebracht. Über zwei dieser Überraschungen wird in dieser Arbeit ausführlich berichtet: Die erste ist die Entdeckung des $^3\text{He}^4\text{He}$ -Dimer. Seine Signatur wurde erst bei der sorgsamsten Auswertung einer Kalibrationsmessung gefunden. Später wurde sie auch in den flugzeitaufgelösten Spinechomessungen zur kontaktlosen Reibung bestätigt. Da diese Entdeckung erst im Nachhinein erfolgte, wurde der genaue ^4He -Inhalt des ^3He -Strahles nicht gemessen. Er konnte jedoch mit Hilfe älterer Untersuchungen abgeschätzt werden [Stö01].

Die zweite Überraschung ist die gemessene Signatur der atomaren, kontaktlosen Reibung. Während der monatelangen Auswertung der Messungen zur kontaktlosen Reibung kam es zur Weiterentwicklung in der theoretischen Beschreibung. Diese ermöglichten es die unterschiedlichen Teilmessungen zu einem konsistenten Bild zusammenzufügen und alle gemachten Beobachtungen zu erklären. Damit konnten die neuen theoretischen Vorhersagen eindeutig bestätigt werden.

²Das Axion ist ein Teilchen, welches zur Lösung des starken CP -Problems vorgeschlagen wurde und ein Kandidat für dunkle Materie.

1. Einleitung

Nachdem nun der ungewöhnliche Rahmen, in dem diese Arbeit entstanden ist, ausführlich geschildert wurde, werden im nächsten Kapitel die verschiedenen verwendeten Messmethoden beschrieben. Im Anschluss daran erfolgt eine Beschreibung des Experimentaufbaus und der Messelektronik. Der Nachweis für das ^3He - ^4He -Dimer wird in Kapitel 4 erbracht. In Kapitel 5 werden die Experimente zur kontaktlosen, atomaren Reibung vorgestellt. Abschließend wird die begonnene Überarbeitung der Führungsfelder beschrieben und ein Resümee gezogen. Die Beschreibung von Verbesserungen technischer Natur finden sich im Anhang.

2. Die Grundlagen der Messungen – Flugzeitmethode, Atomstrahl-Spinocho und Quantenreflektion

Für die Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wird ein Atomstrahl-Spinochospektrometer verwendet. Mit diesem Spinochospektrometer können Oberflächen durch Heliumstreuung charakterisiert und untersucht werden. Die Streuung kann dabei sowohl *klassisch*, direkt am repulsiven Teil, als auch *quantenmechanisch*¹ am attraktiven Teil des Atom-Oberflächenpotentials stattfinden. Um Strahlenergieänderungen die bei der Atom-Oberflächenwechselwirkung auftreten können zu messen, kann sowohl die herkömmliche Flugzeitmethode (ToF), als auch die feiner auflösende Spinochomethode verwendet werden.

An Hand von Abbildung 2.1 soll ein grober Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden gegeben werden, bevor in den folgenden Abschnitten detaillierter auf die Eigenheiten der Verfahren eingegangen wird. Allen Verfahren gemein ist ein Atomstrahl, welcher in der Quelle durch Expansion eines Gases ins Vakuum erzeugt und im Detektor nachgewiesen wird. Für die herkömmliche Flugzeitmethode (siehe Abbildung 2.1 oben) wird zusätzlich lediglich ein Chopper benötigt, der den Strahl in Pakete zerhackt und das Startsignal der Messung generiert.

Die Atomstrahlspinochomethode (ABSE) ist auf ein Strahlteilchen mit einem magnetischen Moment μ angewiesen. Hier wird ^3He mit einem Kernspin von $\frac{1}{2}\hbar$ verwendet. Die Teilchen werden im Polarisator senkrecht zur Flugrichtung polarisiert. Die Spins vollführen im ersten Spinochofeld eine bestimmte Anzahl an Larmorpräzessionen. In einem zweiten identischen, aber antiparallel zum ersten ausgerichteten Spinochofeld präzedieren die Spins genauso viele Umdrehungen zurück. Kommt es im Raum zwischen den Spinochofeldern zu einer Änderung der kinetischen Energie, so unterscheidet sich die Anzahl der Larmorpräzessionen, die in den jeweiligen Spinochofeldern auftreten. Da diese antiparallel zueinander stehen, misst man die Energiedifferenz über die Differenz in der Durchflugzeit durch die Spinochofelder als Präzessionsdifferenz. Im ABSE-Verfahren wird zusätzlich über die gesamte Geschwindigkeitsverteilung des Strahles gemittelt.

Um eine höhere Sensitivität zu erhalten, kombiniert man die beiden oberen Verfahren zum flugzeitaufgelösten Atomstrahlspinochoverfahren (SEToF). Dieses ermög-

¹Die Unterscheidung zwischen klassischer und quantenmechanischer Streuung beruht nicht auf deren mathematischer Beschreibung. Beide Streuprozesse werden durch die übliche Quantenmechanik beschrieben. Die Bezeichnung klassische Streuung soll darauf hinweisen, dass dieser Prozess auch im klassischen Limes stattfindet. Im Gegensatz dazu, gibt es für die quantenmechanische Streuung keine klassische Entsprechung nach dem Korrespondenzprinzip.

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

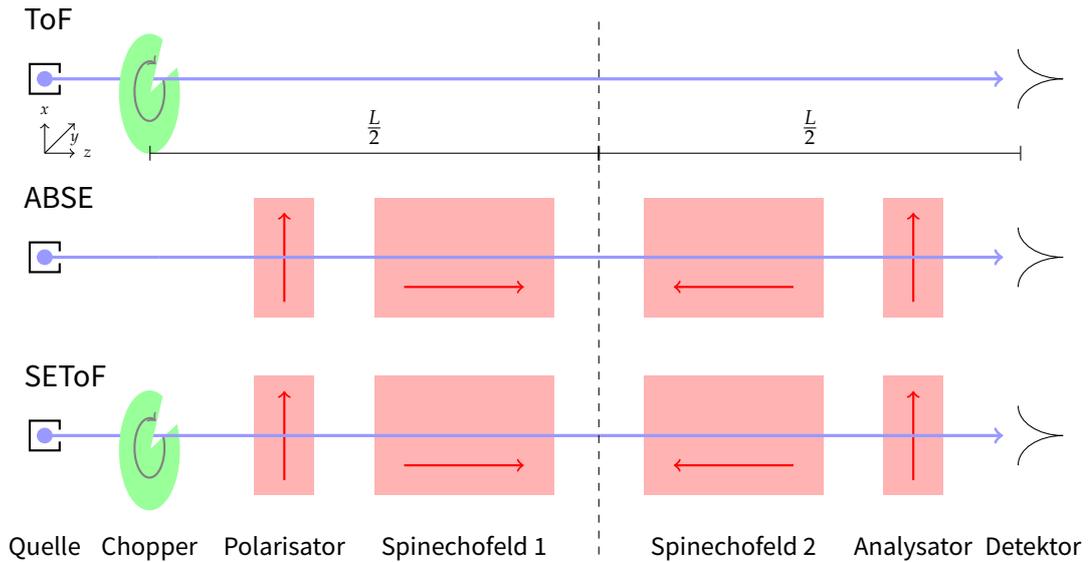


Abbildung 2.1.: Methoden der Heliumstreuung. Die herkömmliche Flugzeitmethode (ToF) bestimmt die Änderung der Strahlenergie über die Flugzeitverteilung. Der Chopper gibt dabei das Startsignal. Beim Atomstrahlspinecho (ABSE) handelt es sich um eine interferometrische Methode, mit deren Hilfe sich die Änderung der Strahlenergie im Bereich zwischen den Spinechofeldern bestimmen lässt. Dabei durchläuft ein spinpolarisierter Atomstrahl in den Spinechofeldern eine gewisse Anzahl an Larmorpräzessionen. Die Anzahl ist von der Strahlenergie abhängig. Durch antiparallele Spinechofelder kann die Energiedifferenz in Larmorpräzessionen gemessen werden. Die Manipulation der Spins erfolgt dabei durch die in Rot dargestellten, magnetischen Felder. Deren Orientierung ist mit Pfeilen markiert. Die flugzeitaufgelöste Atomstrahlspinechomethode (SEToF) kombiniert beide obige Methoden, um die Auflösung zu erhöhen. In der Mitte (gestrichelte Linie) zwischen den Spinechofeldern kann zur Untersuchung eine Probe eingefügt werden.

licht durch die zusätzlich bekannte Flugzeit, eine präzisere Zuordnung des Energieverlusts zu einer kinetischen Energie. Dieses Verfahren erlaubt es außerdem Untergrund durch unpolarisierte Teilchen zu eliminieren.

Nachdem die groben Zusammenhänge zwischen den Messmethoden und deren grobe Funktion nun bekannt sind, folgt in den nächsten Abschnitten eine detailliertere Beschreibung der Methoden. Begonnen wird mit der herkömmlichen Flugzeitmethode, gefolgt von der Beschreibung der Vorgänge bei der Expansion in der Quelle und den daraus resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen. Danach wird das Verhalten eines Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens, wie ^3He , im Magnetfeld beleuchtet und der Zusammenhang zur Messung der Energiedifferenz in der Atomstrahlspinechomethode hergestellt. Die Auswirkungen der zusätzlichen Flugzeitinformation bei der SEToF-Methode werden im Anschluss daran geschildert. Als Letztes wird die Quantenreflexion diskutiert, da sie eine besondere Form der Interaktion zwischen dem Strahl und einer Probenoberfläche darstellt.

2.1. Die herkömmliche Flugzeitmethode

In dieser Arbeit werden Messungen sowohl nach der Flugzeitmethode, als auch nach der flugzeitaufgelösten Spinechomethode durchgeführt. Bei beiden Methoden spielen die Prinzipien der Flugzeitmethode eine essentielle Rolle. Obwohl bereits etabliert ist, soll sie hier kurz wiederholt werden:

2.1.1. Die Messmethode

Die Flugzeitmethode (ToF) ist eine elementare Methode die Geschwindigkeit v eines Teilchens zu bestimmen, welches in der Zeit t die Strecke L zurücklegt:

$$v = \frac{L}{t}. \quad (2.1)$$

Um die Flugzeitmethode auf einen Atomstrahl anwenden zu können, braucht man, wie in Abbildung 2.1 zu sehen, neben einem Detektor, noch einen mechanischen Chopper. Letzterer zerhackt den Strahl in Pakete und generiert ein Startsignal, wenn ein Paket losfliegt. Relativ zu diesem Startsignal wird die Ankunftszeitverteilung $A(t)$ der Teilchen in dem Teilchenpaket gemessen. Diese Ankunftszeitverteilung beinhaltet alle Effekte, die die detektierte Ankunftszeit beeinflussen. Die Flugzeitverteilung $g(t)$ hingegen ist direkt aus der Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ transformiert und beschreibt die Ankunftszeitverteilung unter idealisierten Voraussetzungen: Der Chopper erzeugt unendlich schmale Pakete, der Detektor reagiert instantan und hat keine räumliche Ausdehnung.

2.1.2. Von der Geschwindigkeitsverteilung zur Ankunftszeitverteilung

Möchte man aus der Geschwindigkeitsverteilung des Strahles die gemessene Ankunftszeitverteilung erhalten, so muss man zunächst die Geschwindigkeitsverteilung in eine Flugzeitverteilung transformieren. Zusätzlich müssen die Art des Detektors und die Breite des Teilchenpakets berücksichtigt werden.

Zur Transformation der Geschwindigkeitsverteilung $f(v) dv$ in eine Flugzeitverteilung $g(t) dt$ muss man zum einen v nach Gleichung (2.1) substituieren, zum andern das Differential wie folgt

$$dv = -\frac{L}{t^2} dt \quad (2.2)$$

ersetzen. Damit ergibt sich die Flugzeitverteilung zu

$$g_F(t) dt = -\frac{L}{t^2} f\left(\frac{L}{t}\right) dt. \quad (2.3)$$

Diese Flugzeitverteilung $g_F(t)$ beschreibt die Ankunftszeiten, die auf einer Querschnittsfläche senkrecht zum Strahl gemessen werden. Da der verwendete Detektor jedoch

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

kein Flächendetektor ist, also nicht den Teilchenfluss misst, sondern ein Volumendetektor, welcher sensitiv auf die Teilchenzahldichte ist, muss nach [Sco] diese Verteilung mit der Geschwindigkeit gewichtet werden. Damit ergibt sich die Flugzeitverteilung $g_V(t)$ im verwendeten Volumendetektor zu

$$g_V(t) dt = \frac{1}{v} g_F(t) dt = -\frac{1}{t} f\left(\frac{L}{t}\right) dt. \quad (2.4)$$

Um daraus die Ankunftszeitverteilung zu erhalten, muss weiterhin die endliche Länge des Teilchenpakets berücksichtigt werden. Der Chopper besteht in der Regel (siehe Abschnitt 3.2) aus zwei Blenden; eine feststehende und eine, die sich mit der Winkelgeschwindigkeit ω_{Chopper} dreht. Haben die Blenden ringsegmentförmige Öffnungen, die beim Radius r eine Breite von $b_{\text{fix}}(r)$ und $b_{\text{rot}}(r)$ haben, so öffnet und schließt sich der Chopper in folgender Zeitspanne:

$$T(r) = \frac{b_{\text{fix}}(r) + b_{\text{rot}}(r)}{\omega_{\text{Chopper}} r}. \quad (2.5)$$

In dieser Zeit wächst die Intensität $O(t)$ des durchgelassenen Atomstrahles von Null auf das Maximum an, um dann wieder auf Null abzufallen. Der genaue Verlauf ist von $b_{\text{fix}}(r)$, $b_{\text{rot}}(r)$, ω_{Chopper} und r abhängig und heißt *Öffnungsfunktion*. Sind $b_{\text{fix}}(r)$ und $b_{\text{rot}}(r)$ gleich groß, so handelt es sich bei $O(t)$ um eine Dreiecksfunktion. Um den Effekt der Öffnungsfunktion zu berücksichtigen und die gemessene Ankunftszeitverteilung zu erhalten, muss die Öffnungsfunktion mit der Flugzeitverteilung aus Gleichung (2.4) gefaltet werden:

$$A(t) = -\int_0^t O(t-\tau) \frac{1}{t} f\left(\frac{L}{\tau}\right) d\tau. \quad (2.6)$$

Gibt es weitere Komponenten im Strahlverlauf, wie zum Beispiel Polarisator und Analysator, die die Ankunftszeitverteilung beeinflussen, so muss auch mit deren spezifischen Öffnungsfunktionen gefaltet werden. Nach einer Messung der Ankunftszeitverteilung $A(t)$ muss man diese mit $O(t)$ entfalten und die resultierende Flugzeitverteilung $f(t)$ Fouriertransformieren, um die Geschwindigkeitsverteilung $g(v)$ zu erhalten.

Die Öffnungsfunktionen von Polarisator und Analysator spielen allerdings nur eine Rolle, wenn der Atomstrahl magnetisch beeinflussbare Teilchen wie ^3He enthält. Für die in dieser Arbeit präsentierten Experimente mit ^4He spielen sie also keine Rolle. Im Falle von ^3He werden die Energieänderungen im Strahl über die Spinechomethode ermittelt (siehe Abschnitt 2.3.4) sodass dafür auch auf die Öffnungsfunktion verzichtet werden kann. Beim Abzug des unpolarisierten Untergrundes in der SEToF-Methode findet jedoch eine Teilentfaltung statt.

2.2. Die Geschwindigkeitsverteilung in der Quelle

Wie wir im vorherigen Abschnitt gesehen haben, ist die Geschwindigkeitsverteilung im Strahl für die herkömmliche Flugzeitmethode sehr wichtig. Aber auch für die spä-

2.2. Die Geschwindigkeitsverteilung in der Quelle

ter beschriebene, flugzeitaufgelöste Spinechomethode spielt sie eine Rolle. Daher soll hier auf die Strahlerzeugung und die daraus resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen eingegangen werden. Dabei werden ausschließlich die beiden Grenzfälle der effusiven und der Überschallexpansion betrachtet.

In beiden Fällen betrachten wir ein Reservoir mit idealem Gas, das sich im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet. In diesem Reservoir ist keine Richtung des Raumes besonders ausgezeichnet, daher sind die Geschwindigkeitskomponenten der Gasteilchen für alle Raumrichtungen normalverteilt. Führt man nun eine Integration in Kugelkoordinaten aus, so erhält man für die Länge des Geschwindigkeitsvektors $|v| = v$ die Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$f_{\text{MB}}(v) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\hat{v}_{\text{MB}}^3} v^2 e^{-\left(\frac{v}{\hat{v}_{\text{MB}}}\right)^2} dv. \quad (2.7)$$

Hierbei bezeichnet $\hat{v}_{\text{MB}} = \sqrt{\frac{2k_B T_D}{m}}$ die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, das Maximum der Verteilung. k_B ist die Boltzmann-Konstante, T_D die Temperatur des Reservoirs, welche mit der, der Düse identisch ist und m die Masse der Gasteilchen. Diese Verteilung der Geschwindigkeiten im Reservoir liegt den Geschwindigkeitsverteilungen des Strahles zu Grunde.

2.2.1. Effusivverteilung

Nun lässt man die Gasteilchen im Reservoir durch eine Öffnung austreten. Innerhalb und außerhalb des Reservoirs herrscht dabei der gleiche Druck. Trifft nun ein Teilchen zufällig die Öffnung, so wird es nicht gestreut, sondern fliegt mit seiner ursprünglichen Geschwindigkeit heraus. Dabei findet keine Interaktion der Teilchen untereinander statt. Berechnet man nun den Teilchenfluss durch das Flächenelement der Öffnung in den Raumwinkel dahinter, erhält man nach [Lan02] für die sogenannte *effusive Geschwindigkeitsverteilung* im Strahl:

$$f_{\text{EFS}}(v) dv = 2 \frac{1}{\hat{v}_{\text{MB}}^3} v^3 e^{-\left(\frac{v}{\hat{v}_{\text{MB}}}\right)^2} dv. \quad (2.8)$$

2.2.2. Überschallverteilung

Ist der Druck p außerhalb des Reservoirs geringer als der Druck p_D innerhalb, so strömt ein Volumenelement des Gases mit der Geschwindigkeit v_s ins Vakuum. Dabei wird das Volumenelement adiabatisch expandiert. Die Strömung lässt sich nahe der Öffnung als Kontinuumsströmung beschreiben. Diese geht, entlang der Expansionsachse, langsam in eine molekulare Strömung über. Im Bereich der Kontinuumsströmung treten sehr viele Kollisionen der Gasteilchen untereinander auf. Dieses führt zu einer Normalverteilung der Geschwindigkeitskomponenten um den Mittelwert v_s . Je größer die Anzahl an Kollisionen, desto schmaler wird die Geschwindigkeitsverteilung. Dieses entspricht einer Kühlung der inneren Freiheitsgrade des Strahles, wobei

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

sich die Strahltemperatur T_S mit der Adiabatengleichung wie folgt bestimmen lässt:

$$T_S = T_D \left(\frac{p}{p_D} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (2.9)$$

$\kappa = \frac{5}{3}$ ist der Adiabatenexponent für Edelgase. Da das Volumenpaket adiabatisch expandiert wird, findet die Kühlung der internen Freiheitsgrade statt. In der Regel ist $T_S \ll T_D$. Für die Geschwindigkeitsverteilung eines Überschallstrahles ergibt sich nach [Lan02]:

$$f_{ss} dv = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\hat{v}_V^3} v^2 e^{-\left(\frac{v-v_s}{\hat{v}_V} \right)^2} dv. \quad (2.10)$$

Hierbei ist $\hat{v}_V = \sqrt{\frac{2k_B T_S}{m}}$ die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Ruhesystem eines ausströmenden Volumenelements und

$$v_s = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{2k_B T_D}{m} \left(1 - \left(\frac{p}{p_D} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right)} \quad (2.11)$$

die Strömungsgeschwindigkeit des ausströmenden Volumenpakets. Sie übersteigt, für Edelgase, die Schallgeschwindigkeit bereits bei einem Druckverhältnis von $\frac{p}{p_D} \approx 0.5$ [Lan02]. Daher wird diese Geschwindigkeitsverteilung auch *Überschallverteilung* genannt. Das Maximum der Verteilung und damit die wahrscheinlichste Geschwindigkeit liegt bei

$$\hat{v}_{ss} = \frac{1}{2} \left(v_s + \sqrt{v_s^2 + 4\hat{v}_V^2} \right). \quad (2.12)$$

Es ist also möglich die Geschwindigkeitsverteilung im Experiment mit nur zwei Parametern, der Düsentemperatur T_D und dem Druckverhältnis $\frac{p}{p_D}$, einzustellen. In der Praxis liegt selten einer der beiden Extremfälle, effusiv oder Überschall, in Reinform vor. Je nach experimenteller Fragestellung kann es sinnvoll sein, die Expansionsparameter T_D und $\frac{p}{p_D}$ so zu wählen, dass die Charakteristik der Expansion im Übergangsbereich zwischen effusiv und Überschall liegt. Die reale Verteilung $f(v)$ ist dann also eine Mischform aus den beiden Extremen.

2.3. Die Atomstrahlspinechomethode

2.3.1. Ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen im Magnetfeld

Im verwendeten Aufbau bewegt sich ein neutrales ^3He -Atom, welches einen Kernspin von $\frac{1}{2}\hbar$ hat, entlang der z -Achse, durch ein zur Bewegungsrichtung paralleles magne-

tisches Feld. Die Hamiltonfunktion für dieses Teilchen hat daher folgende Form:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} &= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \hat{\boldsymbol{\mu}}\mathbf{B}(z) \\
 &= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \gamma\hat{\sigma}\mathbf{B}(z) \\
 &= \frac{p_z^2}{2m} - \gamma\sigma_z B_z(z) \\
 \mathcal{H}_{\pm} &= \frac{p_z^2}{2m} \mp \frac{1}{2}\gamma\hbar B_z(z).
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

Hierbei ist $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ der Operator des magnetischen Moments, γ das gyromagnetische Verhältnis², $\hat{\sigma}$ der Spinoperator und Vektor aus den Paulimatrizen und σ_z die Paulimatrix in z -Richtung. Im letzten Schritt wurde die Paulimatrix durch ihre Eigenwerte für *spin-up* und *spin-down* ersetzt. Da das Magnetfeld in z -Richtung zeitlich konstant ist, folgt daraus die zeitunabhängige Eigenwertgleichung

$$\left(\frac{p_z^2}{2m} \mp \frac{1}{2}\gamma\hbar B_z(z) \right) \Psi_{\pm}(z, t) = E\Psi_{\pm}(z, t). \tag{2.14}$$

Die Indices $+$ und $-$ geben jeweils die Spinrichtung *up* und *down* an. Die Eigenwertgleichung kann durch Separation der zeitlichen und räumlichen Komponenten der Wellenfunktion gelöst werden:

$$\Psi_{\pm}(z, t) = \phi(t)\psi_{\pm}(z) = e^{iEt/\hbar}\psi_{\pm}(z). \tag{2.15}$$

2.3.2. WKB-Näherung der räumlichen Komponente

Den räumlichen Teil der Wellenfunktion kann man mit Hilfe der WKB-Näherung berechnen. Diese geht davon aus, dass sich das Potential nur langsam im Verhältnis zur lokalen Wellenlänge ändert und man daher das Potential lokal als Konstante nähern kann. Die Eigenwertgleichung lässt sich damit umschreiben zu

$$\hbar^2 \frac{d^2\psi_{\pm}}{dz^2} + p_{\pm}^2\psi_{\pm} = 0, \tag{2.16}$$

wobei

$$p_{\pm} = \sqrt{2m(E \pm V)} = p_0 \sqrt{1 \pm \frac{V}{E}} \tag{2.17}$$

$$\stackrel{\text{Taylor}}{\approx} p_0 \left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{V}{E} \right) + \mathcal{O}(z^2) \tag{2.18}$$

²Das gyromagnetische Verhältnis berechnet sich aus dem g -Faktor des ^3He und dem Kernmagneton μ_N zu $\gamma = g \frac{\mu_N}{\hbar} = 32,434\,099\,66(43) \text{ MHz T}^{-1}$ [Moh+15].

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

ist. Die Taylor-Entwicklung in Gleichung (2.18) lässt sich durch eine Skalenanalyse begründen. Die höchstmögliche potentielle Energie des Magnetfeldes V liegt im Bereich μeV , die übliche kinetische Energie des Strahles liegt im Bereich mehrerer meV . Damit ergibt sich eine maximale Abweichung in der Größenordnung von einigen ‰. Um damit den räumlichen Anteil von Gleichung (2.15) in der WKB-Näherung zu berechnen, wählt man als Ansatz eine einlaufende, ebene Welle

$$\psi_{\pm} = ce^{\frac{i}{\hbar}S(z)}. \quad (2.19)$$

Hierbei wird $S(z)$ bis zur ersten Ordnung in \hbar entwickelt:

$$S^0(z) = S^0(0) + \int_0^z p_{\pm}(\zeta) d\zeta \quad (2.20)$$

$$S^1(z) = \frac{1}{2}i \ln p_{\pm}(z). \quad (2.21)$$

Setzt man Gleichung (2.20) und Gleichung (2.21) in den Ansatz (2.19) ein, ergibt sich daraus

$$\begin{aligned} \psi_{\pm} &= ce^{\frac{i}{\hbar}(S^0(z)+\hbar S^1(z))} \\ &= ce^{\frac{i}{\hbar}S^0(0)+\frac{i}{\hbar}\int_0^z p_{\pm}(\zeta) d\zeta - \frac{1}{2}\ln p_{\pm}(z)} \\ &= \frac{ce^{\frac{i}{\hbar}S^0(0)}}{\sqrt{p_{\pm}}} e^{\frac{i}{\hbar}\int_0^z p_{\pm}(\zeta) d\zeta} \\ \psi_{\pm} &= \sqrt{\frac{p_0}{p_{\pm}}} e^{\frac{i}{\hbar}\int_0^z p_{\pm}(\zeta) d\zeta} \end{aligned} \quad (2.22)$$

mit $p_0 = \sqrt{2mE}$. Aus der obigen Dimensionsanalyse folgt, dass $\sqrt{\frac{p_0}{p_{\pm}}}$ vernachlässigt werden kann. Um daraus nun die endgültige Wellenfunktion zu berechnen, muss noch das Integral im Exponenten gelöst werden. Ersetzt man dabei zusätzlich p_{\pm} mit der Taylor-Entwicklung erster Ordnung aus Gleichung (2.18), so erhält man für den Exponenten folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} \frac{i}{\hbar} \int_0^z p_{\pm}(\zeta) d\zeta &= \frac{i}{\hbar} \int_0^z p_0 \left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{V}{E}\right) d\zeta \\ &= \frac{i}{\hbar} p_0 z \pm \frac{i}{4} \int_0^z \frac{p_0}{E} \gamma_{B_z}(\zeta) d\zeta \\ &= \frac{i}{\hbar} p_0 z \pm \frac{i}{2} \int_0^z \frac{m}{p_0} \gamma_{B_z}(\zeta) d\zeta. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Dabei wurde die kinetische Energie des freien Atoms $E = \frac{p_0^2}{2m}$ verwendet. Dieses ist aufgrund der Skalenanalyse gerechtfertigt. Das Integral lässt sich in diesem Falle, mit

Hilfe der Zeit die das ${}^3\text{He}$ -Atom im Feld verbringt, folgendermaßen umschreiben:

$$\frac{i}{\hbar} \int_0^z p_{\pm}(\zeta) d\zeta = \frac{i}{\hbar} p_0 z \pm \frac{i}{2} \int_0^l \gamma \frac{B(\zeta)}{v_0} d\zeta \quad (2.24)$$

$$= \frac{i}{\hbar} p_0 z \pm i \frac{\gamma}{2L} t_0 \overline{Bl}, \quad (2.25)$$

wobei man hier für den Feldverlauf $B(z) = \bar{B} \cos^2\left(\frac{2\pi}{l}z\right)$ mit l der Länge der Spule und L der Gesamtflugstrecke einsetzt. Es sei hier besonders darauf hingewiesen, dass es nur aufgrund der Linearität der Zeeman-Aufspaltung³ von ${}^3\text{He}$ möglich ist, die Integration über den Magnetfeldverlauf mit einem effektiven Integral zu ersetzen. Das Atom befindet sich immer in einem Eigenzustand bezüglich des Feldes, deswegen ist die gesamte Energie des Atoms erhalten. Setzt man nun alle Teilergebnisse zusammen, so erhält man die Gesamtwellenfunktion des Atoms:

$$\Psi_{\pm}(z, t) = e^{\pm i \frac{\gamma}{2L} t_0 \overline{Bl}} e^{\frac{i}{\hbar}(p_0 z - Et)}. \quad (2.26)$$

Diese Wellenfunktion entspricht einer ebenen Welle mit einer zusätzlichen Phase, die vom Magnetfeld abhängt. Im Rahmen des Experiments ausgedrückt, entspricht sie einem monochromatischen Teilchenstrahl. Da der tatsächliche Strahl allerdings ein polychromatischer ist, muss man, um das Experiment korrekt zu beschreiben, ein Wellenpaket betrachten. Dieses erfolgt, in dem man die Wellenfunktion über die im Strahl vorhandene Impulsverteilung integriert. Daraus folgt, dass die resultierende Wellenfunktion kein direktes Produkt einzelner Wellenfunktionen mehr ist. Dieses führt zu der Verschränkung der Hilberträume von Spin und Impuls, wie sie in [Jes+11] beschrieben ist.

$$\Psi_{z\pm} = \int_0^{\infty} \frac{dn}{dp_z} e^{\pm i \frac{m\gamma}{2p_z} \overline{Bl}} e^{\frac{i}{\hbar}(p_z z - Et)} dp_z. \quad (2.27)$$

Diese Wellenfunktion beschreibt die Spinpräzession im Strahl innerhalb von einem der Spinechfelder aus Abbildung 2.1.

2.3.3. Von der Wellenfunktion zur Messgröße

Mit dieser Wellenfunktion des Strahles soll nun eine im verwendeten Aufbau messbare Größe berechnet werden. Da im Aufbau die Spinorientierung gemessen wird, muss man den Erwartungswert des Spinoperators $\hat{\sigma}$ berechnen:

$$\langle \hat{\sigma} \rangle = \text{Tr}(\rho \hat{\sigma}). \quad (2.28)$$

Die Spinrichtung wird entlang der x -Richtung gemessen, daher muss die Wellenfunktion in die B_x -Basis transformiert werden. Dieses entspricht einem nichtadiabatischen Übergang zwischen einem Spinechfeld und dem Analysator beziehungsweise zwischen dem Polarisator und dem Spinechfeld in Abbildung 2.1:

$$\Psi_{x\pm}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{z\pm}(z, t) + \Psi_{z\mp}(z, t)). \quad (2.29)$$

³Dieses bedeutet, dass das magnetische Moment μ unabhängig vom Magnetfeld ist.

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

Um die Berechnung zu vereinfachen, wird im Folgenden wieder auf den monochromatischen Fall zurückgegriffen. Damit lässt sich der Dichteoperator schreiben als

$$\begin{aligned}
 \rho &= |\Psi_{x+}\rangle \langle \Psi_{x+}| \\
 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \Psi_{z-}^* \Psi_{z+} \\ \Psi_{z+}^* \Psi_{z-} & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & e^{i\frac{\gamma}{L}t\overline{Bl}} \\ e^{-i\frac{\gamma}{L}t\overline{Bl}} & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.30}
 \end{aligned}$$

Um den Erwartungswert des Spins entlang der x -Achse, die Polarisation, zu bestimmen, benötigt man noch die Paulimatrix σ_x :

$$\begin{aligned}
 P_x &= \langle \sigma_x \rangle \\
 &= \text{Tr}(\rho \sigma_x) \\
 &= \cos\left(\frac{\gamma}{2L}t\overline{Bl}\right). \tag{2.31}
 \end{aligned}$$

Um daraus die Polarisation für den polychromatischen Fall zu berechnen, muss über die Impulsverteilung des Strahles integriert werden:

$$P_x = \int_0^\infty \frac{dn}{dp} \cos\left(\frac{m\gamma}{2p}\overline{Bl}\right) dp. \tag{2.32}$$

Da im verwendeten Aufbau der Impuls aber nicht direkt gemessen werden kann, sondern nur die Ankunftszeit der Atome im Detektor, muss in Gleichung (2.32) der Impuls mit der Flugzeit $p = \frac{mL}{t}$ substituiert werden:

$$P_x = \int_0^\infty \frac{dn}{dt} \cos\left(\frac{\gamma}{2L}t\overline{Bl}\right) dt. \tag{2.33}$$

Physikalisch korrekter, da es eine Teilcheneigenschaft beschreibt, wäre es, die de-Broglie-Wellenlänge einzusetzen. Substituiert man in Gleichung (2.32) p mit $\frac{h}{\lambda}$ und $\frac{dn}{dp}$ mit $\frac{dn}{d\lambda}$, erhält man eine Gleichung, die analog zu Gleichung (2.33) ist. Die aus Gleichung (2.33) abgeleiteten Eigenschaften bezüglich der Flugzeitverteilung lassen sich analog auch auf die Wellenlängenverteilung übertragen. Die Verwendung der Flugzeit an dieser Stelle hat einige Kuriositäten zur Folge. Eine davon ist die Einführung der nicht messbaren Feldlänge l , die bei Verwendung der Wellenlänge komplett verschwindet. Eine weitere Eichgröße, die durch Verwendung der Wellenlänge entfällt, ist die Flugstrecke L . Da der Detektor jedoch die Wellenlänge nicht direkt messen kann, muss diese über die Flugzeit berechnet werden. Durch eine direkte Messung der Wellenlänge, zum Beispiel durch Beugung am Gitter, kann L geeicht werden.

Die Kurve, die Gleichung (2.33) beschreibt, wird *Spinrotationskurve* (SR) genannt. Sie entspricht dem Messsignal im ABSE-Aufbau aus Abbildung 2.1 mit nur einem Spinechfeld. Vergleicht man diese Gleichung mit der Cosinustransformation für gerade Funktionen

$$\mathcal{F}_c\{f(t)\} = 2 \int_0^\infty f(t) \cos(2\pi vt) dt, \tag{2.34}$$

dann ergibt sich, dass die Polarisation die Hälfte der Cosinustransformierten (\mathcal{F}_c) der Flugzeitverteilung (ToF) ist. Es lassen sich damit folgende, nützliche Beziehungen zwischen der Flugzeitverteilung und der Spinrotationskurve finden:

$$\begin{aligned} \text{SR}(\overline{Bl}) &= \frac{1}{2} \mathcal{F}_c \{ \text{ToF}(t) \} \\ \text{ToF}(t) &= 2 \mathcal{F}_c^{-1} \{ \text{SR}(\overline{Bl}) \} \\ \text{Einhüllende} \left(\text{SR}(\overline{Bl}) \right) &= | \mathcal{F} \{ \text{ToF}(t) \} |. \end{aligned} \quad (2.35)$$

2.3.4. Das Spinecho – Eine kompensierte Spinrotation

Des Weiteren lassen sich als direkte Folge der erwähnten Verschränkung aus Gleichung (2.33) für den Experimentator zwei Stellschrauben ablesen, über die er die gemessene Polarisation beeinflussen kann. Zum einen ist dieses die Flugzeitverteilung, zum anderen ist es die Magnetfeldkonfiguration, die in das Feldintegral \overline{Bl} eingeht.

Da die herkömmliche Heliumstreuung durch Optimierung der Flugzeitverteilung bereits ihr Limit erreicht hat, ist es wenig zielführend, zur Verbesserung der Auflösung, hier anzusetzen. Erkennt man, dass Gleichung (2.31) für jedes einzelne Teilchen gilt und nicht nur im Ensemble, so bietet es sich an, das Magnetfeldintegral zu modifizieren. Dazu setzt man ein weiteres Feld mit einem Verlauf wie in Gleichung (2.24) ein, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen entlang der Flugstrecke, sodass sich die beiden Felder aufheben. Diese Konfiguration (siehe Abbildung 2.1) nennt man Spinechokonfiguration. Sie bildet einen interferometrischen Aufbau. Durchfliegt ein Teilchen beide Felder mit der gleichen Geschwindigkeit, hebt sich die Wirkung der Felder auf das Teilchen auf. Erfährt das Teilchen im Verlaufe des Flugs eine Änderung seiner kinetischen Energie und durchquert die beiden Felder mit unterschiedlicher Flugzeit, so hat das Einfluss auf das gesamte Interferenzmuster der Polarisation. In der Spinechokonfiguration ergibt sich für die Phase des Kosinus aus Gleichung (2.31) respektive Gleichung (2.33) folgendes:

$$\Phi_{\text{tot}} = \phi_1 + \phi_2 = \frac{\gamma \overline{Bl}}{2l} (t_1 - t_2). \quad (2.36)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die Flugstrecke hier nicht die Gesamtflugstrecke L ist, sondern die effektive Magnetfeldlänge l . Drückt man nun t_2 mit Hilfe von t_1 und dem erfolgten Energieübertrag ΔE zwischen beiden Spinechofeldern aus

$$t_2 = \frac{t_1}{\sqrt{1 - \frac{2t_1^2}{m^2} \Delta E}} \quad (2.37)$$

und setzt dieses ein, so erhält man für die Gesamtphase nach Durchlaufen beider Spinechofelder

$$\Phi_{\text{tot}} = \frac{\gamma \overline{Bl} t_1}{2l} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2t_1^2}{m^2} \Delta E}} \right) = \Phi + \Delta\Phi. \quad (2.38)$$

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

Nimmt man an, dass die kinetische Energie des einkommenden Strahles E_i viel größer als der Energieübertrag ΔE zwischen den Feldern ist, so gilt für den zweiten Term unter der Wurzel $\frac{\Delta E}{E_i} = \frac{2t_i^2}{ml^2} \Delta E \ll 1$. Entwickelt man damit die Phase, verschwindet Φ und man erhält in erster Ordnung für die Phasenverschiebung

$$\Delta\Phi = -\frac{\gamma B l t_1^3}{2ml^3} \Delta E. \quad (2.39)$$

Mit Gleichung (2.39) ist es gelungen einen Zusammenhang zwischen einem Energieübertrag einer Reaktion zwischen den beiden Spinechfeldern und einer Messgröße herzustellen. Diese Messgröße ist ausschließlich in der interferometrischen Spinechomethode zugänglich.

Wie in [Uri95] gezeigt wurde, sind mit der Spinechomethode Auflösungen im neV-Bereich und besser möglich. Im Vergleich mit herkömmlicher Heliumstreuung ist damit nicht nur eine erhebliche Auflösungsverbesserung gelungen, sondern auch eine Verbesserung der Systematik. Diese ist darauf gegründet, dass der Energieübertrag nicht als Ensemblemittel gemessen wird, sondern für jedes Teilchen des Ensembles individuell.

2.3.5. Eine neue Zeitskala – Die Spinechozeit τ_{SE}

Nach dem bisher Diskutierten gilt die Verbesserung der Systematik für den Fall einer über die Zeit konstanten Wechselwirkung. Es wäre allerdings schön, diesen Vorteil auch auf dynamische Prozesse anwenden zu können. Hierzu betrachtet man ein entlang der x -Achse polarisiertes Teilchen. Dieses Teilchen befindet sich im Eigenzustand bezüglich des Potentials des es polarisierenden Feldes. Tritt dieses Teilchen in ein Feld ein, das entlang der z -Richtung ausgerichtet ist, so findet ein Basiswechsel statt. Hierbei wird der Eigenzustand des Teilchens bezüglich des x -Feldes in einen Zustand der Eigenvektoren der Basis bezüglich des z -Feldes, analog zu Gleichung (2.29), überführt. Da die beiden Basen orthogonal aufeinander stehen, erfolgt die Aufspaltung in zwei gleichgroße, kohärente Teilwellenpakete, parallel (*spin-up*) und antiparallel (*spin-down*) hinsichtlich des z -Feldes. Aus Gleichung (2.14) und der Energieerhaltung folgt, dass das *spin-up*-Teilwellenpaket einen geringeren und das *spin-down*-Teilwellenpaket einen höheren Impuls als das ursprüngliche Teilchen haben. Das heißt, dass die beiden Teilwellenpakete sich mit unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeit ausbreiten. Es kommt zur Dispersion. Die Gruppengeschwindigkeiten lassen sich wie folgt berechnen:

$$v_{gr\pm} = \frac{dE_{\pm}}{dp} = \frac{p_{\pm}}{m} = \frac{p_0}{m} \sqrt{1 \pm \frac{V}{E}} \approx \frac{p_0}{m} \left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{V}{E} \right). \quad (2.40)$$

Aus diesen unterschiedlichen Geschwindigkeiten resultiert, nach Durchlaufen des Feldes, eine zeitliche Differenz der beiden Teilwellenpakete. Diese Differenz lässt

sich folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned}
\Delta t &= \int_0^l \left(\frac{1}{v_{gr+}} - \frac{1}{v_{gr-}} \right) dz \\
&= \frac{m}{p_0} \int_0^l \frac{V}{E} dz \\
&= \frac{m^2 \gamma \hbar}{p_0^3} \int_0^l B(z) dz \\
&= \frac{m^2 \gamma \hbar \overline{B} l}{2p_0^3} \\
&= \frac{\gamma \hbar \overline{B} l t^3}{2m l^3} =: \tau_{SE}.
\end{aligned} \tag{2.41}$$

Dieser zeitliche Abstand, mit dem die beiden Teilwellenpakete im Interaktionspunkt eintreffen, wird *Spinechozeit* genannt und definiert die Zeitskala, auf der man mit ein und demselben Teilchen dynamische Prozesse auflösen kann. Für die Phasenverschiebung aus Gleichung (2.39) ergibt sich mit Gleichung (2.41)

$$\Delta\Phi = \frac{\tau_{SE}}{\hbar} \Delta E. \tag{2.42}$$

Damit wurde gezeigt, dass die Spinechomethode die Beobachtung sowohl dynamischer, auf der Skala der Spinechozeit, als auch statischer Prozesse, auf der Ebene eines einzelnen Teilchens, ermöglicht. Dieses geschieht aufgrund der Interferenz eines Teilchens mit sich selbst. Damit erklärt sich die gesteigerte Auflösung durch die gesteigerte Resistenz gegen Fluktuationen der Parameter des Strahles.

2.3.6. Von der SE-Kurve zum SEToF

Nachdem nun die wesentlichen Merkmale der Spinechomethode erläutert wurden, soll nun die bisherige Messpraxis und davon ausgehend, die im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal⁴ angewendete flugzeitaufgelöste Atomstrahlspinechomethode (SEToF) näher beleuchtet werden. Bisher wurde die Spinechokurve aus Gleichung (2.33) direkt gemessen. Für verschiedene Werte des Magnetfeldintegrals $\overline{B}l$ wurde die Polarisation gemessen. Das Magnetfeldintegral ist proportional zum Strom durch die Spulen. Der Proportionalitätsfaktor C , Spulenkonstante genannt, ist dabei ein empirisch ermittelter Parameter des Aufbaus. An die so gemessenen Daten wurde eine Funktion angepasst, die dem Integral in Gleichung (2.33) entspricht. Da bereits das ausgeführte Integral gemessen wurde, wird eine mittlere Flugzeit als Parameter mit angepasst.

Wendet man das Prinzip der Intervalladditivität auf Gleichung (2.33) an und zerlegt es in eine Summe aus sich aneinander anschließenden Integralen, so erhält man ein

⁴Eine flugzeitaufgelöste Spinrotation wurde bereits gemessen [Stö01] und ausgewertet [Jes09], [Jes+11].

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

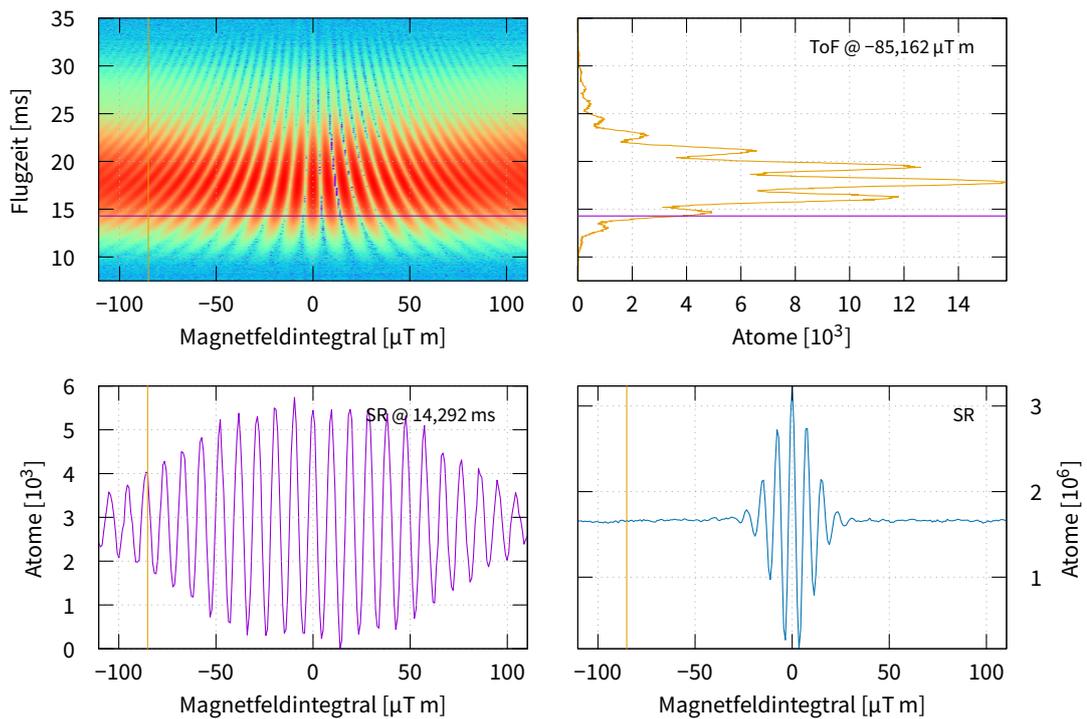


Abbildung 2.2.: Zusammenhänge in der flugzeitaufgelösten Spinrotation. Daten einer gemessenen flugzeitaufgelösten Spinrotation. Die Rohdaten sind bereits untergrundbereinigt. Die genauen Messbedingungen sind in Kapitel 4 beschrieben. Unten rechts ist die Spinrotationskurve (SR) nach Gleichung (2.33) gezeigt. Sie ergibt sich aus den flugzeitaufgelösten Daten (SRTToF), oben links, durch Summation der Zählraten für jeweils eine Magnetfeldintegral-Einstellung. Die violette, horizontale Linie entspricht der violetten Kurve links unten. Sie zeigt eine SR-Kurve für eine Flugzeitverteilung mit einer Flugzeitkanalbreite. Die Einhüllende der Oszillation ist viel breiter als die der SR-Kurve rechts daneben. Das liegt an der im Vergleich schmalere Flugzeitverteilung. Die orangene Linie zeigt die Position der rechts oben gezeigten Flugzeitverteilung an. Die Modulation der Flugzeitverteilung liegt daran, dass die Spinstellung am Analysator abhängig von der Verweildauer im Magnetfeld ist. Sieht man sich die Position (orangene Markierung) der gezeigten Flugzeitverteilung in der SR-Kurve darunter an, so sieht man, dass an dieser Position immer noch magnetisch aktive Teilchen nachgewiesen werden können. Die Farbintensität im SRTToF-Graph ist logarithmisch skaliert. Rot steht für ein Maximum, Blau für ein Minimum. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.

flugzeitaufgelöstes Spinecho (siehe Abbildung 2.1). Experimentell wird das durch den Einsatz eines Choppers, zur Messung der Ankunftszeit der Atome, realisiert. Dieses hat zur Folge, dass zum einen die mittlere Flugzeit durch exakter bestimmte Flugzeitintervalle ersetzt werden kann, zum anderen ermöglicht es den Untergrund für jedes Flugzeitintervall einzeln zu bestimmen und damit eine wesentlich genauere Beschreibung des Untergrundes vorzunehmen. Des Weiteren gelten die Zusammenhänge zwischen SE-Kurve und ToF-Verteilung auch für die jeweiligen Kanäle. Wie die

einzelnen Kurven zusammenhängen, wird in Abbildung 2.2 anhand des Spinrotationsdatensatzes, der in Kapitel 4 genauer analysiert wird, illustriert. Jede Position im SRToF-Diagramm bezeichnet die Phase aus Gleichung (2.33)

$$\Phi(t, \overline{Bl}) = \frac{\gamma}{2L} t \overline{Bl}. \quad (2.43)$$

Diese ist fest an die Aufenthaltsdauer im Magnetfeld, die durch den Impuls bestimmt wird und die Larmorfrequenz, welche durch das Magnetfeld bestimmt wird, gekoppelt. Diese feste Phasenbeziehung wird zwar im Ensemble gemessen, ist aber für jedes Teilchen individuell gültig und wurde in [Jes+11] genutzt, um die Verschränkung von Spin und Impuls im SRToF nachzuweisen.

2.4. Streuung eines neutralen Atoms an einer Oberfläche

Die zweite Messmethode, die im Aufbau unabhängig von den Spinrotationsmethoden genutzt werden kann, ist die der Quantenreflexion (QR). Bevor auf die QR genauer eingegangen wird, soll hier zuerst das Gegenstück, die klassische Reflexion (CR), beleuchtet werden. Dazu betrachtet man ein Teilchen, welches mit einer kinetischen Energie senkrecht zur Oberfläche E_{\perp} auf diese trifft. Klassisch tritt Reflexion, auf wenn $E_{\perp} = V(r)$ mit dem Atom-Oberflächenpotential $V(r)$ im Abstand r senkrecht zur Oberfläche erfüllt ist. Dieses ist im Bereich einiger Å nahe der Oberfläche gegeben. Dort überlappen die Elektronenwellenfunktionen des Atoms und der Oberfläche. Aufgrund des Pauliprinzips erfolgt eine Abstoßung von Atom und Oberfläche. Dieser Bereich des Potentials ist daher repulsiv. Die Formulierung des Stoßprozesses zwischen Oberfläche und Atom geht immer von einem Energieverlust ΔE seitens des Atoms aus. Verringert man nun die Einfallenergie des Atoms immer weiter, so erwartet man, dass nach Unterschreiten der Energie ΔE keine Reflexion, sondern eine Anlagerung der Atome an die Oberfläche stattfindet. Dieses Experiment wurde durch die Streuung von Wasserstoff und Helium an einer Oberfläche aus flüssigem Helium durchgeführt, siehe [Ber+89] und [Doy+91]. Das Resultat dieser Experimente ist, dass es trotz Unterschreitung der Energieuntergrenze noch zu Reflexion kommt. Erklärt wird dieses dadurch, dass für kleine Strahlenergien die klassische Massenpunktbeschreibung ungültig wird und die Wellennatur der Teilchen berücksichtigt werden muss. Die klassische Beschreibung erfolgt mittels de-Broglie-Wellenlänge und der zeitunabhängigen Schrödingergleichung. Gelöst wird diese gewöhnlich in der WKB-Näherung. Die WKB-Näherung hat wie jede Näherung einen Gültigkeitsbereich. Sie ist nur gültig, solange folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\frac{m}{2\pi\hbar^2} \lambda^3 \frac{dV}{dr} \ll 1. \quad (2.44)$$

Hierbei ist m die Masse und λ die de-Broglie-Wellenlänge des streuenden Teilchens. Daraus folgt, dass die WKB-Näherung für schnelle Teilchen in einem sich nur langsam, auf der Skala der lokalen de-Broglie-Wellenlänge ändernden Potential, gültig

2. Die Grundlagen der Messungen – ToF, ABSE und QR

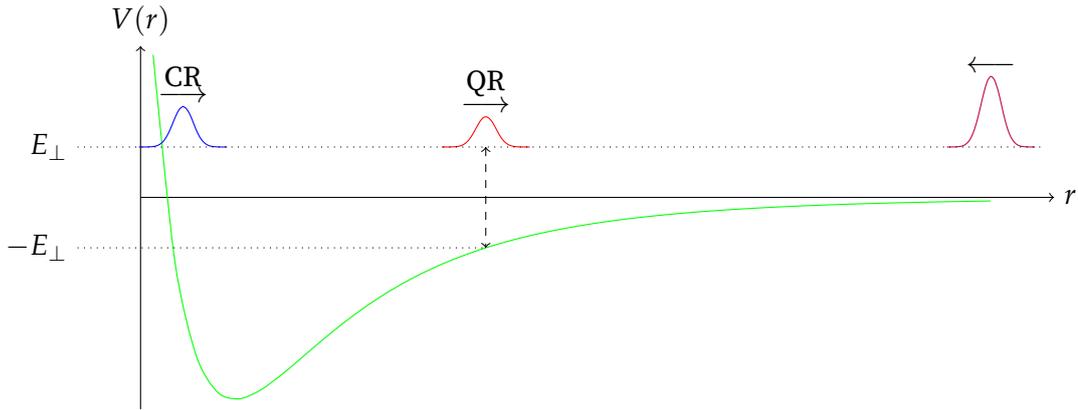


Abbildung 2.3.: Quantenreflexion im Atom-Oberflächenpotential. Das einlaufende Wellenpaket (magenta) wird im Punkt des Zusammenbruchs der WKB-Näherung ($E_{\perp} = -V(r)$) in zwei Teilwellenpakete unterschiedlicher Amplitude zerlegt. Der Zusammenbruch erfolgt an dieser Stelle, da hier die Potentialänderung von der gleichen Größe ist, wie die Wellenlänge des einlaufenden Wellenpakets. Das auslaufende Wellenpaket (rot) wurde quantenmechanisch reflektiert. Das weiterlaufende Wellenpaket (blau) wird klassisch am repulsiven Teil des Potentials ($E_{\perp} = V(r)$) reflektiert.

ist. Für langsame Teilchen folgt, dass die Lösung der Schrödingergleichung nicht in der semi-klassischen WKB-Näherung erfolgen darf, sondern quantenmechanisch bestimmt werden muss. Dazu wird in dem Punkt, in dem die WKB-Näherung zusammenbricht, die einlaufende Welle in eine reflektierte und eine transmittierte Teilwelle zerlegt. Dieses ist analog zur quantenmechanischen Behandlung eines Teilchens, welches über eine Potentialstufe fliegt. Diese Art der Beschreibung erfolgte von [Pok+58] und wurde von [Fri+02] für extrem niedrige Energien erweitert. Die reflektierte Teilwelle wird Quantenreflexion (QR) genannt. Aus Gleichung (2.44) folgt, dass eine Streuung nicht nur am repulsiven, sondern auch am attraktiven Teil des Potentials möglich ist. Dieses liefert die Erklärung für die oben genannten Experimente. Zusätzlich zu der quantenmechanisch reflektierten Teilwelle kann die transmittierte Teilwelle im weiteren Potentialverlauf auch noch am repulsiven Teil des Potentials klassisch⁵ gestreut werden. In [Dro03] wird gezeigt, dass die quantenmechanische Beschreibung der Reflexion auch für Messungen an diesem Aufbau angewendet werden muss. Außerdem wurde dort gezeigt, dass die Quantenreflexion im Casimir-Polder-Bereich des Atom-Oberflächenpotentials stattfindet, der am einfachsten mit einem effektiven Potential der Form

$$V(r) = -\frac{C_4}{r^3(r+l)} \quad (2.45)$$

beschrieben wird, wobei $C_4 = 8,12 \cdot 10^{-58} \text{ Jm}^4$ [Arn07] eine Materialkonstante des streuenden Teilchens und $l = 93 \text{ \AA}$ die Wellenlänge des Übergangs vom Grundzu-

⁵Es handelt sich natürlich um einen quantenmechanischen Prozess. Dieser findet allerdings am repulsiven Teil des Potentials statt, an dem auch die CR stattfindet. Er wird daher als klassisch bezeichnet.

2.4. Streuung eines neutralen Atoms an einer Oberfläche

stand in den ersten angeregten Zustand des ^3He -Atoms ist. In den oben gemachten Betrachtungen werden die Energien und Potentiale immer senkrecht zur Oberfläche angegeben. Da die Strahlenergie und damit die Einfallenergie E_i immer entlang des Strahles gemessen werden, muss für eine korrekte Beschreibung die Einfallenergie wie folgt umgerechnet werden:

$$E_{\perp} = E_i \cos^2 \theta_i. \quad (2.46)$$

Hierbei ist θ_i der Einfallswinkel des Strahles auf die Oberfläche. Dieser Zusammenhang ermöglicht es, durch ändern des Einfallswinkels die Einfallenergie E_{\perp} einzustellen und ein Potential zu vermessen. In [Abbildung 2.3](#) sind die Reflexionsarten und Punkte noch mal visualisiert. Damit wären die Grundlagen gelegt, die benötigt werden, um die in dieser Arbeit ausgewerteten Messungen zu verstehen. Im folgenden Kapitel wird nun der reale Messaufbau im Detail beschrieben.

3. Aufbau des Spinechospektrometers

Nachdem im vorigen Kapitel die grundlegenden Mechanismen des Spinecho beschrieben worden sind, wird es in diesem Kapitel darum gehen, die Umsetzung dieser, in einen Experimentaufbau zu zeigen. Dabei werden die einzelnen Komponenten des Aufbaus beschrieben. Die Beschreibung folgt dem Weg des Strahles durch den Aufbau. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.2, so wie real in Abbildung 3.1 gezeigt.

3.1. Quelle

Strahlerzeugung. In der Quelle entsteht der Strahl. Er wird erzeugt, indem Gas aus einem Reservoir durch ein Nadeldosierventil, einen Massenflussregler, mehrere Filter, einen Heliumverdampfungskryostat und eine Düse, mit einem Durchmesser von 1 mm, ins Vakuum expandiert. Die Expansion kann über die Düsentemperatur und das Druckverhältnis zwischen Düse und Quellkammer, welches durch den Gasfluss geregelt wird, beeinflusst werden. Es ist möglich, die Strahlcharakteristik zwischen effusiv und Überschall, kontinuierlich zu variieren, siehe Abschnitt 2.2. Aus der Expansionskammer strömt das Gas durch die erste kegelförmige Blende, den Skimmer, mit einem Durchmesser von 1,5 mm und eine zweite, den Kollimator, mit einem Durchmesser von 2 mm. Nach Passieren des Kollimators ist die Strahlausdehnung, Strahlgeschwindigkeit und Strahltemperatur so wie die natürliche Divergenz definiert, und der Strahl kann für Experimente verwendet werden.

Rückgewinnung. Der Skimmer und der Kollimator lassen nur einen kleinen Teil des expandierten Gases passieren, der Rest wird durch ein mehrstufiges Pumpensystem, siehe Abbildung 3.3, bestehend aus Öldiffusionspumpe, Wälzkolbenpumpe und Drehschieberpumpe, abgepumpt. Im Falle von ^3He , welches ein sehr rares und wertvolles Gas ist, wird das Abgas in ein Rückgewinnungssystem eingespeist. Dieses arbeitet mit Unterdruck, um selbst im Falle eines Lecks kein Gas in die Atmosphäre zu verlieren. Es besteht aus zwei in Reihe geschalteten Aktivkohlefiltern, der erste beseitigt, bei Zimmertemperatur, Wasser- und Öldämpfe. Der zweite, der in flüssigem Stickstoff gekühlt wird, lässt alle Gase mit einem höheren Siedepunkt kondensieren. Nach dieser Filterstufe setzt sich das verbleibende Gas nur noch aus den beiden Heliumisotopen ^3He und ^4He zusammen¹. Dieses zurückgewonnene Gas wird von einer Dragpumpe und einer Membranpumpe in einen Vorratstank gepumpt. Vom

¹Theoretisch besteht die Möglichkeit auch noch Neon zu finden. Dieses Gas ist in der Atmosphäre aber sehr selten (18,18 ppm [NAS15]).

3. Aufbau des Spinechospektrometers

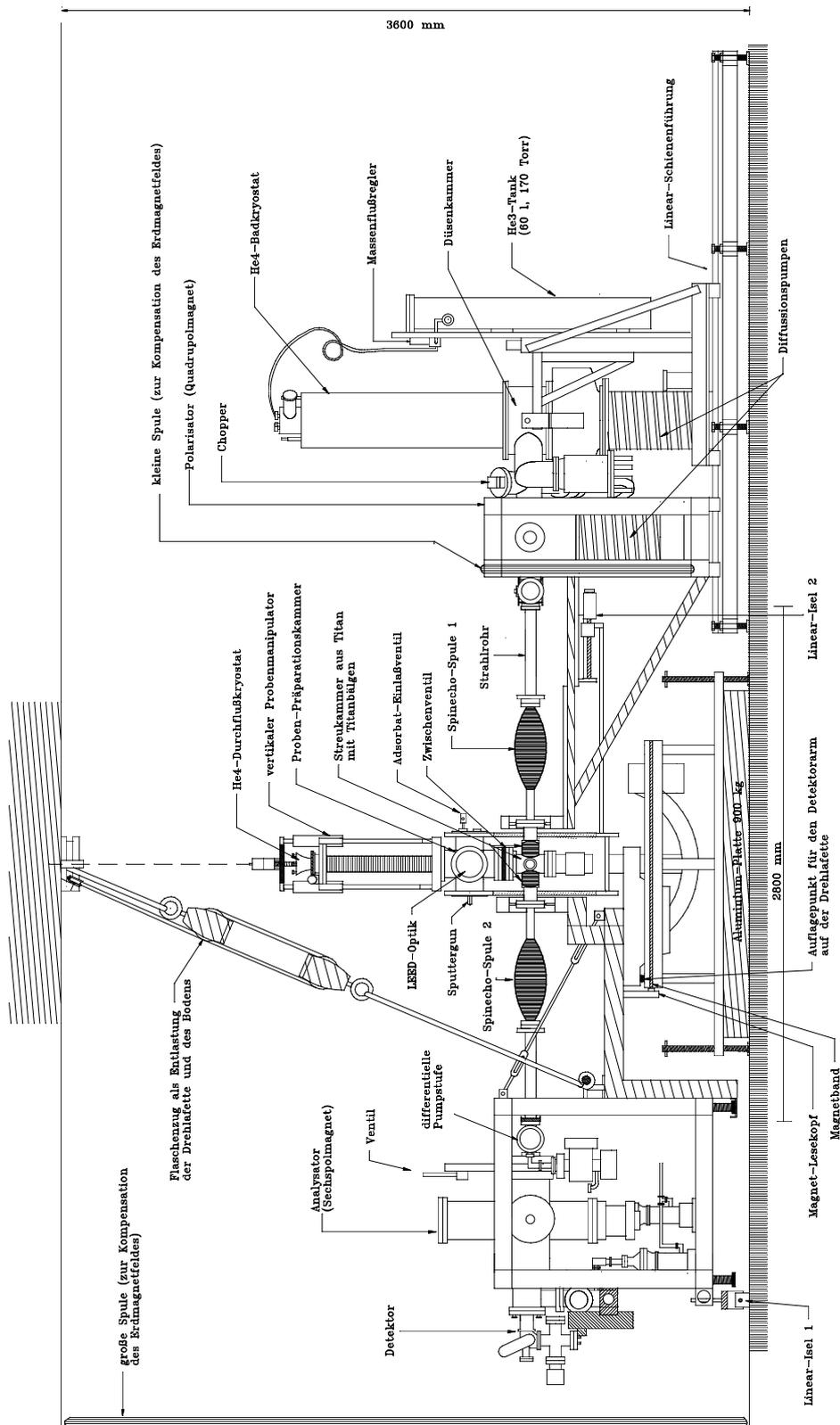


Abbildung 3.1.: Übersicht des realen Experimentaufbaus [Kle97]. Der Strahl fliegt von der Quelle rechts, zum Detektor links. Der Detektor ist an dem Flaschenzug, frei schwebend, an der Decke aufgehängt, und 90° drehbar. Nicht gezeigt ist die μ -Metallabschirmung.

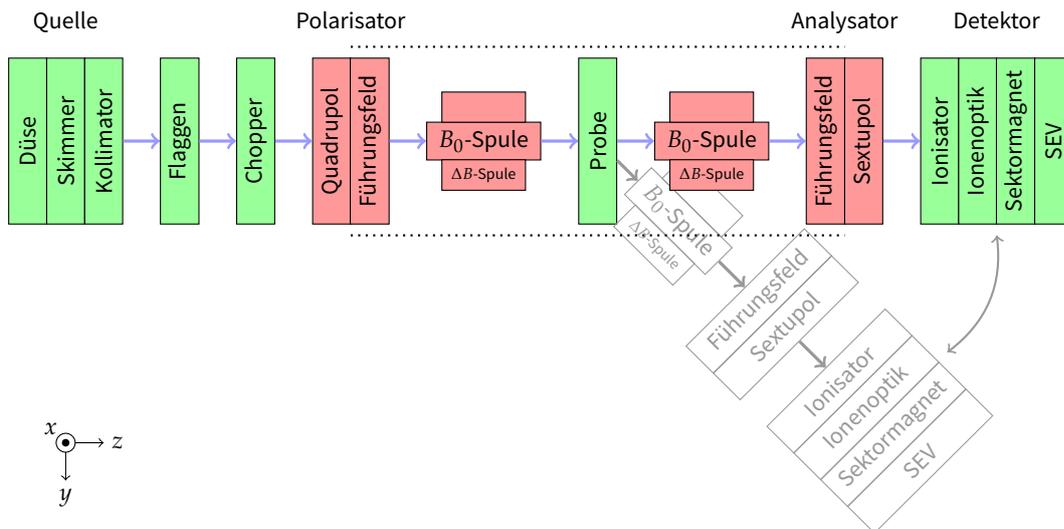


Abbildung 3.2.: Schematische Übersicht des Experimentaufbaus. Die Strahlröhre bewegt sich von der Quelle zum Detektor und durchläuft dabei die verschiedenen Stationen des Aufbaus. In Grün sind die Komponenten gefärbt, die den Spin nicht beeinflussen. In Rot die, die ihn beeinflussen. Der gestrichelt markierte Bereich ist passiv vor äußeren Magnetfeldern abgeschirmt. Der rechte Teil des Aufbaus, jenseits der Probe, lässt sich um 90° um die Probe drehen.

Vorratstank zur Düse wird das Gas vor der Expansion vorgekühlt. Dieses geschieht durch die Leitung des Gases durch den Kryostat. Dieser kann bei 4 K oder 1 K betrieben werden. Bei beiden Temperaturen kondensieren alle anderen Gase aus dem Vorratstank, außer den Heliumisotopen in den kryogenen Zuleitungen und Filtern. Die Expansion enthält damit ausschließlich ^3He und je nach Betrieb ^4He .

Heliumverdampfungskryostat. Der Heliumverdampfungskryostat besteht aus vier Isolationsschichten. Diese sind von Außen nach Innen das erste Isolationsvakuum, das Bad aus flüssigem Stickstoff, das zweite Isolationsvakuum und das Bad aus flüssigem Helium. Die Gaszuleitung des Strahlgases ist in direktem Kontakt mit dem flüssigen Helium. Das Stickstoffbad muss alle 12 Stunden, und das Heliumbad alle 6 Tage aufgefüllt werden, um eine konstante Düsentemperatur zu gewährleisten.

Vorpumpe Quellkammer. Die Funktion der Rückgewinnungsanlage ist integraler Bestandteil jeder Messung. Eine zentrale Rolle nimmt dabei die Drehschieberpumpe an der Quellkammer ein. Sie muss, entgegen den üblichen Anforderungen, einen Unterdruck am Auspuff verkräften. Die bisherige Drehschieberpumpe, eine modifizierte *TriVac D65B* von Leybold, musste im Vorfeld der Messungen ersetzt werden. Als Ersatz wird eine *Duo 65 M* von Pfeiffer mit einem Ölabscheider und Ölrückführung verwendet. Diese Pumpe hat in der M-Variante ein hermetisch dichtes Pumpengehäuse. Die Kupplung an den Antriebsmotor erfolgt hierbei nicht, wie üblich, über eine durchgehende Achse, sondern mittels einer permanent magnetischen Kupplung. Damit kann

3. Aufbau des Spinechospektrometers

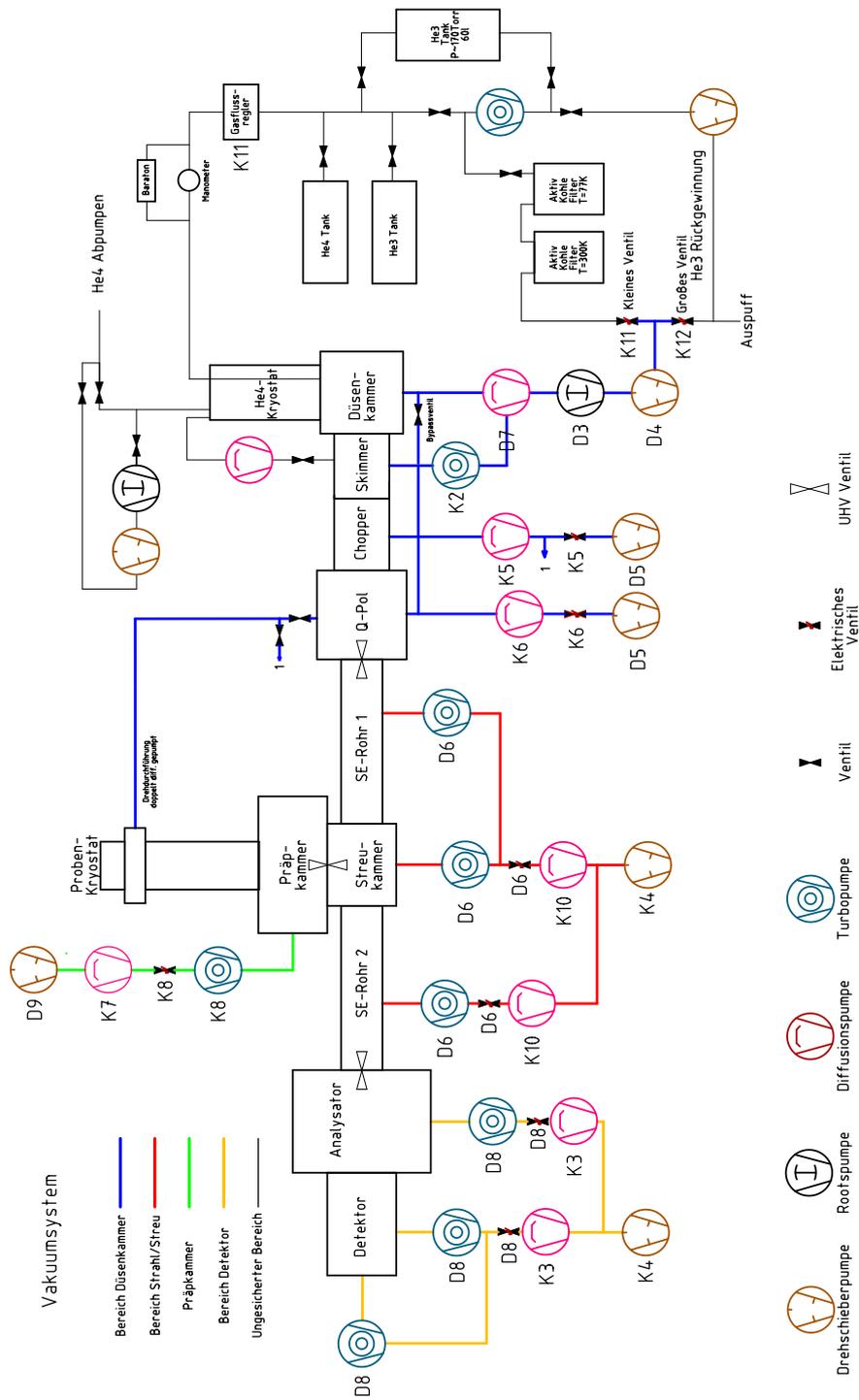


Abbildung 3.3.: Pumpen des Vakuumsystems und die ^3He -Rückgewinnungsanlage.

die Rückgewinnung mit einem Unterdruck von bis zu 10^{-2} mbar betrieben werden.

3.2. Flaggen und Chopper

Flaggen. Nach dem Kollimator passiert der Atomstrahl die sogenannten Flaggen. Diese Flaggen setzen sich zum einen, aus zwei Metallnetzchen mit 75 % und 50 % Transmission, und zum anderen, einem Stück Blech zusammen. Sie können mittels bistabilen Magnetschaltern, unabhängig voneinander, in den Strahl gefahren werden, um diesen abzuschwächen. Dieses ermöglicht es, die Intensität des Strahles abzuschwächen, ohne seine Flugzeitverteilung zu beeinflussen. Dieses kann nötig werden, da der Detektor oberhalb der Maximalzählrate von 5 MHz nicht mehr linear ist, und anfängt an Sensitivität zu verlieren².

Chopper. Blickt man von den Flaggen in Richtung Detektor, folgt als nächstes der Chopper. Mit Hilfe des Choppers wird der Strahl in einzelne Pakete zerhackt und das Startsignal für die Flugzeitmessung generiert. Das Zerhacken erfolgt mittels einer gelochten, rotierenden Metallscheibe. Auf dieser Metallscheibe, siehe Abbildung 3.4 links, sind drei verschiedene Lochsequenzen konzentrisch angeordnet, siehe [Lau07] und [Ved08]. Diese sind von außen nach innen:

50/50-Sequenz – besteht aus zwei 90° großen Öffnungen, die jeweils von einer 90° großen Blende gefolgt werden.

PSR-Sequenz – besteht aus 63 Öffnungen mit einer Größe von je $2,83^\circ$, die in einer pseudozufälligen Reihenfolge angeordnet sind.

SiSI-Sequenz – hat eine einzelne Öffnung von $8,50^\circ$.

Diese Sequenzen können durch Verfahren des Choppers ausgewählt werden. Die Mitte der SiSI-Sequenz und die Mitte der Startöffnung der PSR-Sequenz liegen 180° auseinander. Zur Definition der Chopperöffnungsfunktion, siehe Abschnitt 2.1.2, ist vor der rotierenden Chopperscheibe eine Blende angebracht. Die Öffnungen in der Blende entsprechen den Einzelöffnungen der drei Sequenzen.

Um das Startsignal für die Flugzeitmessungen zu generieren und die Drehfrequenz zu überwachen, werden drei Lichtschranken verwendet. Diese generieren von außen nach innen folgende Signale:

50/50 – tastet die 50/50-Sequenz ab.

Index – markiert mit einem eigenen kleinen Loch die Mitte der Startöffnung der PSR-Sequenz.

4 – hat eine eigene Sequenz mit einem kleinen Loch alle 90° .

²Die nichtlinearität ist darauf zurückzuführen, dass einzelne Pulse anfangen sich zu überlappen, und nicht mehr einzeln gezählt werden können.

3. Aufbau des Spinechospektrometers

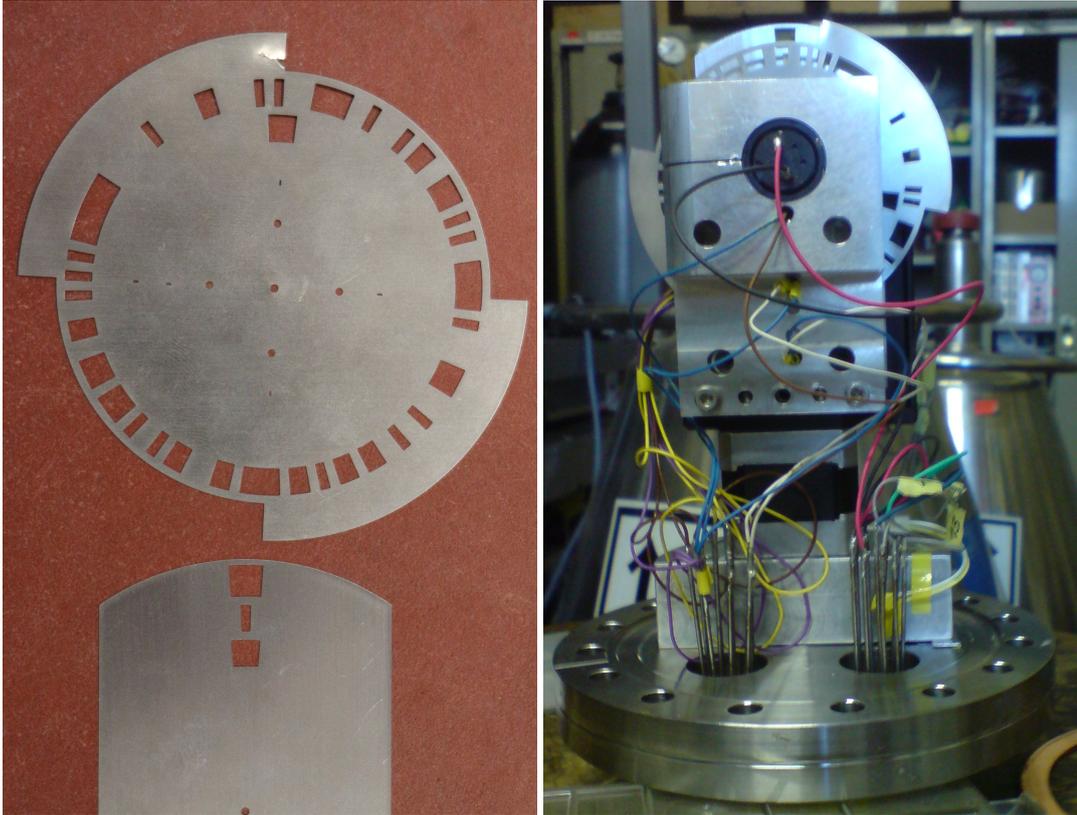


Abbildung 3.4.: Chopperscheibe und Chopper. Links ist eine alte, beschädigte Chopperscheibe und darunter die Blende abgebildet. Die Rotation erfolgt gegen den Uhrzeigersinn. Rechts ist der gesamte Chopper abgebildet. Der Motor für die Rotation des Choppers ist oben, in schwarz, im Aluminiumblock eingelassen. Darunter befinden sich die Lichtschranken. Der Motor hinter den elektrischen Vakuumdurchführungen bewegt den schwarzen, im Hintergrund zu erkennenden, Verschiebetisch. Damit wird die Sequenz eingestellt. Die Chopperscheibe ist hinter dem Aluminiumblock. Oben schaut die Blende für die einzelnen Sequenzen heraus. Dieser gesamte Aufbau befindet sich im Vakuum.

Der *Index* läuft der *SiSi*-Sequenz 90° vor. Das 4-Signal wird zur Überwachung und später zur Stabilisierung der Chopperfrequenz verwendet. Die Drehzahl kann in einem Bereich von 10 Hz bis 70 Hz variiert werden. Dabei ist die Rotationsfrequenz nach oben, durch die Schwäche des Lichtschrankensignals, beschränkt. Der Spannungsabfall, der von den Lichtschranke erzeugt wird, liegt für langsame Rotationsgeschwindigkeiten bei 5 V. Bei 70 Hz liegt er aufgrund der geringeren Lichtmenge nur noch bei 2,5 V. Die Ausleselektronik kann keine kleineren Spannungsabfälle als 2,5 V stabil detektieren.

Triggersignalgeneration. Das Triggersignal für Flugzeitmessungen wurde bisher, wie in [Ved08] und [Lau07] beschrieben, erzeugt. Im Zuge der Kombination der Flug-

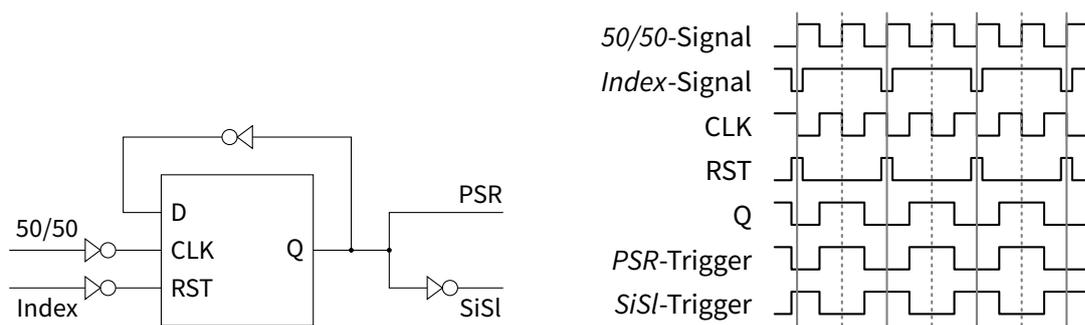


Abbildung 3.5.: Ableitung der FlugzeittrIGGER aus den Lichtschrankensignalen – Schaltung und Timingdiagramm. Rechts ist das Timingdiagramm für die einzelnen Signale des Flugzeittriggers zu sehen. Die grauen durchgezogenen Linien markieren den Beginn einer Chopperrotation, die gestrichelten eine halbe. Das *Index*-Signal ist zur besseren Sichtbarkeit breiter dargestellt, als es in Wirklichkeit ist. Durch die Asynchronität des *Index*-Signals ist immer gewährleistet, dass die Flanken der Triggersignale nicht verfälscht werden. Links ist die zugehörige und im Text beschriebene Schaltung zu sehen.

zeitmessungen mit den Spinechomessungen wurde eine Optimierung der Schaltung zur Triggersignalerzeugung vorgenommen. Die neue Schaltung, siehe Abbildung 3.5 links, benutzt als Basisfrequenz das 50/50-Signal. Dieses hat die doppelte Chopperrotationsfrequenz. Um daraus die Rotationsfrequenz des Choppers abzuleiten, wird ein Toggleflipflop³ verwendet. Als Taktsignal (CLK) wird das 50/50-Signal verwendet, dessen Frequenz auf diese Weise halbiert wird, siehe Timingdiagramm in Abbildung 3.5 rechts. Der so generierte Takt ist synchron zur Chopperfrequenz. Allerdings ist dieser noch nicht auf den Beginn einer der beiden Sequenzen, *SiSl* oder *PSR* gelockt. Dieses wird erreicht, in dem man den asynchronen Reseteingang (RST) des Flipflops, der den Ausgang des Flipflops auf 0 setzt, an das *Index*-Signal koppelt. Damit wird die Frequenz auf den Beginn der *PSR*-Sequenz gelockt. Um daraus das *SiSl*-Triggersignal zu erzeugen, muss die Frequenz 180° phasenverschoben werden. Dieses erreicht man durch Invertieren des *PSR*-Triggersignals. Die Implementation dieser Schaltung erfolgt nicht mit diskreten Logikbausteinen, sondern im FPGA⁴-basierten Messsystem der LogicBox (siehe Abschnitt 3.8). Im Vergleich mit der alten Implementation, verbraucht die neue ein Viertel der Ressourcen. Dieses reduziert zum einen die Latenz des Triggersignals, zum anderen werden unerwünschte laufzeitbedingte Effekte vermieden.

³Ein Toggleflipflop ist ein D-Flipflop bei dem der Ausgang Q an den Eingang D invertiert rückgekoppelt wird.

⁴Ein FPGA ist ein programmierbarer Logikbaustein. Er besteht aus kleinen Zellen, deren Funktion und Verschaltung untereinander frei programmierbar ist. Dieses ermöglicht es, kostengünstig, spezialisierte, zeitkritische Operationen auszuführen.

3. Aufbau des Spinechospektrometers

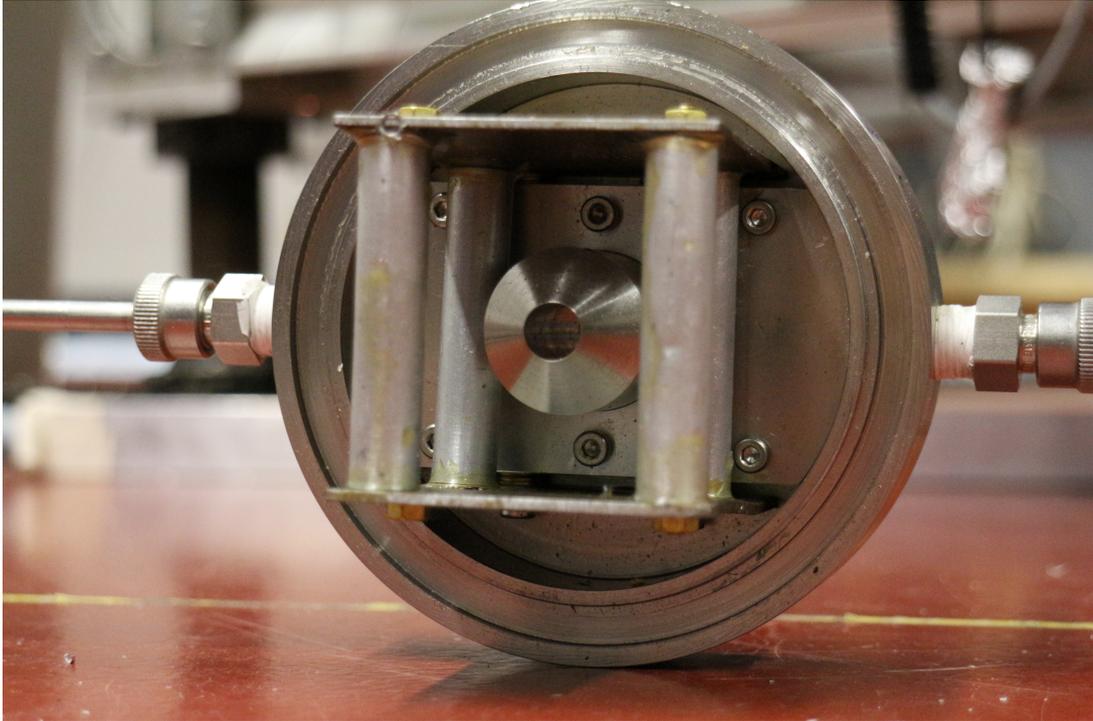


Abbildung 3.6.: Führungsfeld. Der gezeigte magnetische Plattenkondensator ist Teil des bisherigen Führungsfeldes, und wurde direkt hinter dem Polarisator verwendet. In den Aluminium Röhren links und rechts stecken Permanentmagnete. Dieser Teil des Führungsfeldes soll durch eine Spule, welche ein longitudinales Feld erzeugt, ersetzt werden. Durch die kegelförmige Blende werden die defokussierten Teilchen abgeblockt. Der kreisförmige Flansch ist das Ventil mit dem der Quellbereich vom Strahlrohrbereich komplett getrennt werden kann.

3.3. Polarisator & Führungsfeld

Polarisator. Strahlabwärts folgt auf den Chopper der Polarisator. Der Polarisator ist ein elektrischer Quadrupolmagnet. In ihm werden die Spinzustände, nach dem Stern-Gerlach-Prinzip, entlang des Magnetfeldgradienten aufgespalten. Dabei wird die eine Spinkomponente der ^3He -Atome auf die Strahlachse fokussiert, die andere wird defokussiert und aus dem Strahl mit Hilfe einer Blende entfernt. Der Magnet erzeugt ein maximales Polspitzenfeld von 1,2 T bei einer maximalen Stromstärke von 180 A.

Führungsfeld. Die Polarisation im Quadrupolfeld erfolgt entlang der lokalen Feldlinien. Dieses hat zur Folge, dass abhängig von der Trajektorie des einzelnen Atoms durch den Quadrupol nur die lokale *spin-up*-Komponente fokussiert wird. Deswegen muss die lokale Polarisation des Quadrupols in eine globale überführt werden. Das ist die Aufgabe des sich an den Quadrupol anschließenden Führungsfeldes. Dieses besteht aus einer Anordnung von magnetischen Plattenkondensatoren, welche senk-

recht zum Strahl ausgerichtet sind, und die x -Achse definieren. Die magnetischen Plattenkondensatoren bestehen aus zwei parallel angeordneten Permanentmagneten, die über ein Joch aus zwei μ -Metallplatten⁵ verbunden sind. Da die Flussrichtung der beiden Permanentmagnete in der Mitte der Platte kollidiert, tritt der Fluss dort senkrecht zur Platte aus, und bildet zwischen den beiden Platten ein recht homogenes Feld, analog zum elektrischen Plattenkondensator. Die Feldstärke der verwendeten Kondensatoren, siehe Abbildung 3.6, liegt bei 14 mT. Damit beim Übergang von lokaler in globaler Polarisation die Polarisation erhalten bleibt, müssen die Spins adiabatisch geführt werden. Das heißt, dass sich die lokale Feldrichtung nur langsam, im Vergleich zur Larmorfrequenz der Spins im Feld, ändern darf, siehe Abschnitt 6.1. Nach durchlaufen des Führungsfeldes hat der Strahl eine globale Polarisation entlang der x -Achse nach oben, und kann in das darauffolgende Spinechofeld eintreten. Der Übergang vom Führungsfeld zum Spinechofeld muss, im Gegensatz zum Übergang Polarisator-Führungsfeld, möglichst nichtadiabatisch erfolgen. Sonst findet die in Gleichung (2.29) beschriebene Aufspaltung der Zustände nicht optimal statt. Der nichtadiabatische Übergang findet im *Nullfeld* statt, das heißt, in einem Feld von so geringer Stärke, dass die Larmorfrequenz viel kleiner ist, als die lokale Feldrichtungsänderung.

3.4. Strahlrohr & Spinechospulen

Strahlrohr & Magnetfeldabschirmung. Vom Polarisatorführungsfeld bewegen sich die Strahlteilchen in das Strahlrohr. Dieses besteht aus zwei symmetrischen Teilen und wird in der Mitte von der Streukammer unterbrochen. Auf jedem Teil des Strahlrohrs ist eine Spinechospule, die das Spinechofeld erzeugen, gewickelt. Da der Übergang vom Führungsfeld in das Spinechofeld im Nullfeld stattfinden muss, ist zum einen das Strahlrohr selbst aus Titan gefertigt, um eventuelle Remanenzen aufgrund der mechanischen Bearbeitung auszuschließen. Zum anderen wird es durch eine aktive und passive Magnetfeldabschirmung vor äußeren Störfeldern und dem Erdmagnetfeld geschützt. Die aktive Abschirmung des Erdmagnetfeldes erfolgt durch ein Gegenfeld welches von einem Rechteckspulenpaar entlang der z -Achse, ähnlich einer Helmholtzspulenkonfiguration, erzeugt wird. Die passive Abschirmung, siehe Abbildung 3.7, besteht aus einer einlagigen 2 mm starken μ -Metall Abschirmung, welche auch die Streukammer mit einschließt. Im Bereich der Spinechospulen ist die Abschirmung durch eine zweite Lage μ -Metall verstärkt, um auch bei starken Spinechofeldern (~ 100 mT) die Abschirmwirkung zu erhalten. Vor jeder Messkampagne wird die μ -Metallabschirmung mit einem Wecheselfeld entmagnetisiert.

Spinechospulen. Zwischen dem Strahlrohr und der Abschirmung befinden sich die Spinechospulen, pro Seite eine. Eine Spinechospule setzt sich aus zwei Teilspulen

⁵ μ -Metall ist eine weichmagnetische EisenNickellegierung, welche eine extrem hohe Permeabilitätszahl μ_r von bis zu 140 000 hat. Es leitet den magnetischen Fluss sehr gut. Daher kann es als Hohlkörper verwendet, ein äußeres Magnetfeld vom Innenraum abschirmen.

3. Aufbau des Spinechospektrometers

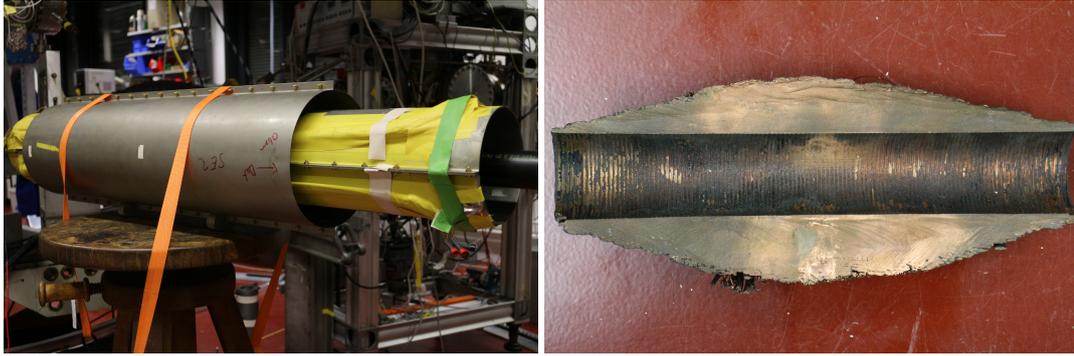


Abbildung 3.7.: Passive Magnetfeldabschirmung und Spinechospule. Links ist die passive Magnetfeldabschirmung aus μ -Metall zu sehen, sie ist im Bereich der Spinechospulen zweilagig. Unter den Klebebandlagen befindet sich ein gebogenes Helmholtzspulenpaar zur Entmagnetisierung. Rechts ist eine alte defekte Spinechospule zusehen. Die dicken Drähte gehören zur B_0 -Spule, die dünnen, die am Rand abstehen, zur ΔB -Spule.

zusammen. Die innere, große der beiden Spulen, die B_0 -Spule, wird benutzt um das Spinechofeld, das zur Aufspaltung der Spinzustände führt, zu erzeugen. Sie erzeugt in Strahlrichtung ein Feld das maximal 120 mT stark sein kann. Die Feldkonfiguration der Form $B \cos^2\left(\frac{\pi}{7}z\right)$ wurde so gewählt, dass das gesamte Strahlvolumen das gleiche Magnetfeldintegral durchläuft. Die räumliche Varianz des Feldes senkrecht zur Strahlachse gering zu halten ist wichtig, da die Polarisation im Ensemble der Teilchen, also der verschiedenen Trajektorien durch das Feld gemessen wird. Die Proportionalitätskonstante zwischen Strom und erzeugtem Magnetfeldintegral, die Spulenkonstante, wurde experimentell zu $C_{B_0} = 2,39 \mu\text{T m A}^{-1}$ [Kre97] bestimmt.

Um diese große B_0 -Spule ist eine kleinere Spule, die ΔB -Spule, gewickelt. Diese wird verwendet um das Magnetfeldintegral leicht zu verstimmen, und damit die Spinechokurve aufzunehmen. Ihre Spulenkonstante beträgt $C_{\Delta B} = 0,735 \mu\text{T m A}^{-1}$ [Kre97]. In Abbildung A.5 ist das Strahlrohr und in Abbildung 3.7 eine defekte Spinechospule im Querschnitt zu sehen.

Strahlrohrheizung. Damit der Strahl sich ungestört ausbreiten kann, ohne mit anderen Atomen wechselzuwirken, wird das Strahlrohr auf einen Druck von weniger als 10^{-9} mbar gehalten. Dieses wird erreicht mit Turbomolekularpumpen an den Enden des Strahlrohrs, und durch Ausheizen des Strahlrohres. Dieses ist jedoch durch die Spulen und wegen der Magnetfeldabschirmung nicht von außen möglich. Daher verläuft im Inneren des Strahlrohrs ein $\text{Ti}_{0,85}\text{Mo}_{0,15}$ -Draht, mit 2 mm Durchmesser, der sowohl als Heizung, als auch als Titansublimationspumpe funktioniert. Diese Titanlegierung wurde gewählt, da sie, im Vergleich zu reinem Titan, eine höhere Lebensdauer aufweist [McC+66]. Um Kurzschlüsse zwischen Draht und Strahlrohr zu vermeiden, ist der Draht jeden Zentimeter mit einem 2 mm dicken und 5 mm durchmessenden Al_2O_3 -Ring gestützt und damit vom Strahlrohr isoliert.

3.5. Streu- & Präparationskammer

Streukammer & Lafette. Zwischen den beiden Strahlrohren befindet sich die Streukammer. Sie bildet, zusammen mit der darüber angebrachten Präparationskammer, den Dreh- und Angelpunkt des Aufbaus. In die Streukammer kann eine Probenoberfläche in den Strahl eingebracht werden. An dieser kann der Strahl, abhängig von der Orientierung und Struktur der Oberfläche, unter verschiedenen Winkeln gestreut werden. Um den gestreuten Strahl zu detektieren, muss der Detektor also um die Probe schwenkbar sein. Normalerweise wird dieses durch diskrete Flanschpositionen an der Streukammer, an die der Detektor angeflanscht werden kann, realisiert. Da dieses den Bruch des Vakuums beim Bewegen des Detektors erfordert, wurde in diesem Aufbau eine Konstruktion aus zwei Titanbälgen, welche es ermöglicht den Detektor unter Erhaltung eines Vakuums von bis zu $1 \cdot 10^{-10}$ mbar um 90° zu drehen, gewählt. Dazu ist der Detektor über einen Flaschenzug mit Gegengewicht und einer Halterung an der Decke des Labors, siehe Abbildung A.7, frei drehbar gelagert. Die Führung der Drehung wird von einer ehemaligen Lafette, unterhalb der Streukammer, übernommen. An ihr ist auch die Winkelauslese angebracht.

Präparationskammer. Oberhalb der Streukammer befindet sich, durch ein Ventil abgetrennt, die Präparationskammer. Diese ermöglicht es, die Probe, unter Erhaltung des Vakuums, im Rest des Aufbaus zu wechseln, und die Oberfläche zu präparieren. Die Präparation ist mittels einer eingebauten Sputtergun möglich. Beim Sputtern werden mittels beschleunigter Ionen, Teile der obersten Atomschicht der Probe abgetragen. Dieses geschieht mit Energien im Bereich 0,1 keV bis 20 keV. Zum Einsatz kommen meist Edelgasionen, in der Regel Argonionen. Im Falle von CaF_2 wurde jedoch das leichtere Neon verwendet. Um nach dem Sputtern die Oberflächenrauheit zu reduzieren, wird die Probe geheizt, um die Atome der obersten Schicht sich neu im Kristallgitter anordnen zu lassen. Der Erfolg dieses Prozesses kann in der Präparationskammer mit Hilfe eines LEED⁶ kontrolliert werden. Hierbei werden niederenergetische Elektronen auf die Oberfläche geschossen, und das Beugungsmuster der Rückstreuung auf einem Phosphorschirm sichtbar gemacht. Diese Methode ist für isolierende Proben wie CaF_2 nicht, oder nur sehr bedingt, einsetzbar, da die auftreffenden Elektronen die Probe aufladen.

3.6. Analysator & Führungsfeld

Hinter dem Strahlrohr befindet sich das Führungsfeld des Analysators, es ist im Gegensatz zum Polarisator nicht mit Permanentmagneten, sondern mit Spulen realisiert. Dieses ermöglicht die Richtung des Führungsfeldes umzukehren, um die detektierte Spinrichtung zwischen *up* und *down* zu wechseln.

Danach erreicht der Strahl den Analysator, welcher als Permanentsextupolmagnet realisiert ist. Dieser besteht der Länge nach aus zwei Hälften, in der ersten Hälfte ist

⁶Low Energy Electron Diffraction

3. Aufbau des Spinechospektrometers

der Abstand der Polspitzen konstant 6 mm. Zum Ende der zweiten Hälfte verjüngt sich dieser Abstand auf 3 mm. Die Magnetisierungsfeldstärke der Pole beträgt 0,7 T.

Entfernte Perle. Da bei einem Sextupol nicht nur das Feld sondern auch der Gradient auf der Symmetrieachse verschwindet, ist der Analysator auf der Achse nicht als Stern-Gerlach-Filter wirksam. Dieses ist die größte Quelle für unpolarisierten Untergrund. Um diese zu unterdrücken, wurde bisher ein Tropfen Sekundenkleber mit einem Durchmesser von ~ 1 mm mittig vor dem Analysator angebracht. Dieser Tropfen wurde entfernt, da mit Hilfe der Flugzeitverteilung ein genaueres Verfahren zur Verfügung steht, diese Teilchen auszusortieren. Dieses Verfahren ist in Kapitel 4 und 5 genauer beschrieben. Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen sind die ersten Messungen ohne eine solche Perle.

3.7. Detektor

Massenspektrometer. Nach dem Analysator passiert der Strahl eine Blende mit 2 mm Durchmesser und erreicht den Detektor. Beim Detektor, siehe Abbildung 3.8, handelt es sich um ein Elektronenstoß-Massenspektrometer. Hier werden die Strahlatome ionisiert, in einem Sektormagnetfeld nach Masse selektiert und anschließend nachgewiesen. Um die Atome zu ionisieren, wird ein Schlauch aus Elektronen erzeugt, indem die Elektronen aus einem konzentrisch um den Atomstrahl positionierten Filament entlang der Feldlinien eines Dipolfeldes gyrieren. Dieser wird dann mit dem Atomstrahl überlagert, und die Atome werden durch Stöße der Elektronen untereinander ionisiert. Die resultierenden Ionen werden von einer elektrostatischen Linse abgezogen, und mit Hilfe weiterer elektrostatischer Linsen zu einem Ionenstrahl geformt. Dieser gelangt durch eine weitere Blende in ein Sektormagnetfeld, welches senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung ausgerichtet ist. Dort wird er, abhängig von seinem Masse-Ladungs-Verhältnisses, abgelenkt. Die Ionen die, die Ausgangsblende passieren, erzeugen einen Spannungspuls am Ausgang eines Elektronenvervielfachers, welcher weiter verstärkt wird. Dieses Signal wird mit einem Diskriminator digitalisiert, und die Pulse anschließend gezählt. Als Verstärker kommt ein modifizierter⁷ V175 der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts, mit einer Verstärkung von 60 dB und einer Bandbreite von 1 GHz, zum Einsatz. Als Diskriminator kommt die SU703 Karte der LogicBox mit interner 50 Ω Terminierung zum Einsatz.

⁷Die Modifikationen betreffen den Entladewiderstand und die Versorgungsspannung. Der Verstärker ist ursprünglich ein Spannungsverstärker, der keinen Eingangswiderstand bezüglich Masse hat. Da er jedoch als Ladungsverstärker genutzt wird, muss die einkommende Ladung gegen Masse abgeleitet werden. Dieses erfolgt mit einem 2 M Ω Entladewiderstand. Diese Aufladungseffekte stellten beim Schwesterexperiment ein Problem dar, konnten aber an diesem Aufbau nie nachvollzogen werden. Die zweite Modifikation betrifft die Versorgungsspannung, in der ursprünglichen Version liegt diese bei 15 V. Da hier, zur stabilen rauscharmen Spannungsversorgung Bleigelbatterien mit einer Ausgangsspannung von 12 V verwendet werden, wurden die Widerstände an der Spannungsversorgung des Verstärkers entsprechend angepasst.

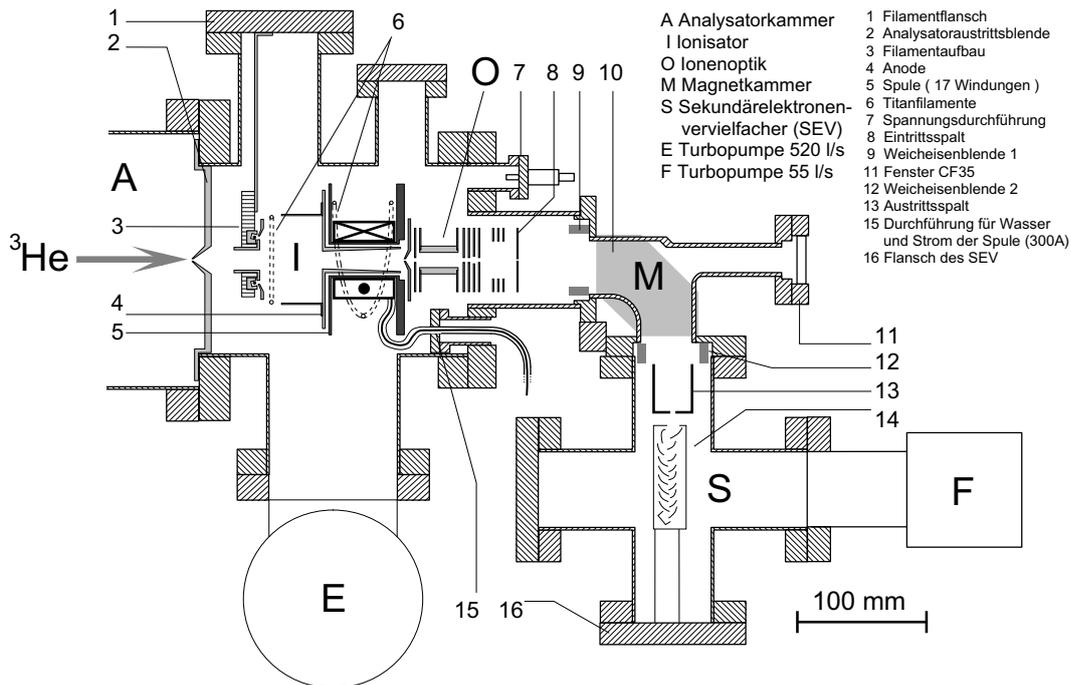


Abbildung 3.8.: Schnitt durch den Detektor nach [Kle97].

Spannungs- und Stromversorgung. Die verschiedenen elektrostatischen Blenden und Linsen, die den Elektronenschlauch und den Ionenstrahl im Detektor formen, haben alle unterschiedliche Potentiale. Diese Potentiale werden von der Beschleunigungsspannung der Elektronen abgeleitet [Kle97]. Dabei ist es wichtig, dass bei einer Schwankung der Beschleunigungsspannung, die Verhältnisse der anderen Spannungen untereinander konstant bleiben. Das bisherige Netzteil, welches bisher diese Spannungen lieferte, hatte Instabilitäten und Alterungserscheinungen. Es konnte, durch eine Neuentwicklung in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts, ersetzt werden. Diese Neuentwicklung ist ein mikroprozessorgesteuertes Netzgerät, welches die Spannungen mit Hilfe einer Transistorschaltung regelt. Dabei ist es möglich, alle Spannungskanäle zu messen, und die Einstellungen in verschiedenen Konfigurationen zu speichern, und wieder abzurufen. Es ist vorgesehen, das Netzgerät auch über die USB-Schnittstelle, zu steuern⁸ und in das Messprogramm zu integrieren. Außerdem ermöglicht es die Messung der Versorgungsspannung des Sekundärelektronenvervielfachers. Die Beschleunigungsspannung wird von einem SP15-1.1P Modul von hivolt.de erzeugt, und kann im Bereich 0 V bis 500 V eingestellt werden. Das Modul, das die Versorgungsspannung des Sekundärelektronenvervielfachers bereitstellt, ist ein J4-3N, ebenfalls von hivolt.de. Mit diesen neuen, stabileren Netzteilen, hat sich das Rauschen des Molekularen Restgas Wasserstoffpeaks von $2,8\sigma$ auf $1,3\sigma$ verbessert. Das heißt, dass bei einer Histogramm-

⁸Die Unterstützung muss aber noch in der Firmware des Netzgerätes realisiert werden.

mierung vieler Einzelmessungen, die Breite der resultierenden Gaussverteilung dem 1,3-fachen des Fehlers der mittleren Zählrate entspricht.

3.8. Mess- und Steuerelektronik

Nachdem die Atome von der Quelle zum Detektor geflogen sind und dort in elektrische Pulse konvertiert wurden, soll im Folgenden die Verarbeitung der Pulse zu den später analysierten Daten beschrieben werden.

Die LogicBox. Wie bereits erwähnt, wird als Mess- und Steuersystem die LogicBox verwendet. Dabei handelt es sich um ein FPGA-basiertes, flexibles Messsystem, das von der Elektronikwerkstatt des Instituts entwickelt wurde. Die zugrunde liegende Idee der LogicBox ist eine Miniaturisierung der bekannten NIM- und CAMAC-Systeme. Dazu werden verschiedene Funktionsmodule, wie Zähler, TDCs, FiFos, Diskriminatoren, und Logik, bereitgestellt. Diese sind zur Laufzeit frei verschalt- und konfigurierbar.⁹ Bei den Funktionsmodulen gibt es zwei Klassen, die eine dient nur der Signalverarbeitung, und benötigt ausschließlich FPGA-Ressourcen, dazu zählen unter anderem die Zähler- und Logik-Module. Die Andere ermöglicht es, mit der physischen Welt, zu interagieren. Sie benötigt dazu zusätzliche Hardware, wie Diskriminatoren und DACs. Diese zusätzliche Hardware, ist als Einsteckkarte, den sogenannten SU-Modulen realisiert. Im Zuge dieser Arbeit wurden die bestehenden Einzellösungen für die Flugzeitmessung [Lau07], [Ved08] und die Langzeitzählratenmessung [Jan09] zusammengeführt und verbessert, Weiterentwicklungen der FPGA-Firmware berücksichtigt und das Lichtleiterbussystem in das LogicBox-System integriert. Da hierbei das gesamte Messsystem überarbeitet wurde, wird hier die gesamte neue Schaltung beschrieben.

Messschaltung. Folgt man dem Signal vom Verstärker am Detektor über den Diskriminator in den FPGA, so folgt als nächstes ein SYNChronisierer¹⁰, dessen Aufgabe ist es, das diskriminierte Signal auf mindestens 20 ns zu dehnen. Dieses ist nötig, da die meisten Funktionsmodule an den Takt des FPGAs von 100 MHz gekoppelt sind, die Diskriminator-signale aber asynchron dazu sind und zusätzlich typischerweise nur eine Breite von 2,8 ns aufweisen. Die meisten Pulse würden ohne den SYNChronisierer in das etwa 10 ns lange Intervall fallen, in dem die getakteten Funktionsmodule blind sind. Das so aufbereitete Detektorsignal wird nun aufgesplittet. Es wird einmal für die Flugzeitmessung verwendet, und zum anderen für die Langzeitzählratenmessung. Für die Langzeitzählratenmessung wird das Signal in ein FREQUENCY-Modul

⁹Dieses mag von Puristen als Ressourcenverschwendung durch die Implementierung eines "FPGAs" im FPGA wahrgenommen werden, es bietet jedoch den Vorteil, dass es schnell, und auch von nicht in FPGA-Programmierung geschulten Benutzern neu verschaltet, und angepasst werden kann.

¹⁰Hier werden die Bezeichnungen der FPGA-Firmware verwendet. Die Modulnamen werden großgeschrieben

geleitet, welches kontinuierlich die Anzahl an Pulsen pro Zeitintervall, typischerweise 300 ms, in einen FIFO schreibt. Der FIFO ist 1024 Elemente tief und ermöglicht eine ununterbrochene Protokollierung der Zählrate, ohne auslesebedingte Totzeit.

Die Messung der Flugzeitverteilung ist etwas komplizierter. Diese benötigt als Eingangssignal das zuvor beschriebene Choppertriggersignal und die Pulse aus dem SYN-Chronisierer. Die Pulse werden in ein TDC-Modul, welches für jeden Puls den Zeitsempel des gerade aktuellen Kanals in einen 1024-Elemente FIFO schreibt. Dieser FIFO wird im sogenannten Histogrammermodus betrieben, das heißt, dass nicht die einkommenden Daten gespeichert werden, sondern die Stelle die, die einkommenden Daten bezeichnen, um eins hoch gezählt wird. Der TDC wird im retrigger-Modus betrieben, das heißt, dass für jeden einkommenden Triggerpuls der Kanalzähler zurückgesetzt wird. Als Triggerpuls böte sich der Choppertrigger an, allerdings soll die Messung von alleine nach einer gegebenen Anzahl an Chopperrotationen stoppen, ohne dass eine Überwachung vom Messrechner aus notwendig wird. Daher wird das Choppertriggersignal an ein LOGIC-Modul, in AND-Konfiguration, angeschlossen. Der Ausgang des ANDs wird an den Triggereingang des TDC und einen GATEGENERATOR-Zählermodul angeschlossen. Dieser GATEGEN erzeugt, nach Erreichen der gewünschten Chopperumdrehungszahl, ein Signal, das zum einen ein GATEGEN-Delay startet, welches nach einer Chopperumdrehung das Signal gibt, dass die Messung beendet ist, und zum anderen einen LOGIC D-Flipflop resettet. Dieser D-Flipflop wird mit dem invertierten Choppertriggersignal getaktet, und ist mit seinem Ausgang an einen Eingang des ANDs angeschlossen. Durch Treiben des Dateneingangs des D-Flipflops wird die Flugzeitmessung, als auch der Chopperumdrehungszähler synchron gestartet und gestoppt.

Das waren die, für die Messung, relevanten Teile der Schaltung. Zur Steuerung gibt es noch zwei Punkte zu erwähnen. Zum einen wird über den DAC16¹¹ ein TTL-Signal, welches für die Führungsfeldumschaltung zuständig ist, erzeugt. Zum anderen wird über die neu entwickelte Schnittstellenkarte SU727, das Lichtleiterbussystem, das nach den Steckern TOSLINK genannt wird, angesteuert. Bisher erfolgte dieses über die IF12 PCI-Einsteckkarte, deren Treiber jedoch mit neueren Betriebssystemversionen immer instabiler läuft.

Chopperfrequenzprotokollierung. Das 4 Lichtschrankensignal des Choppers wird verwendet, um die Rotationsfrequenz des Choppers zu messen, und in Echtzeit zu protokollieren. Dieses erfolgt, in dem das Signal in der LogicBox mit einem DISCriminator, dessen Schwelle bei 2,5 V liegt, digitalisiert wird. Dieses Signal wird in ein FREQUENCY Modul der LogicBox, welches die Zeit zwischen zwei Pulsen in Einheiten der Taktfrequenz des FPGAs (100 MHz) misst, geleitet. Die Zeitabstände werden in einem 1024 Elemente tiefen FIFO gespeichert, und ausgelesen. Die Frequenz wird, pro Umdrehung, als Mittelwert aus je vier Werten berechnet.

¹¹Ein 16 Kanal digital nach analog Wandler.

4. Das ^3He - ^4He -Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül

Helium ist, nach Wasserstoff, das Atom mit dem einfachsten Aufbau. Doch im Gegensatz zum Wasserstoffatom, kann dessen Wellenfunktion schon nicht mehr analytisch berechnet werden. Mit Hilfe der Wellenfunktion lässt sich auch das Atom-Atom-Potential bestimmen, womit die Interaktion zweier Atome beschrieben werden kann. Daraus entsteht die Möglichkeit sowohl thermodynamische, als auch chemische Eigenschaften eines realen Gases zu bestimmen. Die Bestimmung dieser Eigenschaften ist unter anderem wichtig, um in der Dielektrizitätskonstanten-Gasthermometrie Präzisionsmessungen durchführen zu können. In der Dielektrizitätskonstanten-Gasthermometrie wird die Kapazität eines mit Gas gefüllten Kondensators in Abhängigkeit des Drucks gemessen. An der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) wird dieses Verfahren in Verbindung mit Heliumgas genutzt, um die Boltzmann-Konstante ganz präzise zu bestimmen. Die Boltzmann-Konstante wird Basisgröße der Neudefinition des SI-Einheitensystems sein.[PTB15] Die dazu notwendige, relative Genauigkeit in der Bestimmung der Boltzmann-Konstanten von 2 ppm, setzt ein Verständnis des Systems und damit der Prozesse innerhalb des Gases auf mindestens diesem Niveau voraus.

Helium ist das leichteste Edelgas. Edelgase gehen aufgrund ihrer abgeschlossenen Elektronenschale kaum elektronische Bindungen mit anderen Atomen ein. Allerdings ist schon länger bekannt, dass die schwereren Edelgase, wie Krypton oder Xenon, neutrale Dimere¹ bilden. Diese Dimerbindung wird durch das fluktuierende Dipolmoment der Atome verursacht und ist sehr schwach. Da die Polarisierbarkeit insbesondere von Helium sehr klein ist (siehe Tabelle 4.1) war es lange unklar, ob es ein $^4\text{He}_2$ -Dimer gibt. Erschwerend kommt hinzu, dass ein klassischer Nachweis mit einem Massenspektrometer nicht ohne Weiteres möglich ist. Das liegt daran, dass die Energie, die bei der Stoßionisation auf das Dimer übertragen wird, größer ist, als die Bindungsenergie und das Dimer deshalb bei der Ionisation zerfällt. Daher wurde das $^4\text{He}_2$ -Dimer erst sehr spät [Sch+94] und nicht massenspektroskopisch nachgewiesen. Die dabei gewonnenen Werte für den Bindungsabstand (52 Å)[Gri+00] und Energie (1,1 mK)[Gri+00] ließen sich aus den bis dahin geläufigen *ab initio*-Rechnungen nicht ableiten, und trugen zu einer Verbesserung der theoretischen Beschreibung bei [Prz+10].

In der Natur kommt neben ^4He auch das Isotop ^3He mit einer Häufigkeit von 1,38 ppm vor. Wird dieses natürliche Isotopenverhältnis bei der Bestimmung der Boltzmann-

¹Ein Dimer ist eine Verbindung aus zwei Atomen der selben Sorte. Im Gegensatz zu einem Molekül erfolgt die Bindung zwischen ihnen nicht durch ein gemeinsames Orbital.

4. Das ^3He - ^4He -Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül

Tabelle 4.1.: Statische Polarisierbarkeit und van-der-Waals-Konstante der Edelgase nach [Der+10].

Atom	$\alpha(0)$ [$10^{-41} \text{C}^2\text{m}^2/\text{J}$]	C_6 [10^{-79}Jm^6]
He	2,280	1,399
Ne	4,401	6,10(5)
Ar	18,27	61,5(5)
Kr	27,68	124,4(9)
Xe	44,78	273(2)

Konstante verwendet, so muss man zusätzlich die Interaktion zwischen den Isotopen verstehen, um eine korrekte Beschreibung zu erhalten. Insbesondere in Anbetracht der angestrebten Verbesserung der relativen Genauigkeit um eine Größenordnung [Bun15] wird es wichtig isotopebedingte Effekte zu berücksichtigen. Die Existenz des $^3\text{He}_2$ -Dimers im Grundzustand $l = 0$ kann man wegen des Pauliprinzips ausschließen. Der energetisch niedrigste erlaubte Zustand wäre der erste Rotationszustand mit $l = 1$. Dieser ist wegen der Zentrifugalebarriere repulsiv. So bleibt noch die Möglichkeit des Mischdimers aus ^3He und ^4He . In der Theorie findet diese Möglichkeit wenig Beachtung, daher soll die Bindungsenergie und der Bindungsabstand für ein ^3He - ^4He -Dimer diskutiert werden, bevor das Experiment beschrieben wird.

4.1. Das Heliumpaarpotential

Das Heliumpaarpotential, das die Interaktion zwischen zwei Heliumatomen beschreibt, ist notwendig, um verschiedene thermo- und gasdynamische Größen, wie zum Beispiel die thermische Leitfähigkeit oder die Viskosität, zu berechnen. Die Bestimmung des Potentials ist auch für das suprafluide Verhalten der Spezies bei kryogenen Temperaturen wichtig. Das Dimer selber, welches einen gebundenen Zustand in diesem Potential darstellt, dient mit dem mittleren Bindungsabstand $\langle r \rangle$ und der Bindungsenergie E_B als Prüfstand für die Qualität des Potentials.

Zur Bestimmung des Potentials gibt es zwei Möglichkeiten, die empirische und die *ab initio*-Methode. Bei der empirischen Methode werden Messergebnisse genutzt um daran einen Potentialverlauf anzupassen. Typischerweise benutzt man dafür den Zusammenhang zwischen dem zweiten Virialkoeffizienten B_2 und dem Potential $V(r)$:

$$B_2(T) = 2\pi N_A \int_0^\infty \left(1 - e^{-\frac{V(r)}{k_B T}} \right) r^2 dr. \quad (4.1)$$

Hierbei ist N_A die Avogadro-Konstante, k_B die Boltzmann-Konstante, r der Abstand zwischen beiden He-Atomen und T die Temperatur. Das mit Hilfe diesen Zusammenhangs ermittelte Potential kann nicht genauer sein, als es die empirischen Messungen zulassen. Es ist also ein effektives Potential, welches nicht unbedingt dazu geeignet ist die grundlegenden Mechanismen, die zur Interaktion beitragen, einzeln zu verstehen. Die *ab initio*-Methode hingegen ermöglicht es ein tieferes Verständnis

zu entwickeln, da hier, von den Grundprinzipien der Quantenmechanik und Naturkonstanten ausgehend, das Wechselwirkungspotential hergeleitet wird. Ihre Genauigkeit hängt allerdings nicht nur von den verwendeten Näherungsmethoden, sondern auch sehr von den verwendeten Konstanten ab. So hängt die Genauigkeit der *ab initio*-Potentiale sehr davon ab ob Kernmassen oder Atommassen verwendet werden [Jan+97]. Da die Berechnung des Potentials nach der *ab initio*-Methode sehr aufwändig ist, werden meist nur einzelne Punkte berechnet und an diese ein Potentialverlauf, der sich leichter berechnen lässt, angepasst. Das erste *ab initio*-Potential, das präziser ist als die empirisch ermittelten, ist das HFD-B3-FCI1-Potential [Azi+95]. Es ist etwa eine Größenordnung präziser als die empirischen Potentiale. Über die Zeit hat sich mit der Steigerung der Rechenleistung auch die Präzision der Potentiale verbessert. Das momentan präziseste Potential [Prz+10] hat einen typischen Fehler von 50 ppm und berücksichtigt folgenden Effekte:

$$V(r) = V_{\text{BO}}(r) + V_{\text{ad}}(r) + V_{\text{rel}}(r) + V_{\text{QED}} + \text{ret.corr.} \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnet $V_{\text{BO}}(r)$ die störungstheoretische Berechnung in der Born-Oppenheimer-Näherung, $V_{\text{ad}}(r)$ berücksichtigt adiabatische Korrekturen, $V_{\text{rel}}(r)$ relativistische Korrekturen der Elektronen und Kernbewegung, V_{QED} sind QED-Korrekturen der dritten Ordnung in α und ret.corr. berücksichtigt die Retardierungskorrekturen. Diese Anteile wurden für verschiedene Abstände mit verschiedenen Näherungsmethoden berechnet und daran ein effektives Potential angepasst²(Abbildung 4.1).

Möchte man mit Hilfe dieses Potentials nun die Bindungsenergie beziehungsweise den Bindungsabstand bestimmen, so muss man die Zustände im Potential quantisieren. Für zweiatomige elektronisch, gebundene Moleküle wie H_2 wird mit der semiklassischen Bohr-Sommerfeld-Quantisierungsbedingung

$$2 \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{E_n - V(r)} dr = 2\pi \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (4.3)$$

eine gute Näherung erreicht. Hierbei bezeichnen r_1, r_2 den inneren und den äußeren Umkehrpunkt der Molekülschwingung, E_n die Energie des n -ten Zustands und μ die reduzierte Masse des Moleküls. Das schwach gebundene $^4\text{He}_2$ -Dimer jedoch ist so ausgedehnt, dass sich die Atome zu 80 % außerhalb des äußeren Umkehrpunktes aufhalten [Zha+11]. Daher muss im Falle dieses Dimers der Erwartungswert des Radialteils der Wellenfunktion explizit berechnet werden. Der äußere Umkehrpunkt r_2 des $^4\text{He}_2$ -Dimers liegt bei $\sim 14 \text{ \AA}$, der gemessene mittlere Bindungsabstand $\langle r \rangle$ beträgt 52 \AA [Zha+11]. Bei der Berechnung der Bindungsenergie und des Bindungsabstandes spielt die reduzierte Masse eine Rolle. Der Unterschied der reduzierten Massen zwischen ^3He - ^4He und $^4\text{He}_2$ beträgt 15 %. Vergleicht man dieses mit der Abweichung der theoretischen Bindungsenergie von der gemessenen von 47 % und dem theoretischen Bindungsabstand vom gemessenen von 10 %, so ist die Diskrepanz von ähnlicher Größe wie die Skalierung mit der reduzierten Masse. Daher kann aus der

²Gleichung (4.2) und Abbildung 4.1 beschreiben explizit das $^4\text{He}_2$ -Dimer.

4. Das ^3He - ^4He -Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül

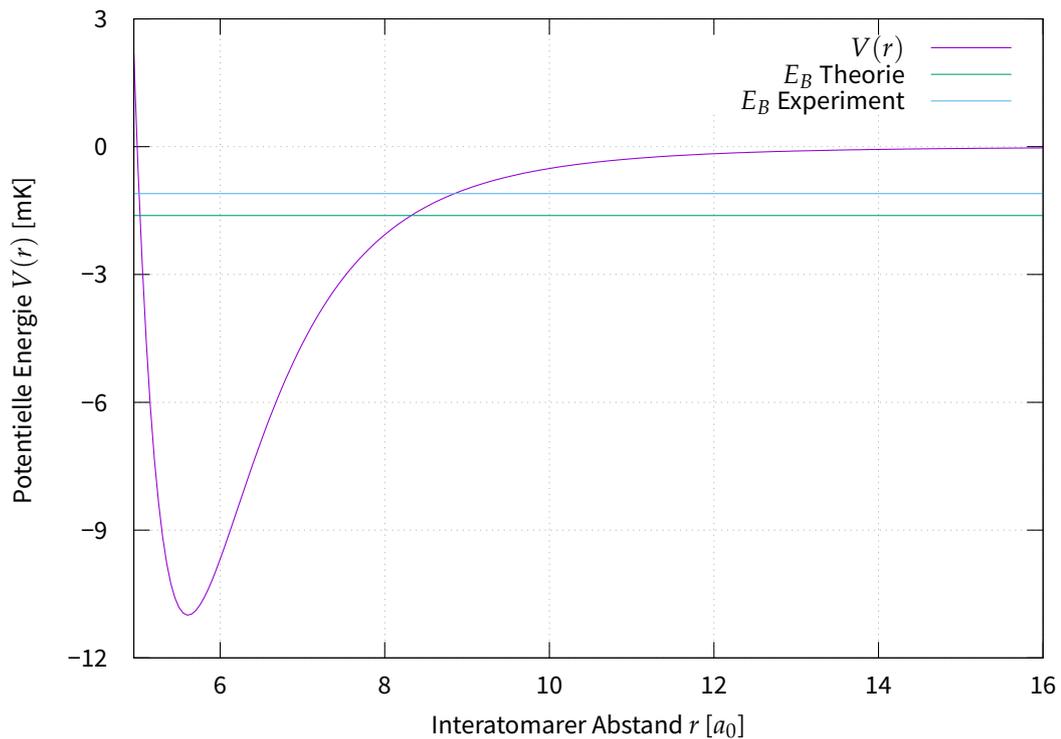


Abbildung 4.1.: Effektives Heliumpaarpotential nach [Prz+10]. Die minimale Energie V_0 beträgt 11 mK und liegt bei $r_m = 5,6 a_0$.

Abwesenheit eines gebundenen Zustand für ^3He - ^4He in diesem Potential noch nicht darauf geschlossen werden, dass es nicht existiert. Da aber in den effektiven Potentialen der *ab initio*-Rechnungen bereits die Masse enthalten ist, können diese nur schwer andere Isotope berücksichtigen. Daher werden auch in moderneren Rechnungen [Bre+00] noch ältere, zum Teil empirische Potentiale verwendet. Um einen Überblick über die Genauigkeit der verschiedenen Potentialtypen zu bekommen, werden die ermittelten Bindungsenergien in Tabelle 4.2 exemplarisch verglichen. Es hat den Anschein, dass, je präziser die *ab initio* Potentiale werden, desto ungenauer wird die berechnete Bindungsenergie.

Tabelle 4.2.: Vergleich der berechneten Bindungsenergien und Bindungsradien mit den experimentell ermittelten.

Quelle	Typ	E_B [mK]	$\langle r \rangle$ [Å]
[Gri+00]	Experiment	$1.1^{+0.3}_{-0.2}$	52(4)
[Tan+95]	empirisch	1,316	—
[Azi+95]	<i>ab initio</i>	1,59	—
[Prz+10]	<i>ab initio</i>	1,63(3)	47,1(5)

Die letzte Untersuchung über die Existenz von Helium-Dimeren mit ^3He - und ^4He -

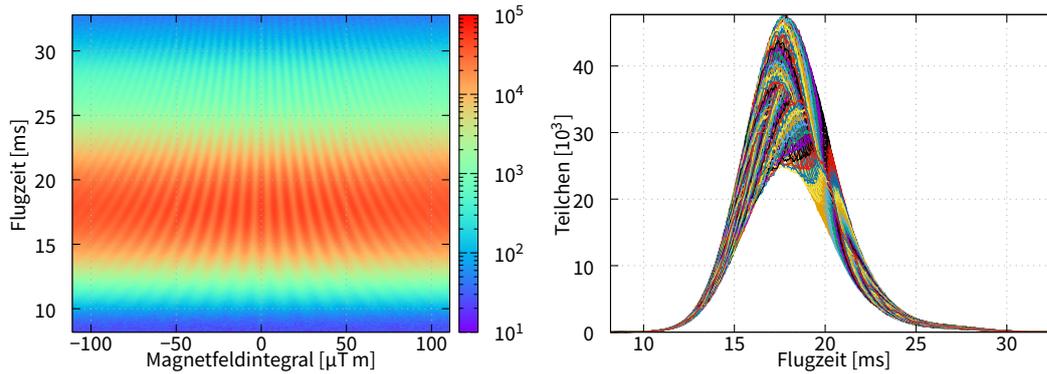


Abbildung 4.2.: Rohdaten der SRTof-Messung an welchen der Nachweis des ^3He - ^4He -Dimers erbracht wird. Links ist die Verteilung der Zählrate über den Parameterraum dargestellt. Die Farbskala ist logarithmisch. Das Artefakt am oberen Rand wird durch die Messelektronik verursacht. Rechts sieht man den selben Datensatz auf die Flugzeitachse projiziert. Die weiße Fläche unterhalb der Kurven ist die Verteilung des unpolarisierten Untergrundes. Er beträgt etwa 50% und wurde vor weiteren Analysen abgezogen.

Beteiligung verwendet das HFD-B3-FCI1-Potential [Kil+99]. Diese Studie untersucht gezielt die Existenz von ^3He - ^4He -Mischdimeren unter eingeschränkter Bewegungsfreiheit. Sie findet für die Bewegung der Atome in zwei Dimensionen einen gebundenen Zustand für das ^3He - ^4He -Dimer mit einer Bindungsenergie von 4 mK und einem Bindungsabstand von 37 Å. In derselben Studie ergibt sich für das $^4\text{He}_2$ -Dimer in zwei Dimensionen eine Bindungsenergie 39,4 mK und den Bindungsabstand 13,1 Å.

4.2. Das Experiment

Im Folgenden wird beschrieben wie das ^3He - ^4He -Dimer in einer flugzeitaufgelösten Spinrotationsmessung (SRTof) identifiziert und damit seine Existenz nachgewiesen wurde. Die Messung wurde am direkten Strahl, ohne Interaktion mit einer Probe, durchgeführt. Zur Identifikation eines unbekanntes Teilchen muss man die Wechselwirkung dieses Teilchens mit seiner Umgebung untersuchen und die ihm zugehörigen charakteristischen Größen bestimmen. Die elektromagnetischen und gravitativen Größen, die in diesem Aufbau zugänglich und zur eindeutigen Identifikation des Teilchens notwendig sind, handelt es sich um: die träge Masse m , die elektrische Ladung q und das magnetische Moment $\vec{\mu}$. Das magnetische Moment ist dabei das Produkt aus dem gyromagnetischen Verhältnis γ , und dem Spin \vec{s} . Die Bestimmung der einzelnen Größen aus einer flugzeitaufgelösten Spinrotationsmessung wird im weiteren geschildert. Zuvor sollen jedoch noch die Bedingungen, unter denen die Messung stattfand, geschildert werden.

4.2.1. Aufbau

Der verwendete Aufbau ist in Kapitel 3 ausführlich beschrieben. An dieser Stelle sollen jedoch die für den Nachweis des ^3He - ^4He -Dimers wesentlichen Teile genauer beschrieben und die Bedingungen der Messung geschildert werden.

Für den Nachweis des Dimers ist es notwendig zu untersuchen, ob und wo sich das Dimer im Aufbau bilden kann. Das Dimer wird am wahrscheinlichsten direkt bei der Strahlerzeugung, analog zu [Hav+10], in der Quelle während der Expansion gebildet. Daher sollen die Bedingungen und Prozesse bei der Strahlerzeugung eingehender geschildert werden. Zur Strahlerzeugung wird das Strahlgas aus einem Reservoir durch einen mit flüssigem Helium gefüllten Badkryostaten in die Düse gleitet. Der Gasfluss beträgt 20 sccm. Das Gas expandiert durch die Düse in die Quellkammer. Die Düse hat einen Durchmesser von 1 mm. In der Quellkammer herrscht ein Druck von $5,2 \cdot 10^{-5}$ mbar. Auf der Achse der Düse folgt ein Skimmer mit einem Durchmesser von 1,5 mm und ein Kollimator mit einem Durchmesser von 2 mm (siehe dazu auch Abbildung 5.3). Nach passieren dieser Blenden ist der Strahl erzeugt und definiert. Der Skimmer selektiert aus der Expansionswolke hinter der Düse nur einen verschwindend kleinen Teil für den Strahl. Der Rest des Gases in der Quellkammer wird mit Hilfe einer Öldiffusionspumpe, einer Wälzkolbenpumpe und einer Drehschieberpumpe abgepumpt. Dieses entspricht soweit der normalen Vorgehensweise zur Atom- beziehungsweise Molekularstrahlerzeugung. Da hier als Strahlgas das wertvolle³ ^3He verwendet wird, wird das Abgas der Drehschieberpumpe nicht wie üblich an die Atmosphäre abgegeben, sondern einem Recyclingsystem zugeführt. Das Recyclingsystem besteht aus einem Aktivkohlefilter bei Zimmertemperatur, welcher Öldämpfe und Partikel aus dem Abgas filtert, gefolgt von einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Aktivkohlefilter, der alle Gase mit höherem Siedepunkt herausfiltert. Das resultierende Gasgemisch, im Wesentlichen aus Wasserstoff und Helium bestehend, wird mit einer Turbomolekularpumpe und einer Membranpumpe weiter in das Reservoir gepumpt. Das Recyclingsystem wird mit Unterdruck betrieben, um auch im Falle einer Leckage des Systems kein ^3He zu verlieren. Zusätzlich zu diesem Reservoir bietet die Anlage auch noch die Möglichkeit Gase aus normalen Gasflaschen einzuspeisen. Für Experimente zur Quantengravitation [Ved08] wurde diese Möglichkeit genutzt und gezielt ein gemischter Strahl aus ^3He und ^4He erzeugt. Auch hierbei wurde die Recyclinganlage genutzt. Daher enthält das Reservoir seitdem neben ^3He auch geringe Spuren von ^4He . Dieses lässt sich durch einfaches Einstellen des Massenspektrometers auf die ^4He -Masse überprüfen. Die letzte Untersuchung des ^4He -Gehalts des ^3He -Reservoirs ergab einen Anteil von 2 % [Stö01]. Es ist also durchaus möglich, dass die, durch die Expansion weiter gekühlten Helium-Atome, analog zu [Hav+10] Dimere bilden. Die oben genannten Expansionsparameter erzeugen einen Strahl im Zwischenbereich zwischen reiner effusiver und reiner überschall Charakteristik. Bei der Expansion frieren zwei der drei Freiheitsgrade des Gases aus. Daher lässt sich mit Gleichung (2.11) das unterschreiten der Bindungsenergie des

³Zur Bewertung sei ein Angebot aus dem Jahr 2013 über 20 L ^3He bei Standardbedingungen zum Preis von 68000 Euro genannt.

$^4\text{He}_2$ -Dimers bereits bei einem Druckverhältnis Quellschleife/Düse von $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ bestimmen. Dieses ist in Anbetracht des Quellschleifeendrucks von $5,2 \cdot 10^{-5}$ mbar leicht gegeben.

Auf die Quelle folgt das Strahlrohr. In diesem herrscht ein Druck von höchstens $1 \cdot 10^{-8}$ mbar, sodass die mittlere freie Weglänge größer als 10 km ist. Vergleicht man diese mit der Flugstrecke von etwa 5 m, kann man eine Interaktion mit etwaigem Restgas ausschließen.

Folgt man dem Strahlverlauf weiter, so erreicht man den Detektor. Im Detektor, einem Massenspektrometer, wird der Atomstrahl mit einer Elektronenwolke überlagert. Die Elektronen mit einer kinetischen Energie von 300 eV ionisieren die Teilchen des Strahles. Die Ionen werden danach von einer Optik abgezogen und kollimiert. In einem Sektor magnetfeld erfolgt die Selektion der Teilchen nach ihrem Masse-Ladungs-Verhältnis, bevor sie in einem Sekundärelektronenvervielfacher⁴ nachgewiesen werden. Das hier selektierende Masse-Ladungs-Verhältnis $\frac{m}{q} = \frac{3u}{e}$ ist auf $^3\text{He}^+$ -Ionen eingestellt.

Nachdem die Erzeugung und Detektion des Strahles geschildert wurde, soll nun genauer auf die für die Messung des Dimers relevanten Komponenten eingegangen werden. Die Messmethode setzt einen spin-polarisierten Atomstrahl voraus. Die Präparation und Analyse des Spinzustandes erfolgt mit dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Polarisator und Analysator. Die Messungen wurden in der *spin-up*-Einstellung des Führungsfeldes durchgeführt. Die Manipulation des Spins erfolgt mit der zweiten ΔB -Spule. Diese wird im Bereich von $-110,47 \mu\text{T m}$ bis $110,26 \mu\text{T m}$ in 255 Schritten eingestellt. Für jede Einstellung wird ein Flugzeitspektrum, das 40 Chopperrotationen umfasst, aufgenommen. Ein Flugzeitspektrum⁵ besteht aus 1024 Kanälen mit einer Breite von $41,01 \mu\text{s}$. Ist das Ende des ΔB -Intervalles erreicht, so wird wieder von vorne begonnen. Dieses dient dazu Auswirkungen von Langzeit-Drifts zu minimieren. Insgesamt wurden so 41 Durchläufe mit einer reinen Messzeit von knapp 5 h aufsummiert. Der Chopper zerteilt den Strahl pro Sekunde in 24 einzelne Pakete. Die Strecke bis zum Detektor⁶ beträgt $4,45(3)$ m. Die bei den einzelnen Durchläufen gemessenen Daten wurden aufsummiert. Der daraus resultierende Datensatz (siehe Abbildung 4.2) wurde, wie in Abschnitt 5.2.4 beschrieben, vom unpolarisierten Untergrund befreit.

Das sind die Bedingungen unter denen die Daten für die nun folgende Bestimmung der charakteristischen Größen aufgenommen wurden.

4.2.2. Träge Masse

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass eine zweite Teilchenart mit einer trägen Masse von $7,018(31)$ u im Strahl vorhanden ist.

⁴Ein Photomultiplier ohne Photokathode.

⁵Die Aufnahme erfolgt im *retrigger*-Modus, das heißt, dass der Beginn des Histogramms mit der Chopperrotation synchronisiert ist.

⁶Das Massenspektrometer ist ein Volumendetektor mit einem Ionisationsvolumen, welches eine Länge von etwa 6 cm hat.

4. Das ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ -Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül

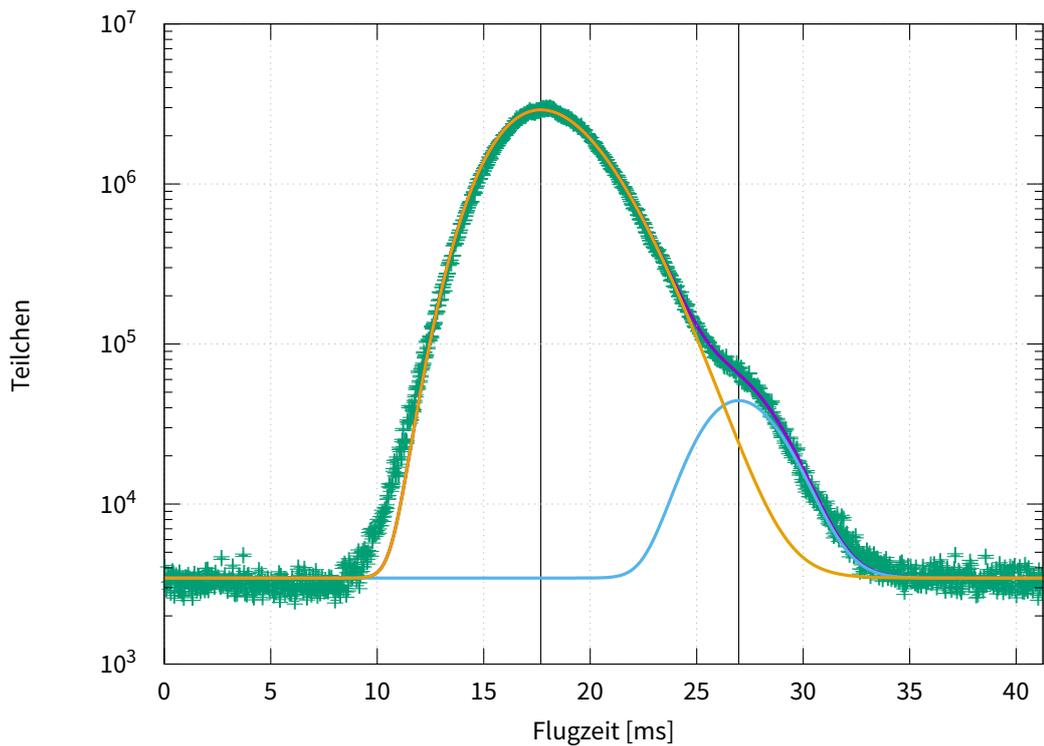


Abbildung 4.3.: Gesamtflugzeitverteilung mit angepassten Funktionen. Gezeigt ist die untergrundbereinigte Gesamtflugzeitverteilung, das heißt die Summe der Verteilungen aus Abbildung 4.2 nach Abzug des Untergrundes. Die Zählrate ist logarithmisch dargestellt. In violett ist die angepasste Funktion aus Gleichung (4.6) dargestellt. Ocker und Hellblau sind die Einzelverteilungen für ${}^3\text{He}$ und die zweite Teilchenart gefärbt. Aus den Integralen ergibt sich eine Häufigkeit von 2% für die zweite Teilchenart. Die beiden Senkrechten Markierungen markieren die Maximumpositionen der Verteilungen.

Dazu betrachtet man den untergrundbereinigten Datensatz und bestimmt daraus die Gesamtflugzeitverteilung, indem man die Zählrate für jeden Flugzeitkanal entlang der Feldintegralachse aufsummiert. Diese Verteilung beschreibt die Flugzeitverteilung aller magnetisch interagierenden Teilchen mit dem ganzzahligen Vielfachen des Masse-Ladung-Verhältnisses $\frac{3u}{e}$. Betrachtet man diese Verteilung (Abbildung 4.3) so fällt ein ausgeprägter langsamer Schwanz auf. Trägt man dem Logarithmus der Zählrate gegen die Flugzeit, wie in Abbildung 4.3 auf, erkennt man eine sich zu längeren Flugzeiten hin ausbildende Schulter. Diese Schulter bedeutet, dass ein Teil des Strahles eine andere Flugzeitverteilung aufweist als der Rest. Dieses kann zwei Ursachen haben. Zum Einen kann ein Teil des Strahles in seinem Verlauf gestreut worden sein. Dieses kann allerdings aufgrund der Abmessungen des Experimentaufbaus und der Abwesenheit einer Streuprobe ausgeschlossen werden. Zum Anderen kann ein Teil des Strahles bereits bei der Expansion einen anderen Impuls erhalten haben. Der Impulsunterschied kann nur durch einen Massenunterschied erklärt werden, da

im expandierten Gas nur monoatomare Gase vorhanden sind. Allerdings ist die Messung bei einem festen Masse-Ladungs-Verhältnis aufgenommen, sodass das Teilchen aus mehreren Teilchen zusammengesetzt ist, bei der Ionisation im Detektor zerstört wird⁷ und ein Konstituent das Masse-Ladungs-Verhältnis $\frac{3u}{e}$ hat. Der Umstand, dass die Expansion im intermediären Bereich zwischen effusiv und Überschall erfolgt, ist ein entscheidender Vorteil, denn die Überschall-Charakteristik erlaubt es das 4 K kalte Gas in der Expansion weiter abzukühlen und damit die Dimerisation zu fördern. Außerdem ermöglicht sie eine weitestgehende Interaktionsfreiheit im Strahl. Die effusive Charakteristik jedoch ermöglicht hingegen die unterschiedlichen Massen im Flugzeitspektrum zu detektieren. Das die Expansion in diesen intermediären Bereich stattfindet, kann man nachvollziehen, in dem man die *speed ratio* S der Verteilung bestimmt. Sie gibt, nach [Sco], das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} zur Breite der Verteilung an.

$$S = \frac{\bar{v}}{\text{FWHM}(v)} \quad (4.4)$$

Aus dem unten beschriebenen Fit ergibt sich für $S = 3,0$. Die *speed ratio* der Maxwell-Boltzman-Verteilung ist 0,7, damit ist die Verteilung gerade nicht mehr effusiv.

Nun soll die Masse m_2 dieses zusätzlichen Teilchens bestimmt werden. Nimmt man an, dass die Energie beider Teilchenarten bei der Expansion die gleiche ist, so kann man aus den Flugzeiten die Masse der unbekanntenen Teilchenart wie folgt bestimmen:

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{\hat{t}_2^2}{\hat{t}_1^2}, \quad (4.5)$$

wobei \hat{t} die jeweils wahrscheinlichste Flugzeit, die aus der jeweiligen Lage des Maximums abgeleitet werden kann, bezeichnet. Daraus folgt, dass zur Bestimmung der Masse des zweiten Teilchens die wahrscheinlichsten Flugzeiten für beide Teilchenarten ermittelt werden müssen. Die wahrscheinlichsten Flugzeiten werden aus dem in Abbildung 4.3 gezeigten Flugzeitspektrum per Anpassung gewonnen. Um die angepasste Funktion zu konstruieren wird angenommen, dass beide Teilchenarten sich in der Expansion gleich verhalten. Dieses ist gerechtfertigt, da die expandierenden Teilchen beide monoatomar sind.⁸ Somit ist ihre Geschwindigkeitsverteilung in ihrer Form identisch. Lediglich die Gesamtanzahl aller Teilchen und die wahrscheinlichste Flugzeit ändern sich. Da es sich beim Expansionsregime um ein intermediäres handelt, ist weder eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung, noch eine Überschall-Verteilung korrekt. Zusätzlich sind die Öffnungsfunktionen von Polarisator und Analysator nicht

⁷Das $^4\text{He}_2$ -Dimer hat eine Bindungsenergie von etwa 100 neV. Vergleicht man diese mit der Energie der Elektronen im Ionisator von etwa 300 eV so ist klar, dass es bei der Detektion zerstört werden würde.

⁸Das Dimer bildet sich erst im Zuge der Expansion. Das heißt, dass es sich um eine Mischexpansion handeln muss, denn bei einer rein effusiven Expansion sind die Energien der Teilchen vor und nach der Expansion gleich. Daher finden keine Kollisionen statt. Bei einer Überschall-Expansion haben alle Teilchen nach der Expansion die gleiche Geschwindigkeit. Daher finden währenddessen sehr viele Kollisionen statt. Zur Bildung eines Dimers muss es zu mindestens einer Kollision zwischen den Teilchen gekommen sein.

4. Das ^3He - ^4He -Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül

bekannt, daher wird die in [Jan09] verwendete Inverse-Normalverteilung als Flugzeitverteilung für beide Teilchenarten angenommen. Daraus ergibt sich die anzupassende Funktion zu

$$\text{ToF} = a_1 \sqrt{\frac{\lambda_1}{2\pi t^3}} e^{-\frac{\lambda_1(t-\mu_1)^2}{2\mu_1^2 t}} + a_2 \sqrt{\frac{\lambda_2}{2\pi t^3}} e^{-\frac{\lambda_2(t-\mu_2)^2}{2\mu_2^2 t}} + o \quad (4.6)$$

mit den Anpassungsparametern a für die Häufigkeit, μ für den Erwartungswert, λ für die Breite und o für den konstanten Untergrund. Aus den Parametern μ und λ wird die wahrscheinlichste Flugzeit

$$\hat{t} = \frac{\mu^2}{2\lambda} \left(\sqrt{9 + \frac{4\lambda^2}{\mu^2}} - 3 \right) \quad (4.7)$$

berechnet. Die Anpassung ergibt für die wahrscheinlichsten Flugzeiten die in Tabelle 4.3 gelisteten Werte. Die daraus berechnete Masse m_2 hat eine Abweichung

Tabelle 4.3.: Anpassungsergebnisse und Massen. ^3He Masse aus [Moh+15].

	\hat{t}	m
^3He	17,6806(8) ms	3,014 932 246 73(12) u
Teilchen 2	26,9713(58) ms	7,018(31) u

von 0,09 ‰ von der Summe der Atomgewichte von ^3He und ^4He . Die Anpassung wurde mit Hilfe des DataFit-Package [Sch15] in Mathematica durchgeführt. Sie berücksichtigt sowohl die Fehler der Zählraten, als auch den Fehler durch die Diskretisierung der Flugzeit. Das aus dieser Anpassung resultierende reduzierte χ^2 von 49 erscheint auf den ersten Blick als eher schlecht. Allerdings gibt es zwei Faktoren zu berücksichtigen. Zum einen das die verwendete Verteilung nur ein effektives Modell ist. Das heißt, dass der Verteilung kein physikalisches Modell zu Grunde liegt, sondern lediglich eine praktische Verteilung ist, die im Übergangsbereich zwischen Überschall- und Maxwell-Boltzmann-Verteilung die Geschwindigkeitsverteilung besser beschreibt, als nur eine dieser Grenzfälle. In [Jan09] wurde gezeigt, dass sich selbst unter besten Bedingungen nur selten ein reduziertes χ^2 von besser als 3 anpassen lässt. Zum anderen sind die Fehler, die sich aus der Untergrundextraktion ergeben und sich weiter fortpflanzen (wie in 5.2.4 geschildert) zu klein angesetzt. Zudem ist die verwendete Methode anfällig für Ausreißer und die dafür verwendeten Datenpunkte unterliegen einer wesentlich schlechteren Statistik mit höherem Rauschen als alle anderen Datenpunkte. Allerdings ist dieses die einzige Methode den Untergrund zu bestimmen, ohne Annahmen über dessen Struktur oder die ihn verursachenden Teilchen zu machen. Daher sind die angesetzten Fehler für den Untergrund systematisch zu klein. Dieser Effekt verstärkt sich durch die Addition der Flugzeitverteilungen noch einmal und führt zu einem solch großen reduzierten χ^2 . Auf ein Anpassen der Fehler wurde verzichtet, da auch hier wieder Annahmen getroffen werden müssten, die das Ergebnis der Anpassung beeinflussen. Um einen Bias aufgrund dieser Annahmen zu vermeiden, wurde darauf verzichtet. Des Weiteren sind nur die Maximumspositionen der Verteilungen interessant und es werden

keine Informationen aus der genauen Form der Verteilungen gezogen. In Abbildung 4.3 sind sowohl die Gesamtanpassung und die beiden Einzelverteilungen abgebildet. Nachdem die Masse des Teilchens zu $7,018(31) u$ bestimmt wurde, soll im Folgenden die Ladung des Teilchens bestimmt werden.

4.2.3. Elektrische Ladung

Als nächstes wird argumentiert, dass das Teilchen mit einer Masse von $7 u$ nur ungeladen sein kann. Um die Ladung des Teilchens zu bestimmen, muss man die Kräfte, die sie beeinflussen, untersuchen. Elektrische Ladungen werden von elektrischen und magnetischen Feldern beeinflusst. Um eine mögliche Beeinflussung eines geladenen Teilchens im verwendeten Aufbau zu untersuchen, wird dieser in zwei Bereiche aufgeteilt: den Detektor und das Strahlrohr, welches auch die Führungsfelder und Multipole beinhaltet. Im Detektor werden statische magnetische und elektrische Felder benutzt um Strahlteilchen zu ionisieren und die resultierenden Ionen zu manipulieren. Da diese Felder statisch sind, würde ein geladenes Teilchen, welches erst im Detektor aus Restgas erzeugt werden würde, keine Abhängigkeit von der Ankunftszeit der Strahlteilchen aufweisen.

Wie man jedoch in der Flugzeitverteilung des Strahles in Abbildung 4.3 sehen kann, zeigt sich eine Schulter zu längeren Flugzeiten. Des Weiteren haben Teilchen, die im Detektor gebildet werden, keine Abhängigkeit von der Verstimmung des Magnetfeldes und werden in der oben beschriebenen Untergrund-Subtraktion eliminiert. Das heißt, dass das erzeugte Teilchen, welches die Schulter bildet, aus dem Strahl kommt und nicht erst im Detektor gebildet wird. Daher ist das Strahlrohr von besonderem Interesse. Im Strahlrohr gibt es keine elektrischen Felder, auch das Erdmagnetfeld wird durch die μ -Metallabschirmung stark unterdrückt. Allerdings erzeugen der Polarisator und Analysator, so wie die Führungsfelder, magnetische Felder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahles. Daher unterliegt ein geladenes Teilchen im Strahl einer Ablenkung durch die Lorentzkraft. Unter Vernachlässigung der Flugrichtungsänderung berechnet sich die laterale Ablenkung, nach Abbildung 4.4, wie folgt:

$$s = r(1 - \cos(\phi)). \quad (4.8)$$

Hierbei ist $r = \frac{mv}{qB}$ der Ablenkradius mit m der Masse, v der Geschwindigkeit und q der Ladung des Teilchens sowie B die Stärke des ablenkenden Feldes und $\phi = \arcsin\left(\frac{l}{r}\right)$

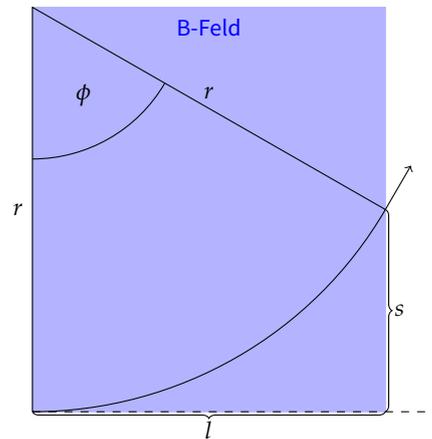


Abbildung 4.4.: Skizze zur Berechnung der maximalen Ladung eines Teilchens. Das Magnetfeld ist Blau gekennzeichnet. Es ist senkrecht zur Zeichenebene ausgerichtet. Der gestrichelte Pfeil ist die Trajektorie ohne Magnetfeld, der durchgezogene die mit Magnetfeld.

4. Das ^3He - ^4He -Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül

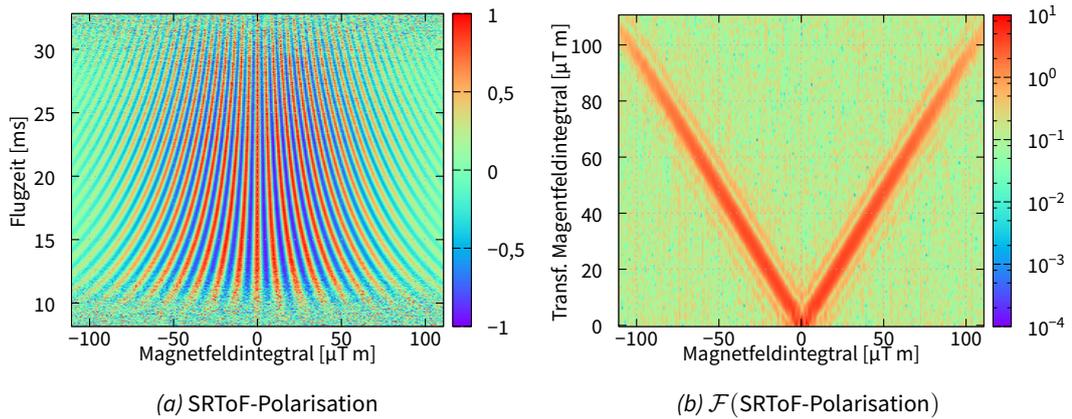


Abbildung 4.5.: SRTof-Polarisation und ihre Fouriertransformierte. In Abbildung (a) sind die untergrundbereinigten Daten aus Abbildung 4.2 dargestellt. Diese wurden mit Hilfe von Gleichung (4.13) in Polarisation umgerechnet und damit von der Amplitude der Flugzeitverteilung entkoppelt. In (b) ist die Fouriertransformierte der Polarisation entlang der Flugzeitachse für jede Magnetfeldintegraleinstellung zu sehen. Diese Form der Darstellung kann man als Zeeman-Diagramm in Einheiten des gyromagnetischen Verhältnisses von ^3He verstehen. Die Farbskala hat einen logarithmischen Verlauf. Sie erlaubt eine Abschätzung des gyromagnetischen Verhältnisses bis auf das %-Level. Bei einer Häufigkeit der zweiten Teilchenspezies von etwa 2% sollte ein abweichendes gyromagnetisches Verhältnis erkennbar sein.

der überstrichene Winkel mit der Länge l des ablenkenden Feldes. Eingesetzt ergibt sich die Ablenkung in Abhängigkeit von der Ladung zu

$$s(q) = \frac{mv}{Bq} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{l^2 B^2}{m^2 v^2} q^2} \right). \quad (4.9)$$

Die maximale Ladung, die ein Teilchen haben kann um eine gegebene Ablenkung nicht zu überschreiten, ergibt sich aus obiger Gleichung zu

$$q_{\max} = 2 \frac{mv}{B} \frac{s}{l^2 + s^2}. \quad (4.10)$$

Setzt man als maximale Ablenkung den Durchmesser der Blende vor dem Detektor von 2 mm, die Parameter für eines der schwächsten permanenten Felder im Aufbau, einem Teil des Führungsfelds am Polarisator, die im letzten Abschnitt ermittelte Masse und eine Geschwindigkeit von 250 m s^{-1} ein, so erhält man für die maximale Ladung $5,3\%$ der Elementarladung. Berücksichtigt man noch die Richtungsänderung und dass der Analysator ein Permanentmagnet mit etwa 40facher Feldstärke und etwa 10facher Länge des oben angenommenen Führungsfeldes, ist folgt, dass die Ladung des Teilchens Null sein muss, da es ansonsten nicht durch die Blende vor dem Detektor kommen würde. Nachdem gezeigt wurde, dass es sich um ein ungeladenes Teilchen handeln muss, wird im nächsten Abschnitt der Spin des Teilchens bestimmt.

4.2.4. Spin

Im Folgenden soll gezeigt werden, dass der Spin des Teilchens $\frac{1}{2}$ ist. Dazu wird die Interaktion eines spinbehafteten Teilchens mit einem Magnetfeld untersucht. Ein Teilchen mit Spin vollführt in einem Magnetfeld Larmorpräzessionen. Die Frequenz, mit der die Teilchen präzedieren, ist die Larmorfrequenz. Diese berechnet sich wie folgt:

$$\omega_L = \gamma_I \Delta m_I B. \quad (4.11)$$

Hierbei ist γ_I das gyromagnetische Verhältnis des Spinzustands I und Δm_I die ganzzahlige Distanz zwischen zwei magnetischen Unterzuständen. Für ein Spin- $\frac{1}{2}$ -System mit den Unterzuständen $\pm \frac{1}{2}$ ergibt sich eine einzige Frequenz. Für ein Spin-1-System mit den Unterzuständen ± 1 und 0 ergeben sich im Falle eines schwachen Magnetfeldes zwei Frequenzen. Wendet man dieses Prinzip auf die Fouriertransformierte der Spinrotationskurve an, so erhält man direkt aus der Anzahl der darin vorhandenen Frequenzen den Spin des Teilchens. Um aus den in Abbildung 4.2 gezeigten Daten Spinrotationskurven zu bestimmen, müssen die Zählraten in Polarisation umgerechnet werden. Die Polarisation berechnet sich für ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen wie folgt

$$P_x = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}, \quad (4.12)$$

wobei N die Zählrate und \uparrow und \downarrow die zugehörige Spinrichtung bezeichnet. Mit Hilfe des Mittelwertes \bar{N} aus *spin-up*- und *spin-down*- Zählrate lässt sich die Polarisation in x -Richtung für jeden Flugzeitkanal t berechnen:

$$P_x(t) = \frac{N_\uparrow(t)}{\bar{N}_\uparrow(t)} - 1. \quad (4.13)$$

Diese Umrechnung ermöglicht es die Modulation der Daten aufgrund der Flugzeitverteilung von der Modulation durch die Larmorpräzession zu trennen. In Abbildung 4.5a sind die umgerechneten Daten dargestellt. Aus der Fouriertransformierten dieser Daten kann man nun den Frequenzinhalt und damit die Anzahl der Übergänge zwischen zwei magnetischen Unterzuständen bestimmen, welche direkt vom Spin abhängig ist. In Abbildung 4.5b ist die Fouriertransformierte der Polarisation entlang der Flugzeitachse für jede Feldintegraleinstellung abgebildet. Darin gut zu erkennen ist die typische V-Struktur des Zeeman-Diagramms eines Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens (Gleichung (2.33)). Also handelt es sich bei dem gefundenen Teilchen um ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen. Nachdem nun auch der Spin des Teilchens bestimmt wurde, wird im folgenden Abschnitt, als letzte zugängliche Größe des Teilchens, das gyromagnetische Verhältnis bestimmt.

4.2.5. Gyromagnetisches Verhältnis

Der letzte zugängliche Parameter des Teilchens ist das gyromagnetische Verhältnis. Nachfolgend wird gezeigt, dass es ununterscheidbar vom gyromagnetischen Verhältnis von ^3He ist. Aus Gleichung (4.11) geht hervor, dass für die Larmorpräzession sowohl der Spin, als auch das gyromagnetische Verhältnis relevant sind. Das heißt, dass

4. Das ^3He - ^4He -Dimer – Das am schwächsten gebundene Molekül

selbst bei einem identischen Spin die beiden Teilchen aufgrund des gyromagnetischen Verhältnisses in Abbildung 4.5b unterscheidbar wären. Aus den Proportionalitätskonstanten $\frac{\gamma}{2L}$ aus Gleichung (2.33) ergibt sich, dass die Erwartung für Abbildung 4.5b für einen reinen ^3He -Strahl nicht nur wie oben genannt eine einzelne Gerade ist, sondern auch, dass ihre Steigung Eins ist. Daraus folgt, dass ein Teilchen, welches zwar Spin- $\frac{1}{2}$, hat aber ein anderes gyromagnetisches Verhältnis aufweist, eine andere Skalierung auf der fouriertransformierten ν -Achse und damit eine andere Steigung, aufweist. Durch die Fouriertransformation der ν -Achse wird das gyromagnetische Verhältnis in Einheiten des gyromagnetischen Verhältnisses von ^3He gemessen, während auf der x -Achse auch weiterhin das real durchlaufene Magnetfeldintegral aufgetragen ist. Dieses erklärt die ungewöhnliche Art des Plots in Abbildung 4.5b. Ein anderes gyromagnetisches Verhältnis würde sich mindestens durch eine asymmetrische Verbreiterung des roten Streifens für hohe transformierte Magnetfeldintegrale bemerkbar machen. Dieses ist augenscheinlich nicht der Fall. Man sieht ein gerades Frequenzband mit konstanter Breite. Das bedeutet, dass das gyromagnetische Verhältnis des gefundenen Teilchens innerhalb der Messauflösung nicht identisch zu ^3He ist.

4.2.6. Fazit

Was also resultiert aus den vorangegangenen Abschnitten? Aus Abschnitt 4.2.2 geht hervor, dass die Schulter in Abbildung 4.3 durch ein weiteres Teilchen verursacht wird, welches sich im Strahl befindet, dessen Masse 7,018(31) u ist, das beim Nachweis durch Stoßionisation zerfällt und eines der Zerfallsprodukte die Masse von 3 u hat. Aus Abschnitt 4.2.3 folgt, dass die Ladung des Teilchens Null sein muss. Und aus den Abschnitten 4.2.4 und 4.2.5 ergibt sich, dass es sich um ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen mit dem gyromagnetischen Verhältnis von ^3He handelt. Daraus folgt, dass das nachgewiesene Zerfallsprodukt ^3He sein muss. Die zweite Komponente des Teilchens muss ebenfalls im Strahl oder bei dessen Erzeugung vorhanden gewesen sein. Sie hat eine Masse von 4 u und keinen zusätzlichen Spin. In Anbetracht dessen und der in 4.2.1 beschriebenen Durchmischung des Strahlgas, ist der nächstliegende Kandidat für die verbleibende Komponente ^4He . Es handelt sich bei dem gefundenen Teilchen um einen gebundenen Zustand aus ^3He und ^4He . Da für die Art der Bindung, aufgrund ihrer Schwäche lediglich eine van-der-Waals-Bindung in Frage kommt, muss das nachgewiesene Teilchen das ^3He - ^4He -Dimer sein.

Das ^3He - ^4He -Dimer ist damit zum allerersten Mal experimentell nachgewiesen worden. Diese Entdeckung war nur mit Hilfe der neu eingeführten SRTof-Methode möglich, da nur hierbei zeitgleich der Spin und der Impuls des Teilchens quasi untergrundfrei messbar sind. In der Literatur hat das ^3He - ^4He -Dimer bisher keine große Beachtung gefunden. Da die ersten empirischen Potentiale nach Entdeckung des $^4\text{He}_2$ -Dimers keinen gebundenen Zustand vorhergesagt haben. Die hier gemachte Entdeckung kann allerdings neue Impulse für ein besseres Verständnis des Heliumpaarpotentials liefern. Nach [Kil+99] handelt es sich beim ^3He - ^4He -Dimer um das bisher am schwächsten gebundene Molekül mit einer Bindungsenergie von 4 mK.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Klassisch findet Reibung zwischen den Oberflächen zweier makroskopischer Objekte statt. Wenn sich diese Oberflächen relativ zueinander bewegen, wird ein Teil der kinetischen Energie in Wärme umgesetzt. Die Stärke der Reibung hängt dabei proportional von der Geschwindigkeit ab, die die Objekte zueinander haben. Dabei unterscheidet man zwischen Stokesscher Reibungskraft, die linear in der Geschwindigkeit ist, und Newtonscher Reibungskraft, die quadratisch mit der Geschwindigkeit wächst. Es müssen nicht zwingend makroskopische Objekte sein; so gibt es zum Beispiel beim Abbremsen von Atomen in Laserlicht (Zeeman-Slower) eine Reibungskraft, die auf ein einzelnes Atom wirkt. Ein erstes Beispiel für atomare Reibung haben Einstein und Hopf bereits 1910 beschrieben [Ein+10], die Schwarzkörperreibung. Hierbei bewegt sich ein Atom durch ein thermisches Photonenbad. Das Atom absorbiert Photonen aus diesem und emittiert diese spontan von neuem. Durch die Relativbewegung erfolgt jedoch die Absorption entgegen der Bewegungsrichtung, nach dem Doppler Effekt, blau verschoben. Die Emission erfolgt jedoch isotrop in alle Raumrichtungen und ist im Mittel nicht Doppler verschoben. Der damit einhergehende Nettoimpulsübertrag führt dazu, dass auf das Atom eine effektive Zugkraft, entgegen der Bewegungsrichtung wirkt, die es verlangsamt. Die Schwarzkörperreibung ist für ideale quantenmechanische harmonische Oszillatoren, mit diskreten Energien, in der Regel zu vernachlässigen. In den letzten Jahren wurde die Berechnung aber auf reale quantenmechanische Systeme, mit endlich breiten Zustandsübergängen, erweitert. Bei realen Atomen ist eine Absorption auch fern ab der Resonanz möglich. Dieses liegt in der formal unendlichen Linienbreite, und der damit einhergehenden nicht verschwindenden Absorptionswahrscheinlichkeit über den ganzen Spektralbereich hinweg, begründet [Lac+12b]. Die Größe des daraus resultierenden Effekts, kann für sehr speziell gewählte Systeme, fast im Bereich des heute experimentell Erfassbaren liegen.

Bevor eine mögliche Messung diskutiert wird, soll im nun Folgenden eine alternative Formulierung, aber äquivalente Erklärung [Lac+12a], für den Effekt gegeben werden. Es verschafft einen Überblick über mögliche quantenmechanische, atomare, kontaktlose Reibungseffekte.

5.1. Kontaktlose Reibung – Effekte

In diesem Abschnitt sollen die verschiedenen Beiträge zur kontaktlosen Reibung und ihre Messbarkeit untersucht werden. Außerdem soll der Einfluss einer nahen Ober-

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

fläche untersucht, und die Abhängigkeit der Messgröße, der Reibungskoeffizient η , von experimentellen Parametern gezeigt werden. Dabei wird dem Gedankengang in [Lac+12a] und [Lac+12b] gefolgt.

Ein Atom erreicht das thermische Gleichgewicht mit seiner Umgebung durch ständige Wechselwirkung mit der Schwarzkörperstrahlung der Umgebung, wie zum Beispiel: der kosmischen Hintergrundstrahlung. Die Kraft, die auf das Atom wirkt, ist die Kraft des Strahlungsdrucks. Setzt man die räumliche Gleichförmigkeit der Schwarzkörperstrahlung voraus, so mittelt sich die Kraft zu Null. Betrachtet man dieses unter dem Blickwinkel des Fluktuation-Dissipations-Theorems, welches vereinfacht gesagt, jeder fluktuierenden Größe eine ihr proportionale dissipative Größe zuordnet, so wird ersichtlich, dass die thermischen Fluktuationen des elektrischen Feldes eine Fluktuation des atomaren Dipolmoments induzieren. Diese Fluktuationen führen unter der Voraussetzung, dass das Atom Photonen absorbiert und anschließend spontan emittiert, zu einer dissipativen Zugkraft auf das Atom. Die effektive Zugkraft F_{ER} (für Einstein Reibung) auf ein neutrales, polarisierbares Teilchen, welches sich durch ein isotropes thermisches Strahlungsfeld bewegt, wurde von [Mkr+03] zu

$$F_{\text{ER}} = -\eta v = -\frac{v}{4\pi\epsilon_0} \frac{\beta \hbar^2}{3\pi c^5} \int_0^\infty \frac{\text{Im } \alpha(\omega)}{\sinh^2(\frac{1}{2}\beta \hbar \omega)} \omega^5 d\omega \quad (5.1)$$

berechnet, wobei $\beta = 1/(k_B T)$ der Boltzmann-Faktor und $\alpha(\omega)$ die dynamische Polarisierbarkeit des Atoms ist. Man sieht, dass die notwendige Bedingung, für die Existenz dieser Zugkraft, ein nicht verschwindender imaginärer Anteil der dynamischen Polarisierbarkeit ist. Das Teilchen muss also Photonen absorbieren können. Nimmt man diskrete, unendlich schmale Zustandsübergänge an, so wird

$$\text{Im } \alpha(\omega) = \sum_n \frac{\pi f_{0n}}{2\omega_{0n}} \delta(\omega - \omega_{0n}) \quad (5.2)$$

wobei f_{0n} die Oszillationsstärke und ω_{0n} die Kreisfrequenz des Übergangs von Grundzustand $|0\rangle$ in den angeregten Zustand $|n\rangle$ ist, so kann man wie in [Lac+12a] gezeigt, die Einstein-Hopfsche Zugkraft auf die Schwarzkörperreibung zurückführen. Berücksichtigt man jedoch, für die natürliche Linienform der Übergänge in einem realen Atom ein Lorentzprofil mit einer endlichen Breite Γ_n ,

$$\text{Im } \alpha(\omega) = \sum_n \frac{f_{0n} \omega_{0n} \Gamma_n(\omega)}{(\omega^2 - \omega_{0n}^2)^2 + \omega_{0n}^2 \Gamma_n^2(\omega)}, \quad (5.3)$$

so kann man an Hand einer dimensionslosen Modellrechnung zeigen [Lac+12b], dass die Anteile jenseits der Resonanzfrequenzen einen um 30 Größenordnungen größeren Anteil an der thermischen Zugkraft haben, als die Summe der Resonanzfrequenzen. Das liegt daran, dass selbst bei einem Übergang, der im UV-Bereich seine Resonanz hat, aufgrund seines Lorentzprofils endlicher Breite zwar eine geringe, allerdings dennoch endliche, Wahrscheinlichkeit besteht, dass dieser Übergang durch ein IR-Photon ausgelöst wird. Da über diese Wahrscheinlichkeiten für jede Frequenz von 0

bis ∞ integriert wird, addieren sich diese Wahrscheinlichkeiten. Diese Erhöhung, durch nicht resonante Übergänge, bringt den Effekt der Schwarzkörperreibung in Bereiche, die an der Schwelle des experimentell messbaren liegen [Lac+12b].

Diese Betrachtungen beziehen sich auf ein Atom, das sich durch den freien Raum bewegt. Doch was passiert, wenn man, wie im verwendeten Aufbau, nah¹ an einer dielektrischen Wand, der Probe, vorbeifliegt? Dazu betrachtet man ein neutrales Atom mit einem fluktuierenden Dipolmoment. Das fluktuierende Dipolmoment des Atoms induziert entsprechende Fluktuationen der Spiegelladungen in der Probe. Bewegt sich das Atom parallel, entlang der Oberfläche, so bewegt sich auch die Spiegelladung in der Wand. Diese Ladung erwärmt die Probe aufgrund ihres Ohmschen Widerstandes. Dieser Energieverlust der Spiegelladung verlangsamt auch das Atom. Die hieraus resultierende effektive Zugkraft auf das Atom kann man neuerlich mit Hilfe des Fluktuation-Dissipations-Theorems zu

$$F_{\text{DR}} = -\eta_{\text{DR}}v = -\frac{v}{4\pi\epsilon_0} \frac{3\beta\hbar^2}{8\pi r^5} \int_0^\infty \frac{\text{Im } \alpha(\omega)}{\sinh^2(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega)} \text{Im} \left[\frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1} \right] d\omega \quad (5.4)$$

berechnen [Jen+16]. Hierbei ist r der Abstand zur Wand und $\epsilon(\omega)$ die kreisfrequenzabhängige Dielektrizitätskonstante der Probe.

Schließlich kann man zusätzlich noch die Wirkung, die die gebremste fluktuierende Spiegelladung wiederum auf die Bewegung des Atoms hat, berücksichtigen. Diese Rückwirkung auf das Atom hängt quadratisch von der Polarisierbarkeit des Atoms und der dielektrischen Leitfähigkeit der Oberfläche ab. Die zusätzlich, als Beitrag zweiter Ordnung zur Kraft, in Gleichung (5.4) wirkende Kraft ist

$$F_{\text{RW}} = -\eta_{\text{RW}}v = -\frac{v}{4\pi\epsilon_0} \frac{9\beta\hbar^2}{1024\pi^2\epsilon_0 r^8} \int_0^\infty \frac{\alpha(\omega)^2}{\sinh^2(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega)} \left\{ \text{Im} \left[\frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1} \right] \right\}^2 d\omega. \quad (5.5)$$

Aus diesen Gleichungen folgt, dass die Dipolreibung F_{DR} und die Rückwirkung F_{RW} für mikroskopische Abstände zur Probenoberfläche die dominierenden Effekte beschreiben. Beide Effekte können, in der Nähe eines Dielektrikums, um Größenordnungen größer, als die Schwarzkörperreibung F_{ER} sein. Für makroskopische (mm) Abstände vom Dielektrikum dominiert die Schwarzkörperreibung. Die Dipolreibung dominiert, aufgrund ihrer $\frac{1}{r^5}$ -Abhängigkeit, für mikroskopische (μm) Abstände. Die Rückwirkung, mit ihrer $\frac{1}{r^8}$ -Abhängigkeit, bewirkt die größte kontaktlose Reibung auf nanoskopischen (nm) Skalen.

In [Jen+15] wurden die Reibungskoeffizienten numerisch für das System CaF_2 und ^3He berechnet und gezeigt, dass die Rückwirkung die Dipolreibung, bei einem Bohr Abstand zur Oberfläche, um 14 Größenordnungen dominiert. Diese Dominanz reicht bis in etwa $5 \mu\text{m}$ von der Probenoberfläche.

Die drei atomar, wirkenden quantenmechanischen Kräfte, die Schwarzkörperreibung, die Dipolreibung und die Rückwirkungsreibung, beschreiben drei Möglichkei-

¹In der Größenordnung der relevanten elektromagnetischen Übergangswellenlänge.

ten, ein sich bewegendes Atom, durch kontaktlose Reibung abzubremesen. Diese Effekte finden auf unterschiedlichen Entfernungsskalen zur Oberfläche statt, ihre Stärke unterscheidet sich sehr. Eine experimentelle Unterscheidung, zwischen den Effekten, ist dadurch prinzipiell möglich. Daher wird im folgenden Abschnitt der Aufbau und die Messmethoden, zum Nachweis der einzelnen Effekte, sowie die erzielten Ergebnisse beschrieben.

5.2. Experimentelle Untersuchungen zur kontaktlosen Reibung

Die Untersuchungen, zu den verschiedenen Effekten der kontaktlosen Reibung, wurden an einer CaF_2 -Probe, in der so genannten Überflugeometrie, gemacht. Es wurden zwei Messkampagnen mit unterschiedlichen Messmethoden durchgeführt. Es wurde die herkömmliche ^4He -Flugzeit Methode, sowie das flugzeitaufgelöste Spin-echo verwendet, siehe Kapitel 2. Der verwendete Aufbau, siehe Kapitel 3, die Probe und die Geometrie waren in beiden Kampagnen gleich, daher folgt nun eine Beschreibung dieser drei Komponenten, bevor auf die Ergebnisse der Kampagnen einzeln eingegangen wird.

5.2.1. Der verwendete Aufbau



Abbildung 5.1.: Beheizte CaF_2 -Probe. Die runde Probe selber kann man aufgrund ihrer Transparenz nur erahnen. Die Heizspirale liegt hinter ihr, während die dunklen Einbuchtungen, die über ihr platzierten Halteklammern aus Tantal zeigen. Die Korona wird durch Reflexion am Vakuumgefäß verursacht, die violette Tönung durch einen, auch im IR sensitiven, Sensor.

In diesem Abschnitt wird näher, auf die für diese Messung spezifischen Aspekte des Aufbaus, eingegangen. Eine allgemeine Darstellung und Beschreibung des Spektrometers findet sich in Kapitel 3.

Der prinzipielle Aufbau, für beide oben genannten Messverfahren, ist der selbe: Ein Atomstrahl fliegt tangential an einer beheizbaren Probe vorbei. Die Atome können dabei gegebenenfalls mit der Probe interagieren. Die Änderung der Stärke der Interaktion, bei unterschiedlichen Temperaturen und Interaktionsabständen, ist somit ein Indikator für die Art der kontaktlosen Reibung. Dieses ist allerdings nur gültig, wenn alle anderen thermischen Einflüsse auf Strahl und Probe verstanden, beziehungsweise charakterisiert worden sind. Die beiden entscheidenden Komponenten dieses Experiments sind daher der Strahl und die Probe. Es wird im Folgenden zuerst die Probe und ihre Eigenschaften beschreiben. Im Anschluss daran,

werden die Eigenschaften, und die Geometrie des Strahles beschreiben.

Probenpräparation. Um eine Probe mittels Heliumstreuung gut charakterisieren zu können, ist es wichtig, ihre Oberfläche, möglichst atomar glatt, zu präparieren. Dazu wurden einfach zu präparierende Systeme gesucht, und nach ersten erfolglosen Versuchen mit Mica [Voc11], CaF_2 gewählt. Polierte, kommerziell erhältliche CaF_2 -Fenster eignen sich laut [Kön+95] zur ^4He -Streuung. Daher wurde als Probe, ein einkristallines VUV-Fenster der Firma Korth Kristalle GmbH (Art. Nr. 23 45 1254c), mit einem Durchmesser von 25,0(1) mm und einer Dicke von 1,0(1) mm gewählt. Es ist (111)-orientiert und wurde laserpoliert. Die Probe wurde streng nach den Vorgaben in [Kön95] präpariert. Die Probe wurde bei Zimmertemperatur mehreren Zyklen, aus 15 min sputtern mit 500 eV Ne-Ionen, und Aufheizen auf 570 °C, unterzogen. Danach wurde die Probe, zum langsamen Ausheilen auf 570 °C erhitzt. Der Druck, während des Ausheilens, ist zu keinem Zeitpunkt über $1 \cdot 10^{-8}$ mbar gestiegen. Die Probe wurde danach bei einem Druck von typischerweise $2 \cdot 10^{-10}$ mbar gehalten. [Kön+95] zufolge, ist die Probenoberfläche danach F-terminiert, und frei von chemi- oder physisorbierten Partikeln. Die Oberflächenrauheit wird, von zufällig verteilten Punktdefekten, bestimmt. Diese haben jedoch nur geringe Auswirkungen auf die Phonondispersionskurve. Trotz vielfältiger Versuche ist es allerdings nicht gelungen, ein Streubild in mit [Kön+95] vergleichbarer Qualität zu messen. Bei Streuung von ^4He bei 77 K, unter üblichen Einfallswinkeln ($0^\circ \leq \theta_i \leq 85^\circ$), konnte kein spekulärer Reflex beobachtet werden. Dieses weist auf eine hohe Restrauigkeit hin. Es konnte, nur unter streifendem Einfall ($\theta_i \geq 89^\circ$), ein Reflex, sehr nahe am Hauptstrahl ($\theta_s = 179,84^\circ$, $k_\perp = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ a}_0^{-1}$, $R \approx 2,0 \cdot 10^{-3}$ [Foh12b]), beobachtet werden. Die Intensität des Reflexes fällt schnell mit kleiner werdendem Einfallswinkel. Sie ist allerdings zu schwach, um die Form der Einfallswinkelverteilung genau zu bestimmen, und damit eine Aussage zur Art der Reflexion zu treffen². Bei diesen geringen Einfallsenergien sind die Intensitäten, für die Quantenreflexion und die klassische Reflexion, vergleichbar hoch. Daher lässt sich der Ursprung³ des beobachteten Reflexes nicht eindeutig bestimmen. Nichtsdestotrotz heißt das, dass die Probe zwar rau, aber dennoch sauber ist. Da an ihr reflektiert werden kann, sind die Anforderungen für die kontaktlose Reibung erfüllt, und sie kann für Messungen verwendet werden.

Die Messungen sollen bei unterschiedlichen Temperaturen erfolgen, daher ist es nötig, die Probe zu heizen. Die Heizung, mit der die Probe erwärmt wird, ist eine Spirale aus Ta-Draht, mit einem Durchmesser von 0,2 mm. Dieser Draht durchläuft die Spirale sechsfach, die einzelnen Drähte sind dabei mit Al_2O_3 -Keramikperlen ($\varnothing 2$ mm, 2 mm lang) voneinander isoliert. Die verschiedenen Durchläufe und die Zuleitung sind so angeordnet, dass die Magnetfelder, die durch die einzelnen Schleifen erzeugt werden, sich gegenseitig kompensieren. So können wir nachweislich [Arn07] die Oberfläche zu hohen Temperaturen heizen, ohne störende Magnetfelder zu erzeugen. In Abbildung 5.1 kann man die beheizte Probe, mit Heizspirale und Perlen, sehen.

²Die Einfallswinkelverteilung der Quantenreflexion hat ein Gaussprofil, während die, der klassischen Reflexion, ein Lorentzprofil aufweist.

³Quantenreflexion oder klassische Reflexion

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

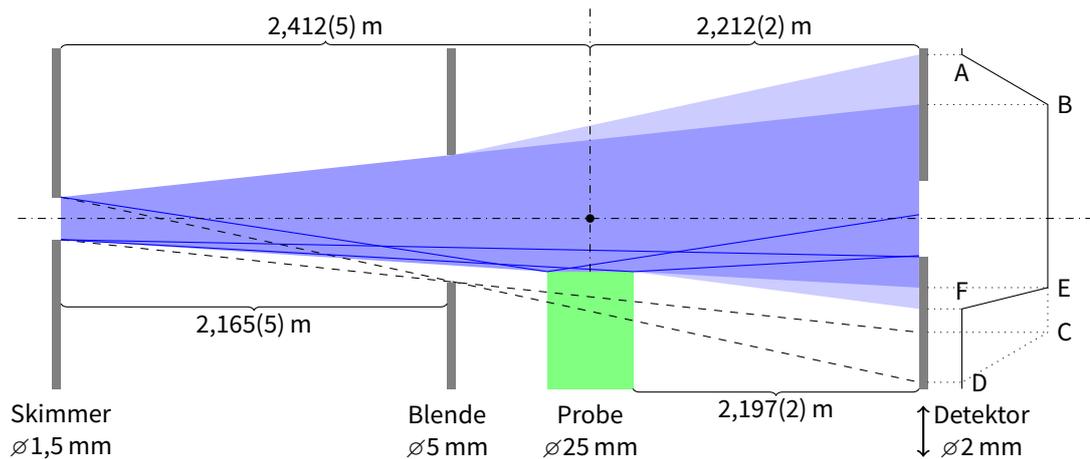


Abbildung 5.2.: Strahlgeometrie für einen ^4He -Strahl. Der dunkelblaue Streifen stellt den gradlinigen Kernstrahl, die hellblauen Dreiecke die divergenten Teilstrahlen dar. Die drei dunkelblauen Trajektorien beschreiben die beiden extrem Trajektorien, die auch gestreut, noch den Detektor erreichen, und die Trajektorie, die ungestreut, am nächsten an der Probe vorbeifliegt. Die schwarze Kurve, am rechten Rand, zeigt das Strahlprofil, wie es auch in Abbildung 5.4 eingezeichnet ist.

Um Umgebungstemperatur bedingte, systematische Fehler zu reduzieren, ist es wichtig, insbesondere für die Flugzeitmessung, Langzeitdrifts, zum Beispiel in der Messelektronik, gering zu halten. Daher werden die Umgebungsbedingungen konstant gehalten und die unter anderem durch Pumpen, eingebrachte Wärme mit Hilfe zweier Klimaanlage abgeführt, und somit eine Konstante Labortemperatur von 23°C geschaffen.

Strahlgeometrie. Die Strahlgeometrie wird von dem Strahl mit seinen ihn definierenden Blenden, der Probe, sowie dem Detektor mit seiner Eintrittsöffnung bestimmt. Der Strahl wird in der Quelle, durch die Expansion des Strahlgases ins Vakuum, mit einer anschließenden Richtungsselektion der Atome gebildet. Für die Richtungsselektion wird eine Kegelblende, ein so genannter Skimmer verwendet. Darauf folgt, am Eingang der Streukammer, eine weitere Blende, die das differenzielle Pumpen ermöglicht. Der Skimmer und die Blende definieren zusammen mit den Expansionsbedingungen den Strahl und seine geometrische Divergenz. Auf der Seite des Detektors definiert eine Blende den Bereich des Strahles, aus dem Atome in den Detektor gelangen, und damit nachgewiesen werden können. Diese drei Blenden befinden sich auf einer Symmetrieachse, der Strahlachse. Sie wurden zuerst optisch, mittels eines Fluchtfernrohrs [Jes09], und danach, durch Maximieren der Zählrate eines ^4He -Strahles, optimal aufeinander ausgerichtet⁴. Dieses erfolgte mit einem ^4He -Strahl bei Zimmertemperatur, da dann der Einfluss der magnetischen Komponenten, wie Polarisator und Analysator, auf den Strahlengang zu vernachlässigen ist. Zwischen

⁴Dieser Prozess ist eine Arbeit von Wochen.

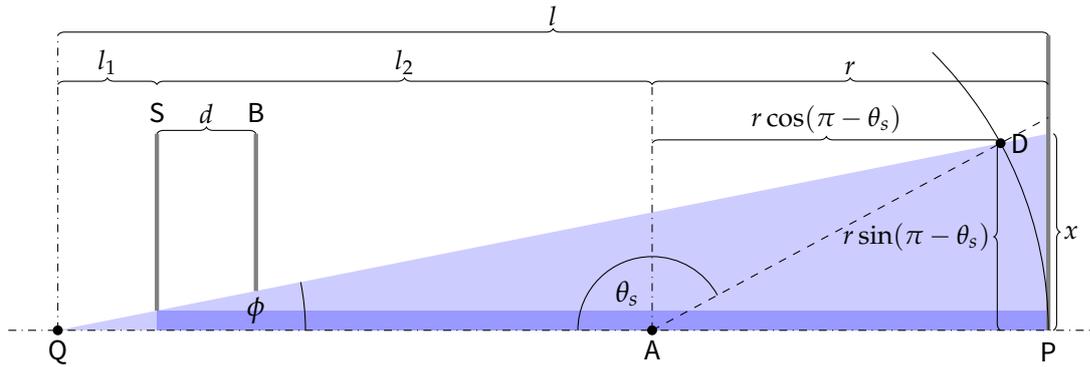


Abbildung 5.3.: Bestimmung der Ortskoordinaten des Strahlprofils aus dem Detektorwinkelscan. Nimmt man eine geometrische Strahlausbreitung an, wie dieses z. B. für ${}^4\text{He}$ der Fall ist, so definiert der Skimmer (S), zusammen mit der Streukammerblende (B), einen Strahl, der aus der virtuellen Punktquelle (Q), entspringt. Der Detektor (D) bewegt sich auf einer Kreisbahn mit Radius r um die Drehachse (A), senkrecht zur Zeichnungsebene. Das Strahlprofil wird in Abhängigkeit von θ_s gemessen, zur Bestimmung der Distanz Probe – Strahlachse, ist jedoch die Position x der Projektion auf die Ebene, senkrecht zur Strahlachse, durch P nötig.

Quelle und Detektor befindet sich die Probe, welche parallel zur Strahlachse ausgerichtet wurde. Die Probe kann entlang der y -Achse (Definition in Abbildung 5.5) verschoben werden. Für die durchgeführten Experimente beträgt die Entfernung zur Strahlachse 1,18 mm. Alle Elemente, die die Strahlgeometrie bestimmen, wurden zur Veranschaulichung in Abbildung 5.2 skizziert. In der Skizze wurde der Streuwinkel θ_s mit 180° und der Einfallswinkel θ_i mit 90° angenommen. Die beiden Winkel wurden im Experiment mit Hilfe eines ${}^4\text{He}$ -Strahles, welcher bei Zimmertemperatur expandiert wird, geeicht. Für die Eichung, von $\theta_s = 180^\circ$, wurde ein Strahlprofil ohne Probe aufgenommen. Daraus wurden die Randpositionen des FWHM bestimmt. Die Mitte, zwischen den beiden Positionen, wurde als 180° definiert.

Tabelle 5.1.: Maße zu Abbildung 5.3.

r_S und r_B bezeichnen die Radien von Skimmer und Streukammerblende.

Strecke	Länge
r_S	0,000 75(5) m
r_B	0,002 50(5) m
d	2,165(5) m
$l_1 = \frac{r_S d}{r_B - r_S}$	0,927(92) m
r	2,212(2) m
l_2	2,412(5) m
$l = l_1 + l_2 + r$	5,551(92) m

$\theta_i = 90^\circ$ ist die Maximumposition des Einfallswinkelscans, der für $\theta_s = 180^\circ$ aufgenommen wurde. Bei einem Einfallswinkelscan wird die Probe bei festem θ_s gedreht, und die Strahlintensität gemessen. Damit wurden die beiden Winkel zu $\theta_s = 180,000(1)^\circ$ und zu $\theta_i = 90,00(5)^\circ$ geeicht⁵. Die hier beschriebene Strahlgeometrie selektiert nur bestimmte Atome des Strahles. Welche dieses sind, und in welchem Ab-

⁵Die größere Ungenauigkeit des Einfallswinkels lässt sich durch die Torsion des Kryostaten erklären: Der Angriffspunkt des Drehmotors und der Positionsauslese liegen circa 1 m von der Probe entfernt. Eine Ungenauigkeit von $0,05^\circ$ mag auf den ersten Blick nicht allzu groß erscheinen, man vergegenwärtigte sich aber, dass die Einfallenergie für die Quantenreflexion für den Bereich $89,94^\circ$ bis $89,99^\circ$ einen Energiebereich von circa 18 neV bis 0,5 neV entspricht, siehe Gleichung (2.46)

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

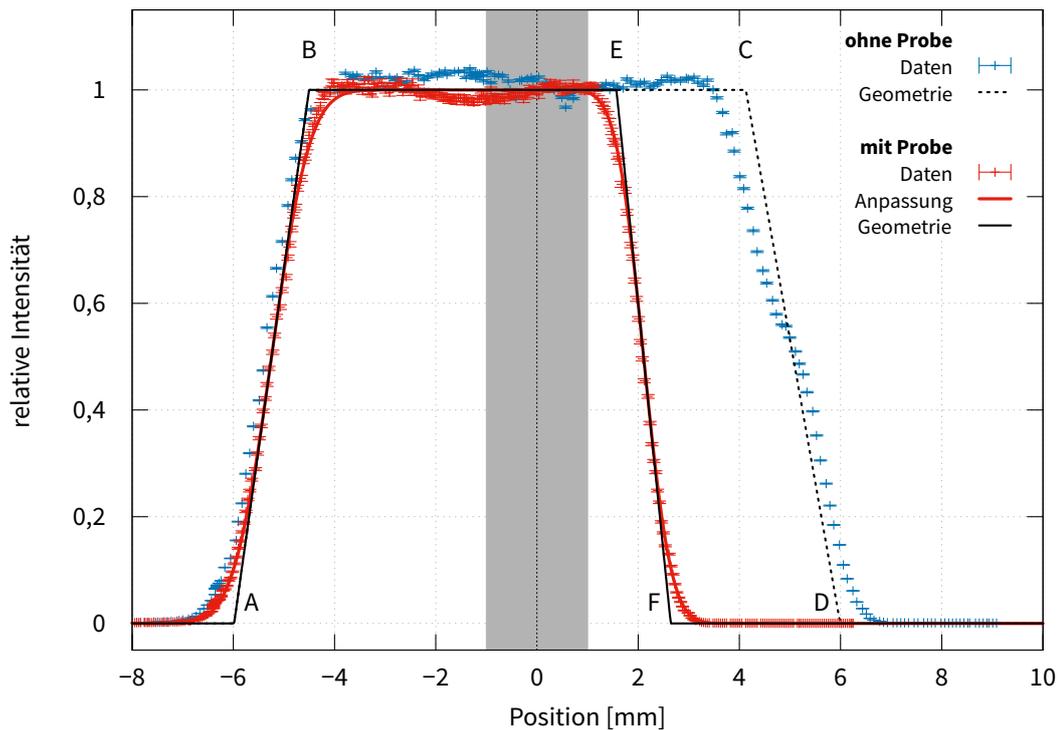


Abbildung 5.4.: Strahlprofil mit Blendenöffnung. Die graue Region gibt den Bereich des Strahles, aus dem Teilchen zum Nachweis in den Detektor gelangen können, an. Die Position gibt die Entfernung zur Strahlmitte, der Symmetrieachse an. Die gemessenen Strahlprofile wurden auf die Teilchenzahl an Position 0 mm normiert.

stand sie an an der Probe vorbeifliegen, soll im nächsten Abschnitt untersucht werden.

5.2.2. Bestimmung der Distanz: Strahl – Probenoberfläche

Um den theoretisch erwarteten Reibungskoeffizienten aus Gleichung (5.4) und Gleichung (5.5) zu berechnen, ist es nötig, die Distanz der Teilchen von der Probenoberfläche zu kennen. Daher sollen im Folgenden die möglichen Trajektorien, die ein Teilchen aus dem Strahl nehmen kann, bestimmt werden. Die folgenden Überlegungen sind eine Zusammenfassung und Präzisierung von [Foh12a].

Für die Bestimmung der Abstände und Streuwinkel ist es wichtig, einige Punkte aus dem Strahlprofil, welches auf einer Kreisbahn gemessen wird, auf eine Ebene senkrecht zum Strahl, zu projizieren. Die Umrechnung soll im Folgenden erklärt werden.

Der Detektor bewegt sich auf einer Kreisbahn mit Radius r um die Probe, daher wird das Strahlprofil entlang des Winkels θ_s gemessen. Zur Bestimmung des Abstands Probe-Strahlachse ist jedoch eine Projektion, auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse, notwendig. Im Falle einer geometrischen Strahlausbreitung, wie dieses für ^4He

gegeben ist, definiert der Skimmer, zusammen mit der Streukammerblende, die Divergenz des Strahles. Daraus ergibt sich eine virtuelle Punktquelle des Strahles, wie in Abbildung 5.3 zu sehen. Die projizierte Ortskoordinate x berechnet sich im Falle $r \gg x$ aus dem Winkel θ_s und dem Drehradius des Detektors r wie folgt: $x \approx r \sin(\theta_s)$.

Diese Beziehung wird genutzt, um das gemessene Strahlprofil aus der Zylindermantelebene der Detektorbahn, in eine Ebene senkrecht zum Strahl umzurechnen. Im Strahlprofil kann man zwei charakteristische Punkte ausmachen. Der erste Punkt B, in Abbildung 5.2, ist der, an dem der Kernbereich des Strahles, mit konstanter Zählrate, endet, und in den reinen Divergenzbereich, mit langsam abnehmender Zählrate, übergeht. Der zweite Punkt A, in Abbildung 5.2, ist der, an dem der Divergenzbereich endet, und keine Teilchen aus dem Strahl mehr nachgewiesen werden können. Daraus ergibt sich, dass das Strahlprofil, im einfachsten Falle, ein Trapez ist. Bei einem Detektorwinkelscan wird dieses mit der Detektorblende gefaltet. Daher wird das Strahlprofil durch die Summe zweier Errorfunktionen angenähert. Das für die Bestimmung der Abstände und Winkel gemessene Strahlprofil ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Aus der Steigung am Wendepunkt, wird das ursprüngliche Trapez rekonstruiert, und aus den Knickpunkten, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, die minimale Überflughöhe des ungestreuten ($E_y = 0$) Strahles, so wie der maximale Winkelbereich aus dem Streuung an der Oberfläche detektiert werden kann, bestimmt. Die minimale Überflughöhe zwischen ungestreutem Strahl und Probe ist $300(1) \mu\text{m}$.

Der Winkelbereich aus dem gestreute Teilchen detektiert werden können ist $89,954^\circ$ bis $89,990^\circ$, wobei der Winkel, der wahrscheinlichsten Streuung aus der Mitte des Strahles, $89,972^\circ$ beträgt.

Die Einfallsenergie für einen ^4He -Strahl, der bei 77 K expandiert wird, senkrecht zur Oberfläche, die sich aus dem Winkelbereich ergibt, geht von 10,4 neV bis 0,5 neV, wobei die wahrscheinlichste Einfallsenergie 3,8 neV beträgt.

Die Einfallsenergie für einen ^3He -Strahl, der bei 4 K expandiert wird, senkrecht zur Oberfläche, die sich aus dem Winkelbereich ergibt, geht

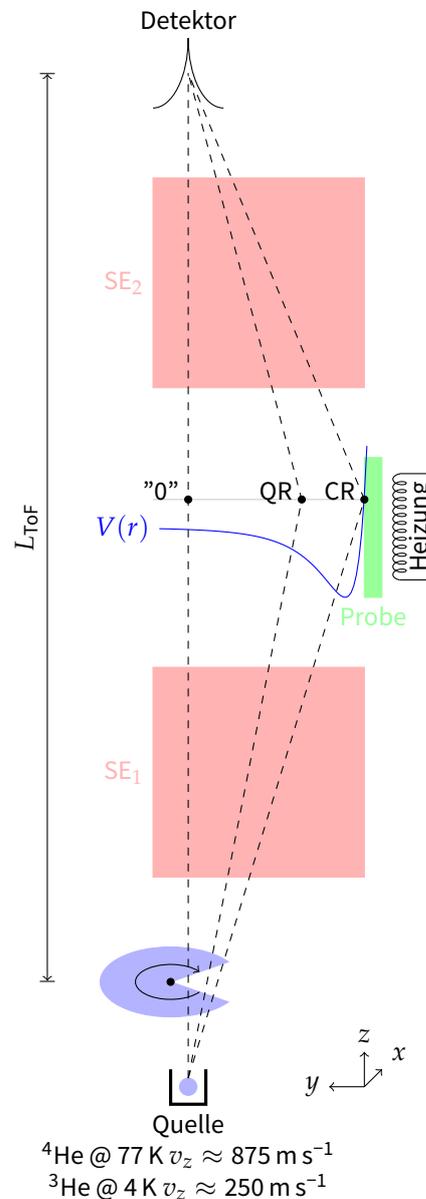


Abbildung 5.5.: Vorbeiflug-Geometrie des Messaufbaus. Gezeigt sind die verschiedenen Interaktionsarten. Der Abstand r ist senkrecht zur Probenoberfläche. Hier ist er identisch mit der y -Achse.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Tabelle 5.2.: Eignung der Atomstrahlen für Messmethoden, Streuprozesse und Reibungsbeiträge.

Strahl	Eichung	ToF	SEToF	CR	QR	η_{DR}	η_{RW}
$^4\text{He}@296\text{ K}$	+	○	-	+	-	-	-
$^4\text{He}@77\text{ K}$	○	+	-	+	○	○	+
$^3\text{He}@4\text{ K}$	-	○	+	○	+	○	○

Grad der Eignung: ”+” Bestens, ”○” Möglich und ”-” Schlecht.

von 630 peV bis 30 peV, wobei die wahrscheinlichste Einfallenergie 233 peV beträgt.

Damit ist die Geometrie und die Strahlenergie in γ -Richtung, bei der die Messungen durchgeführt werden, bestimmt. Aus ihr ergeben sich für den Strahl drei mögliche Wege, an der Probe vorbei, in den Detektor zu gelangen:

”0” – Überflug ohne Streuung

QR – Quantenmechanisch reflektiert von der Oberfläche

CR – Klassisch reflektiert von der Oberfläche

Diese drei möglichen Wege werden zur Übersicht in Abbildung 5.5 dargestellt. Aufgrund der Geometrie, und der räumlichen Ausdehnung des Strahles, sind alle drei Wege gleichzeitig möglich. Weil die drei verschiedenen Reibungsarten, Schwarzkörperreibung, Dipolreibung und die Rückwirkungsreibung eine so unterschiedliche Abstandsabhängigkeit⁶ zur Probe aufweisen, sind die drei Pfade spezifisch für die jeweilige Reibungsursache. Für diese Unterscheidung sind die verwendeten Methoden und Atomstrahlen unterschiedlich gut geeignet. In Tabelle 5.2 ist die Eignung der unterschiedlichen Atomstrahlen und Methoden, so wie die Prozesse, auf die sie sensitiv, sind aufgelistet.

In den folgenden Abschnitten wird auf die einzelnen Wege, aus Abbildung 5.5, und die verschiedenen Reibungsprozesse, auf die sie sensitiv sind, in der Reihenfolge abnehmenden Abstands zur Probe untersucht.

5.2.3. Überflug ”0”

Der Experimentaufbau ist so gewählt, dass die CaF_2 -Probe parallel zur Strahlachse und 1,18 mm zurückgesetzt ist. Daher fliegen die meisten Atome, parallel an der Oberfläche vorbei, in den Detektor, ohne mit ihr zu interagieren. In diesem Falle ist die dominante kontaktlose Reibung, der die Atome ausgesetzt sind, die Schwarzkörperreibung. In [Lac+12b] wurde die Schwarzkörperreibung theoretisch untersucht. Das Resultat war, dass die Schwarzkörperreibung bis zu zehn Größenordnungen größer ist, als bisher in der Literatur angenommen. Dieses ist insbesondere der Fall, wenn das elektromagnetische Feld eine Temperatur $>0\text{ K}$ hat. Die Temperaturabhängigkeit

⁶mm-, μm - und nm-Bereich

wurde dort [Lac+12b] explizit für einige atomare Systeme berechnet. Obwohl die Ergebnisse dieser Berechnungen viel größer sind, als alle bisher veröffentlichten, insbesondere für hohe Temperaturen, ist der Effekt auf ein Heliumatom, im Grundzustand, noch immer unmessbar klein. Insbesondere für die, in diesem Experiment zugänglichen moderaten Temperaturen (< 800 K), und Interaktionszeiten von ~ 10 μ s, liegt die experimentelle Nachweisgrenze Größenordnungen über dem erwarteten Effekt.

Während die Schwarzkörperreibung, aufgrund der Temperatur und Interaktionszeit, vernachlässigbar klein ist, sind die oberflächeninduzierten Reibungen η_{DR} und η_{RW} durch ihre starke Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche im Überflug stark unterdrückt. Denn, obwohl die Atome an der Oberfläche ungestreut vorbeifliegen, verändert ihre Anwesenheit das Spektrum der Vakuumfluktuationen. Dieses liegt an den dielektrischen Eigenschaften von CaF_2 . Da die Strahlgeometrie gut bekannt ist, kann man ausrechnen, dass im Vergleich zum statistischen Fehler der Gesamtzählrate des Strahles, unmessbar wenige Atome näher als 300 μ m an der Oberfläche vorbeifliegen. Die starke Abstandsabhängigkeit der Dipolreibung von $\eta_{DR} \propto \frac{1}{r^5}$, und der Rückwirkungsreibung von $\eta_{RW} \propto \frac{1}{r^8}$, bewirkt eine Unterdrückung der kontaktlosen Reibung. Die Dipolreibung wird mindestens um einen Faktor von 10^{-21} , und die Rückwirkungsreibung um einen Faktor von 10^{-34} unterdrückt [Jen+15]. Damit sind diese beiden Reibungseffekte, bei makroskopischen Abständen, noch kleiner, als die Schwarzkörperreibung. Lediglich bei nanoskopischen Abständen übersteigt ihre Stärke, aufgrund der starken Abstandsabhängigkeit, die der Schwarzkörperreibung.

5.2.4. Quantenreflexion

Aus Gleichung (2.44) geht hervor, dass die Wahrscheinlichkeit quantenmechanisch zu reflektieren für kleine senkrechte Einfallenergien E_{\perp} wächst. Um eine kleine senkrechte Einfallenergie E_{\perp} zu erreichen, kann man zum einen unter streifendem Einfall streuen und zum anderen die Strahlenergie E_0 möglichst gering halten. Daraus folgt, dass die beste Methode den Weg (Abbildung 5.5) der Quantenreflexion zu untersuchen ein flugzeitaufgelöstes Spinecho mit einem bei 4 K expandierten ^3He -Strahl ist. Eine genauere Beschreibung des Messverfahrens findet sich in Kapitel 2.

Die Probe wurde einem weiteren Heizzyklus bei 570 $^{\circ}\text{C}$ und einem maximalen Druck von $5 \cdot 10^{-9}$ mbar unterzogen, um eventuelle Anlagerungen an der Oberfläche zu entfernen. Sie zeigte weiterhin nur unter streifendem Einfall einen spekularen Reflex ($\theta_s = 179,72^{\circ}$, $k_{\perp} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ a}_0^{-1}$, $R \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$). Er ist in Intensität und Form mit dem mit ^4He aufgenommenen vergleichbar. Die Spinechomessungen wurden zeitlich nach den erst später in dieser Arbeit diskutierten Flugzeitmessungen an derselben Probe durchgeführt. Der Reflex hat sich seit den Flugzeitmessungen und während der Woche der Spinechomessungen nicht verändert. Allerdings ist auch er wie zuvor bei den Flugzeitmessungen zu gering ausgeprägt, um bestimmen zu können, ob es sich um Streuung am attraktiven oder repulsiven Teil des Atom-Oberflächenpotentials handelt.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Vor Beginn der Messung wurde die Probe über mehrere Stunden auf eine Temperatur von 490 °C geheizt und thermalisiert. An dieser so präparierten Probe wurde für verschiedene Stärken der Spinechfelder⁷ um den Spinechopunkt das zweite Feld verstimmt und für jede Verstimmung ein Flugzeitspektrum in *spin-up*- und in *spin-down*-Richtung aufgenommen. Bevor im Folgenden auf die Analyse der Daten eingegangen wird, sind in Abbildung 5.7 exemplarisch die Rohdaten einer *spin-up*-Messung dargestellt. Ein Datensatz für eine Spin-Ausrichtung und einen B_0 -Strom wird sowohl entlang der Magnetfeldintegralachse, als auch der Flugzeitachse diskretisiert. Die Magnetfeldintegralverstimmung wird von $-55 \mu\text{T m}$ bis $55 \mu\text{T m}$ in 100 Schritte und die Flugzeit von 0 ms bis 42 ms in 1024 Schritte unterteilt. Diese Messung hat eine Gesamtdauer von 10 h. Aus diesem Datensatz kann man die Polarisation, die folgendermaßen definiert ist

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad (5.6)$$

wobei N die Zählraten und die Pfeile die Spin Richtung in x angeben, berechnen und gegen die Stärke Spinechfelder auftragen. Aus der Stärke der Spinechfelder kann man mittels Gleichung (2.41) die Spinechozeit τ_{SE} berechnen. Daraus erhält man die Intermediärestreufunktion $I(\vec{q}, \tau_{\text{SE}})$. Diese enthält die komplette Physik des Experiments und auch den Einfluss der Maschine. Die Maschinenfunktion beschreibt alle Eigenschaften des Aufbaus, unter anderem depolarisierende Effekte durch Streufelder. Da die Intermediärestreufunktion $I(\vec{q}, t)$ die Fouriertransformierte der Streufunktion $S(\vec{q}, \omega)$ ist (siehe Abbildung 5.6), kann man die reine Physik durch einfaches teilen, anstelle einer Entfaltung, der Daten durch die Maschinenfunktion $M(\vec{q}, \tau_{\text{SE}})$ extrahieren.

Die Maschinenfunktion kann man prinzipiell mit zwei verschiedenen Messungen bestimmen. Zum einen aus einer Messung des Strahles ohne Probe und zum anderen mit Probe. Beide Methoden berücksichtigen eventuelle Streufelder und Ineffizienzen des Aufbaus. Da der Probehalter und die Probe den Strahl in geringem Umfang beeinflussen, wird in diesem Fall für die Maschinenfunktion die spätere Messung mit Probe bei Zimmertemperatur bevorzugt. Da wie oben erwähnt, der Strahl mit einem Badkryostat auf 4 K gekühlt werden muss, ist die Dauer einer Messkampagne⁸ durch die Standzeit des flüssigen Heliums im Volumen des Reservoirs begrenzt. Während der Zimmertemperaturmessung ist jedoch das flüssige Helium zur Neige gegangen. Dadurch hat sich die Düsentemperatur und damit die Geschwindigkeitsverteilung des Strahles geändert. Da die Polarisationseffizienz sehr stark von der Geschwindigkeit abhängt, kann dieser unvollständige Datensatz nicht als Maschinenfunktion verwendet werden. Um dennoch zumindest die Einflüsse des Aufbaus ohne Probe zu berücksichtigen, kann eine Messung am geraden, ungestreuten Strahl ohne Probe herangezogen werden. Dieses Vorgehen ist allerdings aus zwei Gründen problematisch: Zum einen berücksichtigt dieses keine Effekte, die durch den Probenhal-

⁷ B_0 -Stromintervall 0,25 A bis 2,5 A in 0,25 A Schritten.

⁸Dieses war die erste Messkampagne seit einem größeren Umbau des Experiments. Daher wurden zuerst verschieden Test- und Kalibrationsmessungen durchgeführt, um die korrekte Funktion des Aufbaus zu verifizieren.

5.2. Experimentelle Untersuchungen zur kontaktlosen Reibung

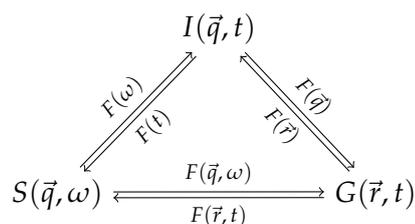


Abbildung 5.6.: Beziehung zwischen Korrelationsfunktion $G(\vec{r}, t)$, Streufunktion $S(\vec{q}, \omega)$ und intermediärer Streufunktion $I(\vec{q}, t)$. Die Übergänge erfolgen jeweils durch die Fouriertransformation F nach den angegebenen Variablen.

ter oder die Probe hervorgerufen werden können, zum anderen wurden diese Daten in einem breiteren Magnetfeldintegralbereich mit einer anderen Auflösung⁹ aufgenommen, sodass zusätzlich noch eine Interpolation durchgeführt werden muss. Daher wird die Analyse der Daten nur den heißen Datensatz umfassen. Abschließend wird zusätzlich noch die probenlose Maschinenfunktion auf ihn angewendet. Da die Methodik und Systematik der Analyse für beide Datensätze größtenteils identisch sind, werden diese anhand des heißen Datensatzes beschrieben. Die Ergebnisse werden jedoch für beide Datensätze präsentiert, bevor zum Schluss die intermediäre Streufunktion gezeigt und daraus der Reibungskoeffizient bestimmt wird.

In einem Intervall entlang der Flugzeitachse werden alle in diesem Zeitraum ankommenden Teilchen aufsummiert. Diese einzelnen Datensätze wurden auf zwei Arten analysiert: Die erste Methode verwendet die Informationen aus der Flugzeitauflösung nur zur Eliminierung des Untergrundes. Danach wird der Datensatz entlang der Flugzeitachse aufsummiert und wie ein herkömmliches Spinechsignal ausgewertet. Die zweite Methode wendet die herkömmliche Auswertung für jedes einzelne Flugzeitintervall an und berechnet die Größen aus der ersten Methode durch einen gewichteten Mittelwert. Bevor auf die verschiedenen Aspekte der Analyse eingegangen wird, zunächst ein grober Ablauf der dazu notwendigen Schritte:

1. Untergrundbereinigung der Rohdaten
2. Umrechnung von Zählraten in Polarisierung
3. Anpassung der Spinechokurve
4. Reduktion der angepassten Parameter
5. Weiter mit Schritt 3 bis keine Reduktion mehr möglich ist

Die einzelnen Schritte werden nun ausführlich behandelt und die genaue Vorgehensweise beschrieben.

⁹B₀-Stromintervall 1 A bis 10 A in 1 A Schritten.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

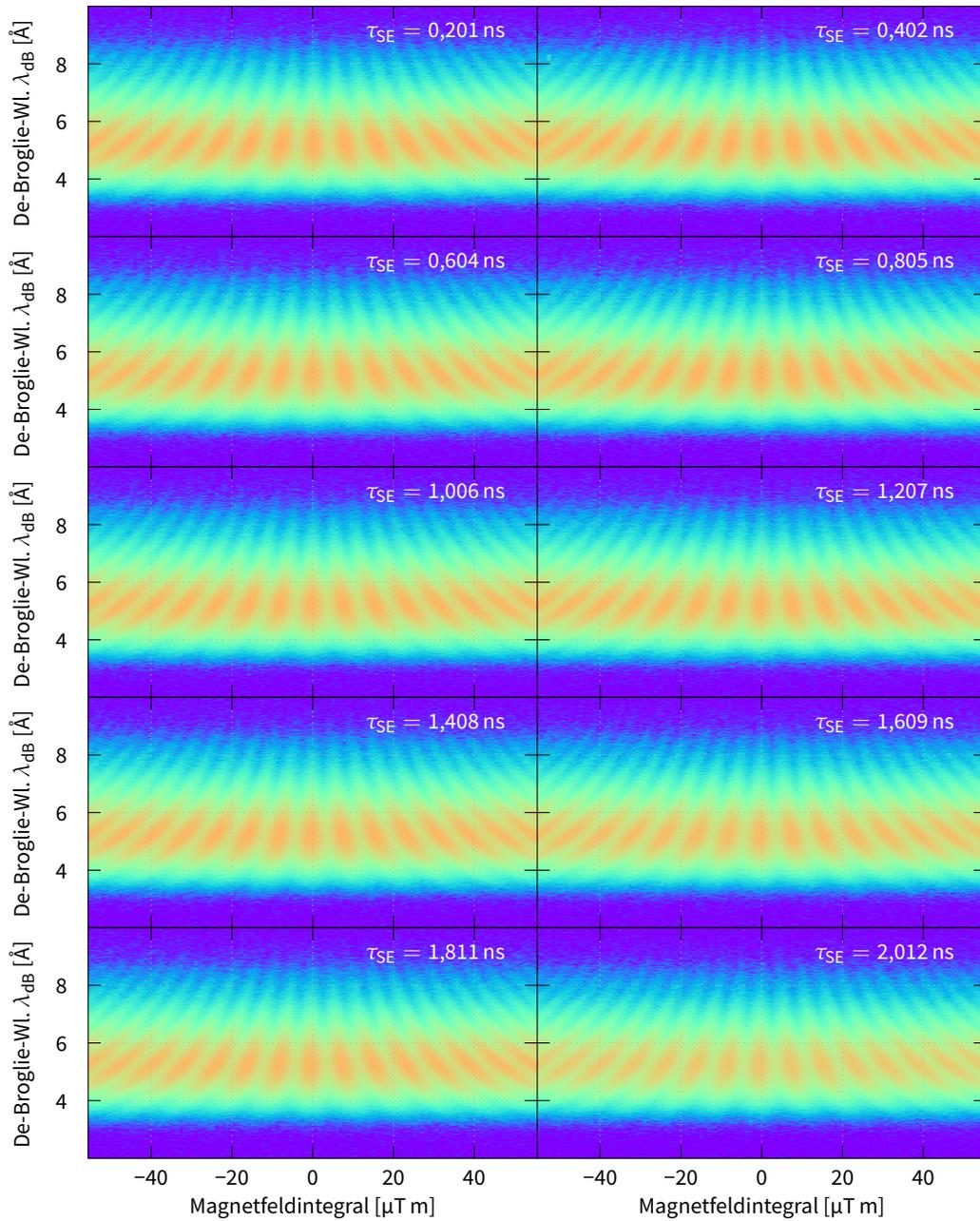


Abbildung 5.7.: SEToF-Messung zur kontaktlosen Reibung bei einer Probenoberflächentemperatur von 490 °C. Gezeigt sind die Wellenlängenverteilungen der *spin-up*-Komponente bei B_0 -Magnetfeldintegralen von 0,60 $\mu T m$ bis 5,38 $\mu T m$. Die Magnetfeldintegrale sind symmetrisch um den Spinechopunkt ($I_{SE1} = -I_{SE2}$) durchgestimmt. Die Legende ist die selbe wie in [Abbildung 5.9](#) links.

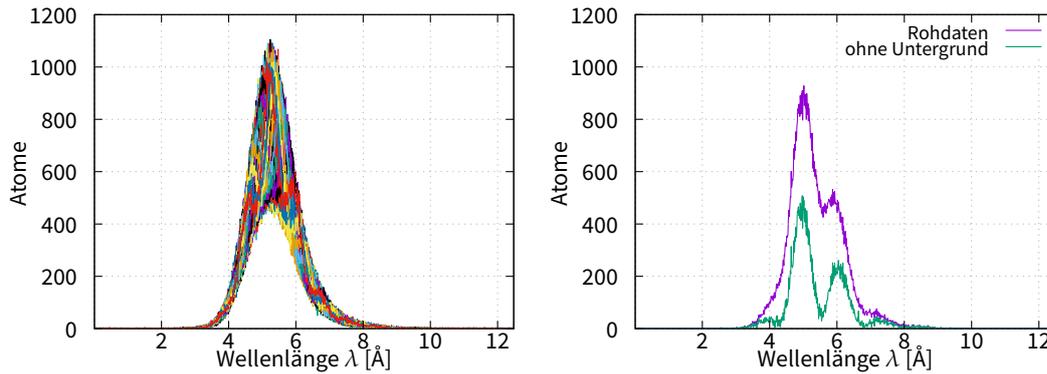


Abbildung 5.8.: Untergrundkorrektur der Rohdaten. Links sind alle Wellenlängenverteilungen der SEToF-Messung für $\tau_{SE} = 201$ ps übereinander gelegt. Man sieht die magnetisch interagierenden Teilchen im oberen und die unpolarisierten Atome im unteren Bereich der Kurven. Rechts ist eine exemplarische Wellenlängenverteilung vor und nach der Untergrundkorrektur zu sehen. Einige Maxima und Minima der Verteilung zeigen sich erst nach Abzug des Untergrundes, die anderen werden verstärkt.

Untergrundbereinigung der Rohdaten. Wie bereits oben erwähnt, ist der Strahl polarisiert und die Polarisation wird nach durchlaufen der SE-Spulen analysiert. Der Polarisator und der Analysator besitzen dabei eine endliche Effizienz, das heißt, dass nur ein Teil der sie passierenden Atome polarisiert beziehungsweise analysiert werden. Die Effizienz hängt dabei sowohl von der Geschwindigkeit, als auch vom Weg der Atome durch den Polarisator und Analysator ab. Der Polarisator und der Analysator sind Multipolmagnete, deren Symmetrieachsen auf die Strahlachse ausgerichtet sind. Da der Feldgradient des Analysatorhexapols auf seiner Symmetrieachse exakt Null ist, ist dort, wo die Teilchendichte am höchsten ist, die Filterwirkung am geringsten. Um den unpolarisierten Untergrund herauszufiltern, war bisher mittig vor dem Analysator eine $\sim 0,8$ mm große Perle befestigt, die den unpolarisierten Zentralstrahl geblockt hat. Diese Art der Untergrundbereinigung ist jedoch sehr unspezifisch, daher wurde sie in Anbetracht der in [Jes09] gemachten Erfahrungen¹⁰ im Rahmen einer Generalüberholung des Detektors entfernt. Die in [Jes09] entdeckte und hier erstmals am vollen Strahl erprobte Methode klassifiziert die Atome anhand der Flugzeit in polarisierte und unpolarisierte. Dieses ist möglich, da bei einer gegebenen Feldstärke und festen Flugstrecke, die gemessene Polarisation der Atome nur von ihrer Geschwindigkeit abhängt. Daraus folgt, dass die Geschwindigkeitsverteilung der magnetisch interagierenden Teilchen abhängig von der Aufenthaltsdauer im Magnetfeldintegral moduliert wird. Die Modulation ist für jedes eingestellte Magnetfeldintegral unterschiedlich. Diese Modulation erfolgt nicht bei unpolarisierten Teilchen. Legt man nun all die modulierten Verteilungen in einem Plot übereinan-

¹⁰Die im Folgenden beschriebene Art der Untergrundbereinigung wurde an hand von Daten, die mit der Perle aufgenommen wurden, ausprobiert. Es zeigte sich, dass diese Art der Bereinigung des Strahles von unpolarisiertem Untergrund der mit der Perle überlegen ist.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

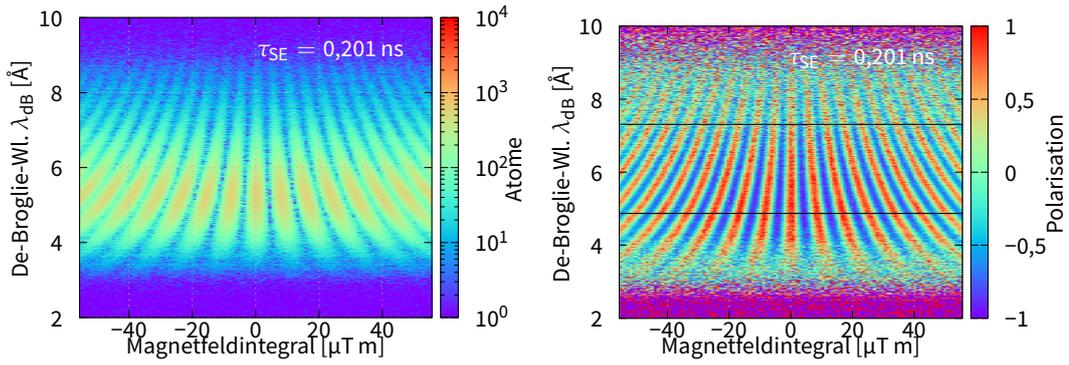


Abbildung 5.9.: Links ist exemplarisch der Untergrundbereinigte *spin-up*-Datensatz aus Abbildung 5.8 dargestellt. Rechts die daraus mittels Gleichung (5.7) berechnete Polarisation. Die Markierungen geben den Bereich an, der für die flugzeitgewichteten Anpassungen verwendet wurde.

der, so erhält man einen oberen Bereich, in dem die Teilchenzahl moduliert, und einen unteren Bereich der modulationsfrei ist. Dieser modulationsfreie Bereich ist der flugzeitabhängige Untergrund. Er wird aus den Daten extrahiert, indem pro Flugzeitintervall das Minimum der Teilchenzahl aller Magnetfeldintegralverstimungen bestimmt und von diesen abgezogen wird. Exemplarisch ist dieses in Abbildung 5.8 dargestellt. Als Fehler für die Untergrundkorrektur wird der statistische Fehler der minimalen Teilchenzahl pro Flugzeitkanal angenommen. Dieses ist allerdings eine Unterschätzung des Fehlers, da er nicht nur von der Teilchenzahl des Minimums, sondern auch von den Fehlern der anderen Werte in diesem Kanal abhängig ist. Eine einfache, modellunabhängige und systematisch korrekte Bestimmung des Fehlers konnte nicht gefunden werden, daher wird der statische Fehler als Untergrenze des Fehlers des Untergrundes angenommen.

Umrechnung vom Zählraten in Polarisation. Wie oben erwähnt wurde in *spin-up*- als auch in *spin-down*-Richtung gemessen, daher sollte die Umrechnung einfach nach Gleichung (5.6) erfolgen und keiner weiteren Erläuterung bedürfen. Gleichung (5.6) gilt nur im idealen Falle identischer Bedingungen für *up*- und *down*-Messung, was aufgrund von Remanenzen im μ -Metall nicht strikt gegeben ist: Zum Beispiel besteht das Joch des Führungsfeldes aus Weicheisen und auch die μ -Metallabschirmung befindet sich in unmittelbarer Nähe zum Führungsfeld.

Das heißt, nachdem Umpolen des Führungsfeldes, dem Umschalten zwischen *spin-up* und *spin-down*, ist eine kleine Remanenz im Joch des Führungsfeldes und im μ -Metall vorhanden, welche sich auf die Filterwirkung des Sextupolmagneten auswirkt. Daher wird die Polarisation mit Hilfe der mittleren Zählrate $\bar{N} = \frac{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}{2}$ wie folgt

$$P_{\uparrow} = \frac{N_{\uparrow}}{\bar{N}} - 1 \quad P_{\downarrow} = 1 - \frac{N_{\downarrow}}{\bar{N}} \quad (5.7)$$

bestimmt. Aufgrund dieser leicht unterschiedlichen Bedingungen für *up* und *down*

5.2. Experimentelle Untersuchungen zur kontaktlosen Reibung

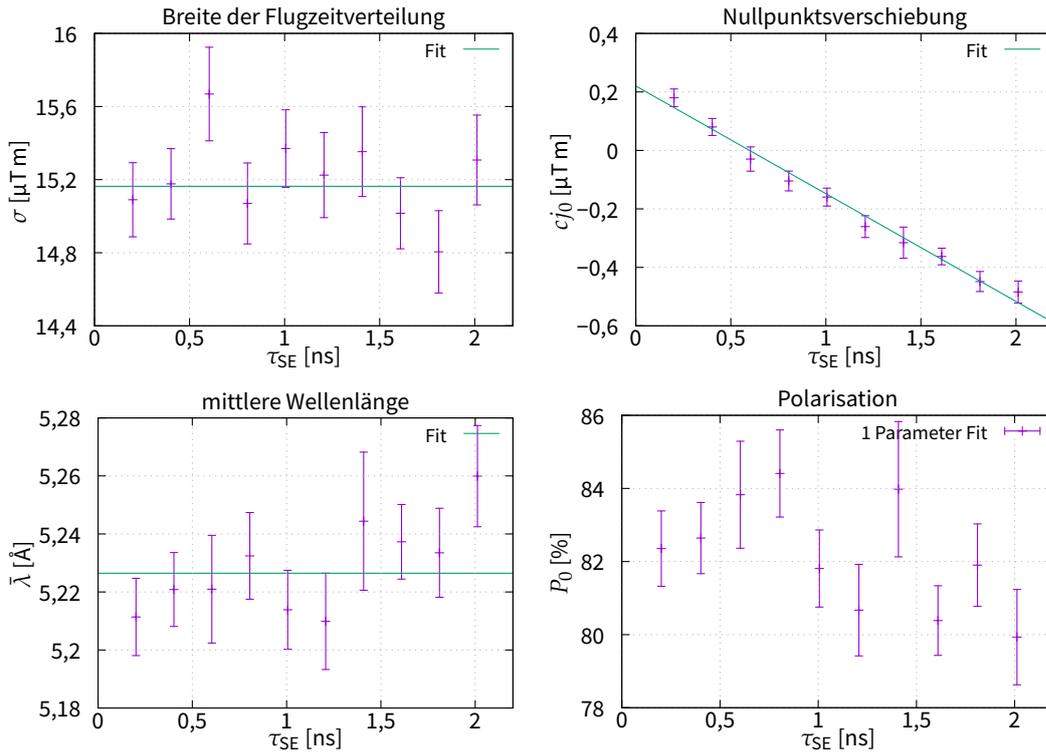


Abbildung 5.10.: Angepasste Parameter für jede τ_{SE} aus Gleichung (5.8). An diese Parameter wurden Funktionen von τ_{SE} angepasst (durchgehende Kurven). Diese Funktionen wurden für die fortlaufende Reduktion der Parameter weiter verwendet. Für die mittlere Wellenlänge $\bar{\lambda}$ könnte man auch eine Gerade mit Steigung anpassen. Allerdings unterscheiden sich dann die Vorzeichen der Steigungen im *up*- und *down*-Datensatz. Außerdem sind die Steigungen innerhalb ihres Fehlers verträglich mit Null.

können in kritischen Fällen nur die *up*-Daten für quantitative Aussagen herangezogen werden. Die *down*-Daten werden nur zum systematischen Check der Methodik verwendet. Durch Gleichung (5.7) und die Untergrundbereinigung bedingt, kann es in Bereichen mit einem schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu Polarisationen > 1 kommen. Dieses ist jedoch ein Artefakt ohne Bedeutung.

Die nach Gleichung (5.8) ermittelten maximalen Polarisationen von *up* und *down* unterscheiden sich um bis zu 6 %, wobei die *down*-Polarisation in der Regel kleiner als die *up*-Polarisation ist. Der Unterschied ist meist größer als der statistische Fehler in der Polarisation.

Anpassung der Spinechokurve. Gleichung (2.33) gibt das physikalische Modell der Messung wieder. Dieses kann jedoch nicht einfach so übernommen werden, es muss an die experimentellen Bedingungen angepasst und eventuelle durch die Messapparatur hervorgerufene Effekte kompensiert werden. Daher hat die Anpassungsfunkti-

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

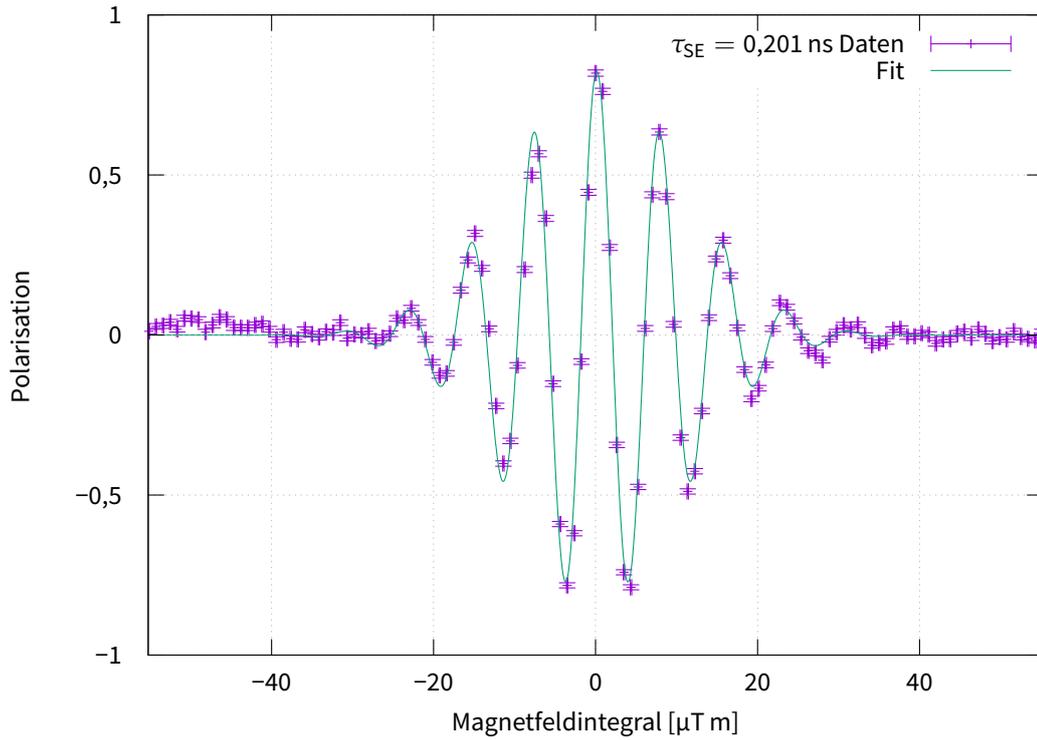


Abbildung 5.11.: Spinechokurve mit Anpassung. Exemplarisch ist hier eine Gesamtspinechokurve und die iterative Anpassung ($\chi^2 = 4,2$) mit einem einzigen freien Parameter gezeigt. Für die Anpassung wurden sowohl die Fehler in der Zählrate, als auch Fehler in der Stromrichtung berücksichtigt. Die Abweichungen bei den Minima sind auf die Untergrundbereinigung und die Näherung der Einhüllenden zurückzuführen.

on, die alle möglichen Effekte berücksichtigt, folgende Form:

$$P(j) = m(j - j_0) + P_0 e^{-\left(\frac{j-j_0}{\sigma}\right)^2} \cos(c(j - j_0)) + o. \quad (5.8)$$

Hierbei gibt j den Strom durch die Detuningsspule ΔB an, j_0 berücksichtigt einen Fehler in der Nullpunkteichung der Detuningsspule oder einen Drift des Resterdmagnetfeldes, m eine Verkippung der Kurve, verursacht durch ein Driften des Detektors, o einen noch vorhandenen konstanten Untergrund, P_0 die maximale Polarisation im Spinechopunkt, c ist der Proportionalitätsfaktor zwischen Strom und generiertem Magnetfeld und σ die Breite der Einhüllenden. Als Einhüllende wurde, wie auch in [Jes09], eine Gaußverteilung angenommen, die eine gute Näherung an die Fouriertransformierte der tatsächlichen Flugzeitverteilung ist. Eine experimentelle Bestimmung ist für ^3He unter den verwendeten Bedingungen auch nur näherungsweise möglich, da sich weder die magnetisch aktiven Elemente, aufgrund der Remanenzen, vollständig abschalten, noch sich ^3He in einen spinlosen Zustand präparieren lässt.

5.2. Experimentelle Untersuchungen zur kontaktlosen Reibung

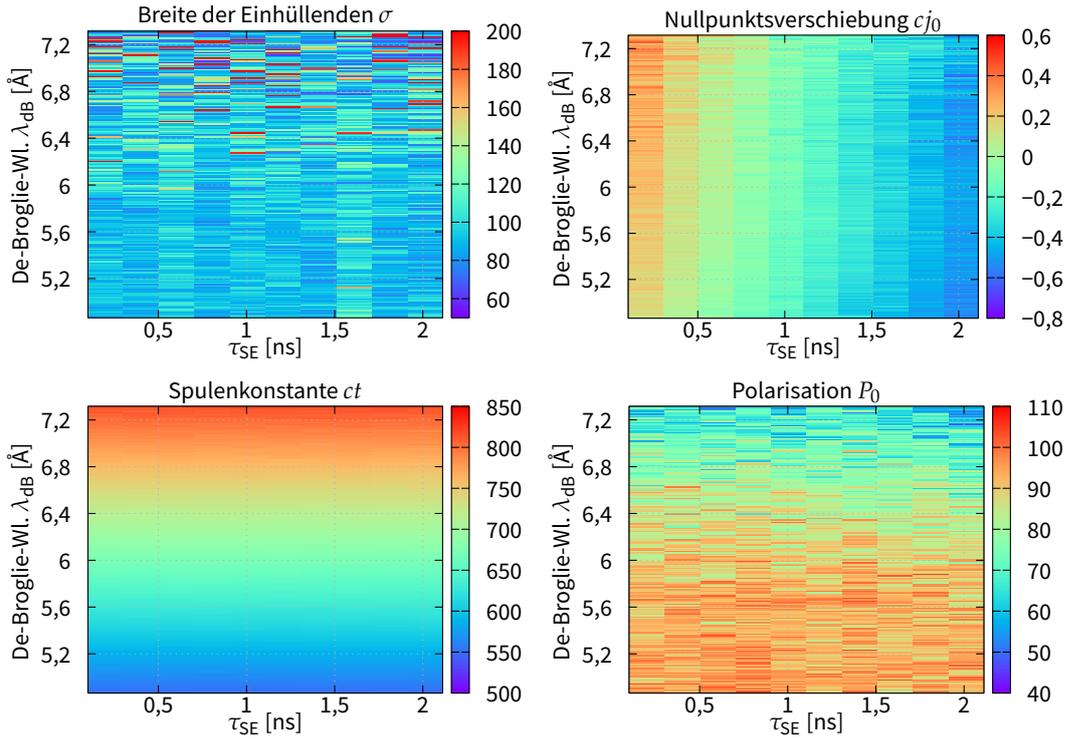


Abbildung 5.12.: Parameter aus Gleichung (5.8) nach der Anpassung für die einzelnen Wellenlängen. Die Trends aus Abbildung 5.10 lassen sich auch hier wiederfinden. c läuft linear mit der Wellenlänge und ist für alle Spinechozeiten gleich.

Pro Flugzeitkanal müssen die Parameter der Anpassungsfunktion leicht modifiziert werden. Hierbei wird bei c aus Gleichung (5.10) die mittlere Wellenlänge durch die Flugzeit des Kanals ersetzt. Dabei wird die Flugzeit nicht mehr c zugeschlagen, sondern als eigenständige Variable verwendet.

Reduktion der angepassten Parameter. Die einzelnen Anpassungen wurden mit dem DataFit-Package [Sch15] in Mathematica erstellt. Die Reduktion der Parameter erfolgt iterativ, da die Anzahl der Parameter im Anpassungsalgorithmus einen Einfluss auf deren Wert hat. Die Reihenfolge der Festlegung ist willkürlich, und erfolgt, sobald ein klarer Trend erkennbar ist.

In der ersten Iteration der Anpassungen stellte sich heraus, dass die Parameter m und o beide im Bereich ihres Fehlers für alle B_0 -Ströme und *spin-up*- und *spin-down*-Datensätze identisch Null sind. Die Breite der Einhüllenden stellt sich für alle B_0 -Ströme als konstant heraus und wurde mittels Anpassung zu $15,164(37) \mu\text{T m}$ bestimmt.

In der zweiten Iteration wurden diese Werte als konstant gesetzt und alle SpinechoKurven von Neuem angepasst. Für die Verschiebung des Nullpunkts cj_0 wurde ein linearer Zusammenhang festgestellt. Extrapoliert man diesen zu Null, so erhält man

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Tabelle 5.3.: Freie Parameter in den einzelnen Iterationen, sowie die danach festgelegten Werte.

Iteration	m	o	σ	j_0	$\bar{\lambda}$	P_0	festgelegte Parameter
1							
2	fix	fix	fix				$m = 0, o = 0, \sigma = 15,164(37) \mu\text{T m}$
3	fix	fix	fix	fix			$j_0 = 0,220(21) \mu\text{T m} - 0,296(16) \mu\text{T m A}^{-1} \cdot j_{B_0}$
4	fix	fix	fix	fix	fix		$\bar{\lambda} = 5,2211(50) \text{ \AA}$

j_{B_0} ist der Strom durch die B_0 -Spulen

eine Eichabweichung¹¹ des Netzteils für die ΔB -Spulen von $0,220(21) \mu\text{T m}$. Die Differenz zwischen diesem Wert und dem auf analoge Weise aus dem *spin-down*-Datensatz ermittelten Wert ist ein Maß für die Stärke des remanenten Magnetfeldintegrals und beträgt $0,334(33) \mu\text{T m}$. Die lineare Verschiebung des Nullpunktes mit steigenden B_0 -Strömen kann durch zwei leicht unterschiedliche B_0 -Spulen verursacht werden. Ein Vergleich der hier ermittelten Steigung mit derjenigen der Maschinenfunktion zeigt, dass diese im Bereich ihres Fehlers identisch sind. Daraus folgt, dass die Ursache der Verschiebung auf nicht exakt identisch starke B_0 -Spulen zurückgeht. Die Asymmetrie beträgt absolut $-0,296(15) \mu\text{T m A}^{-1}$ und relativ zur Spulenkonstante C_{B_0}

$$\frac{\Delta C_{B_0}}{C_{B_0}} = -1,012(50) \cdot 10^{-4}. \quad (5.9)$$

Aus Gleichung (2.33) folgt, dass sich c wie folgt zusammensetzt

$$c = \frac{\gamma m C_{\Delta B}}{h} \bar{\lambda}. \quad (5.10)$$

Hierbei sind γ das gyromagnetische Verhältnis von ${}^3\text{He}$, m die ${}^3\text{He}$ -Masse, $C_{\Delta B}$ der Proportionalitätsfaktor zwischen Magnetfeldintegral und Strom, h das Plancksche Wirkungsquantum und $\bar{\lambda}$ die mittlere Wellenlänge. Damit lässt sich im nächsten Schritt die mittlere Wellenlänge des Strahles zu $5,2211(50) \text{ \AA}$ bestimmen. Dieses lässt für die letzte Iteration nur noch einen Parameter, die Polarisation, frei. Die Ergebnisse der einzelnen Parameteranpassungen, sowie ihrer Daten, sind in Abbildung 5.10 und in Tabelle 5.3 gezeigt. In Abbildung 5.11 ist eine typische Spinechokurve mit Anpassung nach der letzten Iteration gezeigt.

Nachdem die Gesamtspinechokurven angepasst worden sind, folgt nun die Schilderung für die flugzeitgewichtete Anpassung. Die Reduktion der angepassten Parameter wurde für die flugzeitgewichteten Anpassungen aufgrund des, pro Iteration 201fach höheren Rechenaufwandes, nur für die Parameter m und o durchgeführt, die beide identisch Null gesetzt wurden. In Abbildung 5.12 lassen sich die gleichen Trends wie in den Gesamtanpassungen in Abbildung 5.10 feststellen. Die Polarisation wurde dann mit der relativen Häufigkeit der Wellenlänge in dem ausgewählten

¹¹Die Abweichung liegt an unterschiedlichen Umgebungsbedingungen, insbesondere der Temperatur, die bei der Eichung der Stromversorgungen der Spulen, vorlagen.

5.2. Experimentelle Untersuchungen zur kontaktlosen Reibung

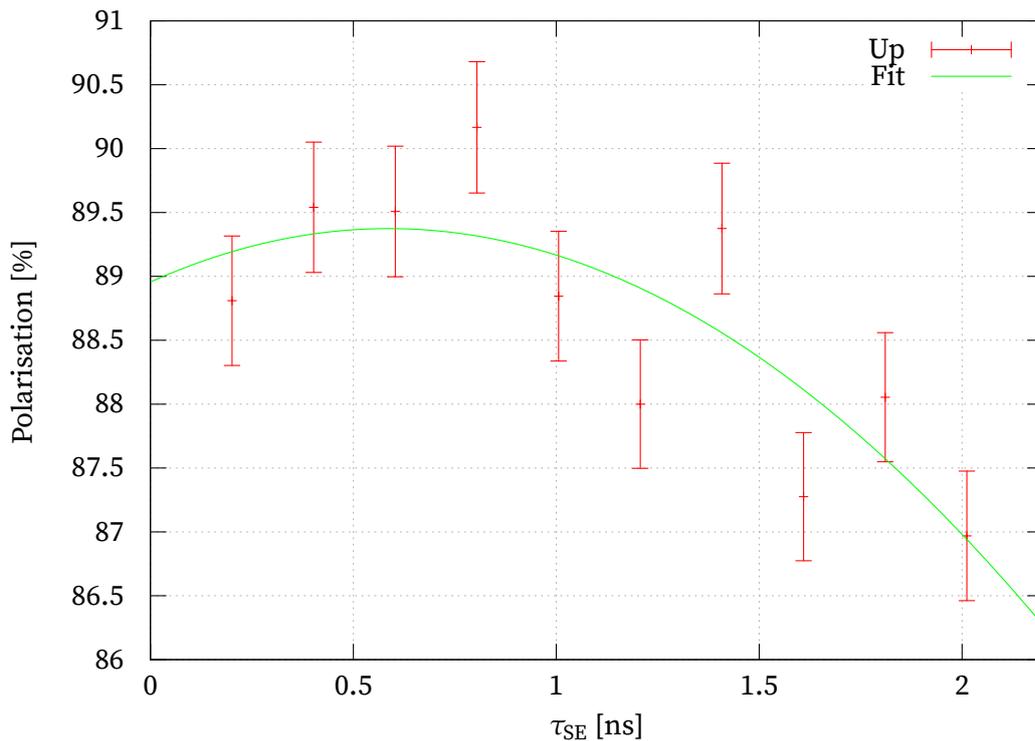


Abbildung 5.13.: Polarisation des Strahles für den Vorbeiflug an einem auf 490 °C geheizten CaF_2 -Einkristall. Gezeigt sind die gewichtet summierten Polarisationen aus den einzelnen Wellenlängenanpassungen. Die Polarisation erreicht trotz Untergrundbereinigung nie 100 %, da diese nur eine untere Schranke für den Untergrund liefert. Es wurde eine verschobene Gaußverteilung mit einem χ^2 von 1,9 angepasst.

Intervall multipliziert und aufaddiert. Dieses vorgehen imitiert das Aufsummieren entlang der Flugzeitachse, was der Projektion der Spinechokurven auf die Magnetfeldintegralachse entspricht (siehe Abbildung 2.2). Das Resultat dessen ist in Abbildung 5.13 zu sehen.

Da sich bei $\tau_{SE} \approx 0,6$ ns ein Maximum zeigt, wurde an diese Datenpunkte analog zur Maschinenfunktion eine Gaußverteilung mit verschobenem Nullpunkt angepasst. Das Maximum der Verteilung liegt bei 0,59(26) ns und liegt damit 2.25σ von Null entfernt. Dieses ist ein Indiz dafür, dass ein kleiner Energieverlust gemessen wurde. Das kann daher rühren, dass ein Teil des Strahles mit der Probe wechselgewirkt hat, sodass die Polarisation des Strahles erst nach Kompensierung des, durch die Probe hervorgerufenen Energieverlustes durch das Spinechofeld wieder vollständig rekonstruiert wurde. Dieser Energieverlust könnte durch Reibung verursacht worden sein.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Berechnung des Reibungskoeffizienten Aus der Verschiebung τ ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (2.41) das dafür notwendige Magnetfeldintegral zu

$$\overline{Bl} = \frac{4\pi h^2}{\gamma m^2 \lambda^3} \tau. \quad (5.11)$$

Die abgegebene Energie lässt sich daraus mit Hilfe der Larmorfrequenz ω_L wie folgt bestimmen:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \hbar \omega_L \\ &= \hbar \gamma B \\ &= \hbar \gamma \overline{Bl} \frac{2}{L} \\ &= \frac{4h^3}{L m^2 \lambda^3} \cdot \tau \end{aligned} \quad (5.12)$$

Hierbei ist als Strecke, über die das Magnetfeldintegral \overline{Bl} wirkt, die halbe Flugstrecke L angenommen, da der Energieverlust erst an der Probe stattfindet. Setzt man nun für λ die angepasste mittlere Wellenlänge $\bar{\lambda}$ ein, erhält man für den Energieübertrag 0,26(11) neV. Da die Reibungskraft $F = -\eta v$ längs des Weges s wirkt, gilt für die Energie

$$\begin{aligned} E &= \int F ds = Fs \\ &= -\eta vl \\ &= -\frac{hl}{m\lambda} \eta. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Hierbei wurden als Strecke s längs der die Kraft wirkt, die Probenlänge l eingesetzt. Daraus folgt für den Reibungskoeffizienten

$$\begin{aligned} \eta &= -\frac{Em\lambda}{lh} \\ &= \frac{4h^2}{m\lambda^2 L l} \tau, \end{aligned} \quad (5.14)$$

wobei $E = -\Delta E$ aus Gleichung (5.12) eingesetzt wurde. Mit den bereits oben verwendeten Parametern ergibt sich als Reibungskoeffizient

$$\eta_{\text{exp}} = 0,68(30) \cdot 10^{-29} \text{ kg s}^{-1} \quad (5.15)$$

Dieser Reibungskoeffizient lässt sich mit den theoretisch berechneten [Jen+16] für die Rückwirkungsreibung sowohl für klassische, als auch für Quantenreflexion in Einklang bringen. Da bei der verwendeten Strahlenergie die klassische Reflexion gegenüber der Quantenreflexion stark unterdrückt ist und die Streuung gegenüber dem

freien Strahl nochmals unterdrückt ist, kann man davon ausgehen, dass es sich hierbei um Quantenreflexion handelt. Der in 5.2.2 bestimmte Energiebereich für die Quantenreflexion lässt sich jedoch nicht in Einklang mit dem aus dem Reibungskoeffizienten ermittelten bringen. Nichtsdestotrotz zeigt dieses, dass die verwendete Messmethode SEToF sensitiv genug ist, mögliche, kontaktlose Reibung nachzuweisen. Damit ist diese Messmethode der herkömmlichen ABSE-Methode überlegen. Die gewonnenen Ergebnisse geben einen starken Hinweis auf die Rückwirkungsreibung. Allerdings muss für einen endgültigen Nachweis sowohl die Statistik, als auch die Systematik verbessert werden. Zum einen muss mit einer höheren Strahlintensität (siehe Abschnitt A.10) oder einer längeren Messzeit gemessen werden, um die statistischen Fehler der Messung zu minimieren. Zum anderen muss die Systematik durch eine genauere Bestimmung der Maschinenfunktion verbessert werden. Eine besser Oberflächenqualität würde die Reflektivität erhöhen und damit zu einer besseren Statistik führen. Hierzu müsste man allerdings eine CaF₂-Probe eines anderen Herstellers suchen.

5.2.5. Klassische Reflexion

Der, nach Abbildung 5.5, dritte Weg der Interaktion mit der Probe ist die klassische Streuung (CR). Zur Untersuchung der klassischen Streuung ist, nach Tabelle 5.2, die Flugzeitmethode, mit einem bei 77 K expandiertem ⁴He-Strahl, am geeignetsten.

Die zwei Hauptcharakteristika des Strahles, die Düsentemperatur und der Gasfluss, können variiert werden, um möglichst optimale Bedingungen für die Messung zu schaffen. Da hier die klassische Streuung an der Oberfläche untersucht werden soll, müssen die Expansionsparameter entsprechend gewählt werden. Da die Intensität der Quantenreflexion mit kleiner werdender senkrechter Einfallenergie steigt, muss, wegen des kleinen Einfallswinkels, die Strahlenregie entsprechend erhöht werden. Auf der anderen Seite ist es erstrebenswert die Interaktionszeit der Atome mit der Oberfläche möglichst zu verlängern, um die Abbremsung durch die Reibung zu maximieren. Daher sollen die Atome möglichst langsam an der Oberfläche vorbeifliegen. Einen guten Kompromiss stellt die Kühlung der Düse, mittels flüssigem Stickstoffs, auf 77 K dar. Es wird erwartet, dass der Effekt der kontaktlosen Reibung sehr klein ist. Da die Reibung $\propto v_{\parallel}$ ist, soll bei möglichst vielen verschiedenen Geschwindigkeiten gemessen werden, das heißt, dass über ein langes Flugzeitintervall hinweg, gemessen wird. Daher wurden die Expansionsparameter¹² der Quelle so eingestellt, dass die resultierende Flugzeitverteilung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung möglichst nahe kommt. Wie bereits oben erwähnt, ist die Konstanz aller experimentellen Parameter bei dieser Messmethode entscheidend für die Sensitivität. Die maximale Dauer einer Messung, unter absolut konstanten Bedingungen (um systematische Fehler klein zu halten), wird, durch die Standzeit des flüssigen Stickstoffs in der Kühlfalle und im Baffle der Quellkammer, auf 12 h begrenzt. Außerdem wurden, um die Ge-

¹²Hier beschränkt es sich auf den eingelassenen Fluss, da die Temperatur, durch den flüssigen Stickstoff, und der Quellkammerdruck, durch die Pumpleistung der Quelle, begrenzt ist. Der eingelassene Fluss beträgt 7 sccm.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Tabelle 5.4.: Übersicht über die wichtigsten Parameter der einzelnen Langzeit-Flugzeitmessungen.

Messung	Label	Probe	Temperatur	Dauer	Bemerkung
1	heiß	✓	530 °C	12 h	
2	kalt1	✓	23 °C	12 h	
3	frei		23 °C	4 h	
4	kalt2	✓	23 °C	12 h	Probe 2 µm tiefer

Genauigkeit der Messung zu gewährleisten, alle Parameter, sowohl die mechanischen, als auch die elektrischen, optimal eingestellt, und anschließend nicht mehr geändert. Die Gesamtdauer dieser Messreihe, in der alle Parameter konstant gehalten wurden, beträgt 60 h.

Unter diesen Rahmenbedingungen wurde der folgende Ablauf der Messungen durchgeführt. Zuerst wurde die Flugzeitverteilung der geheizten Probe aufgenommen. Dazu wurde die Probe über einen Zeitraum von 4 h 35 min von Zimmertemperatur (RT) auf 530 °C aufgeheizt¹³. Es wurde dabei sichergestellt, dass in der Aufwärmphase, und im weiteren Verlauf der Messungen, der Druck nie $1 \cdot 10^{-9}$ mbar überstieg. Anschließend konnte die Probe, bei dieser Temperatur, für 1 h 15 min thermalisieren. Man kann davon ausgehen, dass die Probe im dynamischen Gleichgewicht mit der Probenkammer stand, und sich damit eine konstante Temperatur eingestellt hat. Nach dieser Messung bei 530 °C, wurde die Probe über einen Zeitraum von 12 h abgekühlt. Dann wurde die erste Messung bei Zimmertemperatur (RT) 23 °C durchgeführt. Danach wurde die Probe senkrecht nach oben aus dem Strahl gefahren, um eine Messung definitiv ohne Streuung zu erhalten. Zur Überprüfung der Geometrie wurde die Probe wieder herabgelassen, und eine weitere RT Messung aufgenommen. Jede einzelne, der eben erwähnten Messungen, dauerte 12 h, ausgenommen die Messung am freien Strahl ohne Probe, diese dauerte 4 h. Zur besseren Übersicht sind die wesentlichen Parameter, der einzelnen Messungen, in Tabelle 5.4 dargestellt.

Um die Flugzeitverteilungen miteinander zu vergleichen, und daraus einen Reibungskoeffizienten zu bestimmen, wurde zuerst an alle Datensätze, im Bereich von 0,2 ms bis 2 ms, ein konstanter Untergrund angepasst, und abgezogen. Zudem wurden sie auf das Integral der Verteilung normiert. Die resultierenden Daten sind in Abbildung 5.14 oben dargestellt. Man kann erkennen, dass die Messung, mit der heißen Probe, eine erhöhte Teilchenanzahl hin zu längeren Flugzeiten aufweist. Die Messung ohne Probe, weist im Vergleich zu den anderen, im selben Flugzeitbereich, die wenigsten Teilchen auf. Um jedoch eine eindeutige Aussage treffen zu können, ob sich die Verteilung verändert hat, werden in Abbildung 5.14 unten die Verhältnisse zwischen den heißen und kalten Verteilungen, beziehungsweise zwischen mit, und ohne, Probe dargestellt. Der Bereich, der eine statistisch relevante Abweichung von 1 hat, ist in Abbildung 5.15 vergrößert dargestellt.

Ohne signifikanten Einfluss der Probe, beziehungsweise ihrer Temperatur auf den Strahl, erwartet man für die Teilchenzahlverhältnisse eine Konstante. Im Falle einer

¹³Nahe des Oberflächenschmelzpunktes von CaF₂ [Leh+96]. Mittels Pyrometer gemessen.

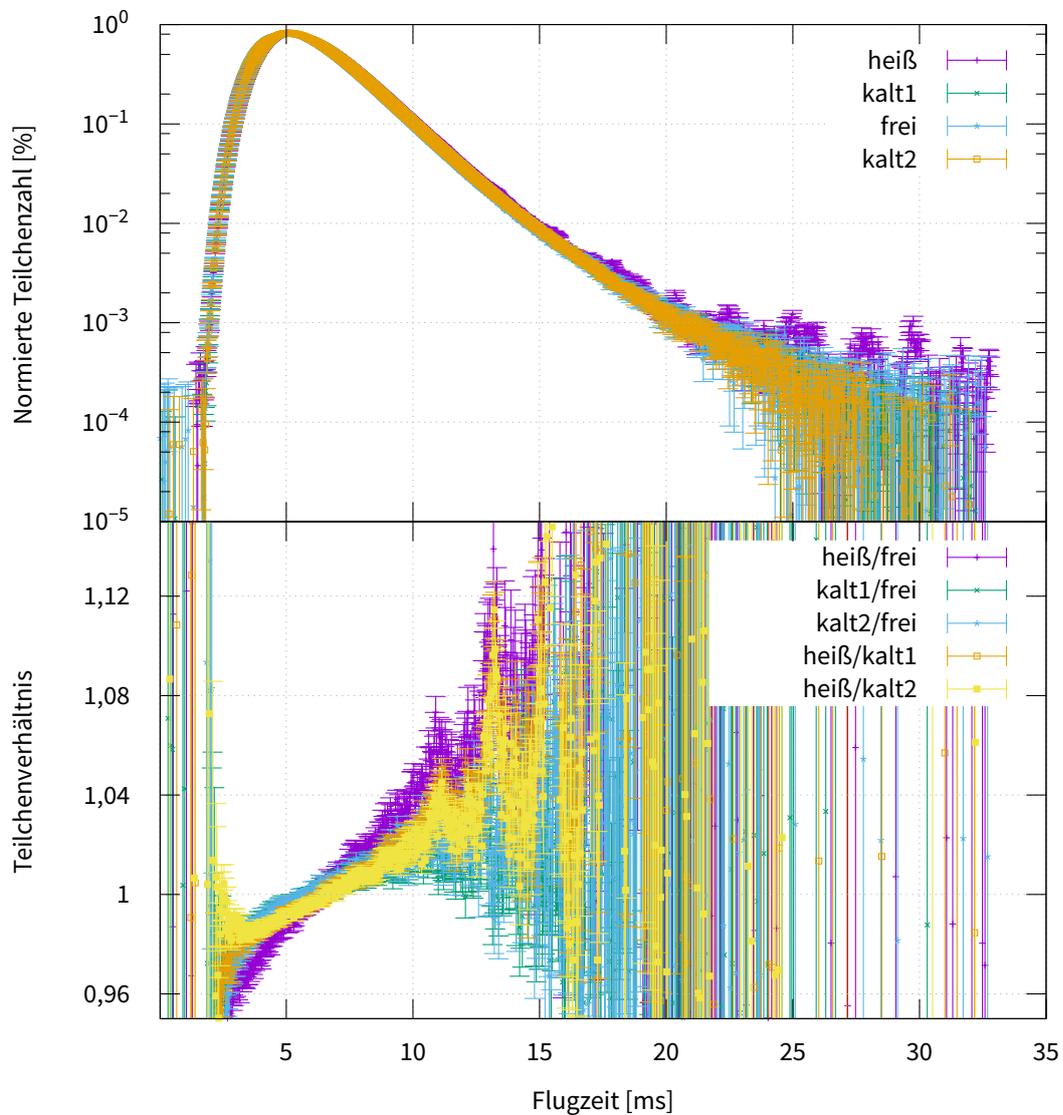


Abbildung 5.14.: Gemessene Flugzeitverteilungen und deren Verhältnisse aus Tabelle 5.4. Im oberen Plot sind die Flugzeitverteilungen untergrundkorrigiert, und auf ihr Integral normiert dargestellt. Im unteren Plot die Verhältnisse der Messungen miteinander. Das ansteigende Rauschen, mit ansteigender Flugzeit, ist durch die geringer werdende Teilchenzahl bedingt, welche die relativen Fehler ansteigen lässt. Die Namen der Datensätze entsprechen denen aus Tabelle 5.4.

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

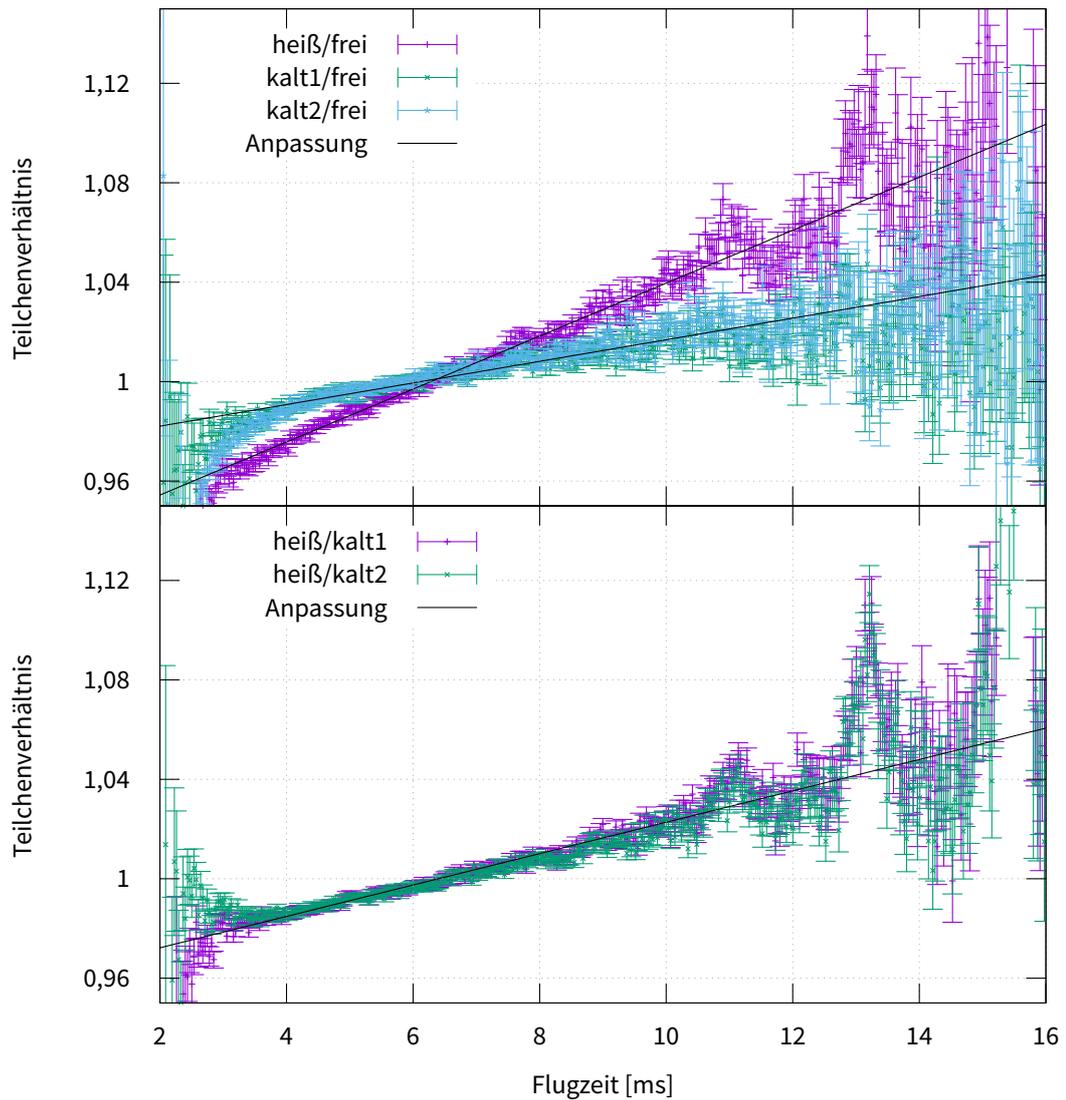


Abbildung 5.15.: Ausschnitt des relevanten Bereichs aus Abbildung 5.14 unten, im Bereich mit statistisch signifikanter Abweichung von 1. Oben sind die Teilchenzahlverhältnisse der Messungen mit Probe zur Messung ohne Probe gezeigt. Man erkennt eine Umverteilung von schnellen, hin zu langsamen Teilchen. Auch ist die Umverteilung für die heiße Probe stärker. Unten ist das Verhältnis der heißen und der kalten Messungen gezeigt. Auch hier zeigt sich eine Zunahme an langsameren Teilchen. Diese Zunahme ist etwa genauso groß, wie die Zunahme allein durch das Einbringen der Probe. Die Verhältnisse mit *kalt1* und *kalt2* sind ununterscheidbar, dieses belegt, dass die Trends echt sind und reproduzieren. Gezeigt werden auch noch die linearen Anpassungen, siehe Tabelle 5.5, an die Datensätze. Sie werden verwendet um den Reibungskoeffizienten zu bestimmen.

Verschiebung der Verteilungen gegeneinander, erwartet man in erster Ordnung eine Gerade. Wie in Abbildung 5.14 unten zu erkennen ist, gibt es, im Bereich 2 ms bis 16 ms, einen statistisch, signifikanten Anstieg der Teilchenanzahl zu längeren Flugzeiten. Vergleicht man die Flugzeitverteilungen mit Probe, in diesem Bereich mit der, ohne Probe (Abbildung 5.15 oben), so sieht man, dass die Anzahl der schnellen Teilchen abnimmt, während die Anzahl der langsamen Teilchen zunimmt. Die Anwesenheit der Probe hat bei RT bereits einen leichten, reproduzierbaren Einfluss auf die Flugzeitverteilung. Weiterhin ist klar zu erkennen, dass die Temperatur der Probe einen signifikanten Einfluss auf die Stärke der Umverteilung hat. Aus der Hierarchie der Trends lässt sich schließen, dass es sich um einen systematischen Effekt der Probe und ihrer Temperatur handelt. Des Weiteren lässt sich aus der Reihenfolge, in der die Messungen erfolgt, sind schließen, dass die Steigung kein Effekt einer allgemein weniger werdenden Teilchenzahl ist, da die Verhältnisse mit *kalt2* die gleichen Trends ergeben, wie die mit *kalt1*.

Vergleicht man nun das heiße Spektrum mit den kalten, so ergibt sich ein ähnliches Bild (Abbildung 5.15 unten). Auch hier werden schnelle Atome langsamer. Da der einzige Unterschied zwischen den Spektren die Temperatur der Probe ist, kann man davon ausgehen, dass der Effekt temperaturbedingt ist.

Die thermische Ausdehnung der Probe¹⁴ von etwa 1 μm kann jedoch als Ursache ausgeschlossen werden, weil sie im Vergleich, zum Strahldurchmesser von $\sim 2\text{ mm}$, zu vernachlässigen ist. Außerdem hat die Geometrie keinen Einfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen, und damit eine kleine thermische Ausdehnung ebenso wenig.

Die Umverteilung der Teilchen in den Flugzeitverteilungen ist also ein nicht trivialer, thermischer Effekt. Daher sollen die Messungen nun, im Rahmen der kontaktlosen Reibung, interpretiert werden. Dazu wird zuerst das Verhältnis der Flugzeitverteilungen R , mit der Verschiebung der Verteilungen zueinander Δt , in Verbindung gebracht, bevor die Verschiebung, im Rahmen der Reibung, berechnet wird, um dann aus den Messungen den Reibungskoeffizienten η zu bestimmen. Um das Verhältnis R zweier gegeneinander verschobener Flugzeitverteilungen $d_t n_1(t)$ und $d_t n_0(t)$

$$R = \frac{d_t n_1(t)}{d_t n_0(t)} \quad (5.16)$$

unter Verwendung folgender Konvention $d_x = \frac{d}{dx}$ zu bestimmen, nutzt man aus, dass beide Verteilungen die gleiche Form haben, und lediglich um Δt gegeneinander verschoben sind. Damit gilt

$$R = \frac{d_t n_0(t + \Delta t)}{d_t n_0(t)} \quad (5.17)$$

unter Nutzung der Kettenregel ergibt sich

$$R = \frac{d_{(t+\Delta t)} n_0(t + \Delta t) d_t(t + \Delta t)}{d_t n_0(t)} \quad (5.18)$$

¹⁴Der Wärmeausdehnungskoeffizient von CaF_2 beträgt $18,87 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bis $20,16 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [Kor15]

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Unter der Näherung, dass sich die Ableitungen der Verteilungen durch die kleine Verschiebung Δt nur gering ändert, gilt $d_{(t+\Delta t)}n_0(t + \Delta t) = d_t n_0(t)$ und es ergibt sich

$$\begin{aligned} R &= d_t(t + \Delta t) \\ &= 1 + d_t \Delta t \end{aligned} \quad (5.19)$$

Zur Bestimmung der Verschiebung, aufgrund der Reibung, wird der Unterschied der Flugzeiten für ein einzelnes Atom bestimmt. Hierbei ist $t_0 = \frac{L}{v_0}$ die Flugzeit des Atoms, das keine Reibung erfährt, und die Flugstrecke L , mit der Geschwindigkeit v_0 , durchfliegt. Für das Atom, welches Reibung erfährt, müssen wir die Flugstrecke in drei Abschnitte teilen. Im Ersten fliegt das Atom mit der konstanten Geschwindigkeit v_0 , im Letzten mit der konstanten Geschwindigkeit v' . Die Flugzeit, während das Atom an der Oberfläche mit der Länge l , reibt ist t' . Damit ergibt sich für die Flugzeit

$$\begin{aligned} t_F &= \frac{L-l}{2} \frac{1}{v_0} + t' + \frac{L-l}{2} \frac{1}{v'} \\ &= \frac{L-l}{2} \left(\frac{1}{v_0} + \frac{1}{v'} \right) + t' \end{aligned} \quad (5.20)$$

Nähert man t' aufgrund der Kürze der Strecke l und der Kleinheit der Abbremsung mit $\frac{l}{2} \left(\frac{1}{v_0} + \frac{1}{v'} \right)$, so ergibt sich

$$t_F = \frac{L}{2} \left(\frac{1}{v_0} + \frac{1}{v'} \right) \quad (5.21)$$

v' kann man aus der Trajektorie¹⁵

$$x(t) = \frac{mv_0}{\eta} \left(1 - e^{-\frac{\eta}{m}t} \right) \quad (5.22)$$

des Atoms, welches Reibung erfährt, bestimmen. Hierbei ist m die Masse des Atoms und η der Reibungskoeffizient. Nimmt man an, dass die Reibung über die Länge l der Probe wirkt, so kann man die Wirkzeit

$$t' = -\frac{m}{\eta} \ln \left(1 - \frac{l\eta}{mv_0} \right) \quad (5.23)$$

berechnen. Daraus ergibt sich

$$v' = \dot{x}(t') = v_0 \left(1 - \frac{l\eta}{mv_0} \right) \quad (5.24)$$

¹⁵Man erhält diese durch lösen der Bewegungsgleichung $m\ddot{x} = -\eta\dot{x}$.

Für die Flugzeitverschiebung ergibt sich jetzt

$$\begin{aligned}
 \Delta t_F &= t_F - t_0 \\
 &= \frac{L}{2} \left(\frac{1}{v_0} + \frac{1}{v'} \right) - \frac{L}{v_0} \\
 &= \frac{L}{2v_0} \left(\frac{1}{1 - \frac{l\eta}{mv_0}} - 1 \right) \\
 &= \frac{t_0}{2} \left(\frac{1}{1 - \frac{l\eta}{Lm} t_0} - 1 \right)
 \end{aligned} \tag{5.25}$$

Damit ergibt sich als Flugzeitdifferenz zwischen einem Atom, das an einer heißen (Index h), und einer kalten (Index c) Probe vorbeifliegt, folgendes

$$\begin{aligned}
 \Delta t_{hc} &= t_h - t_c \\
 &= \Delta t_{Fh} - \Delta t_{Fc} \\
 &= \frac{l\Delta\eta}{2Lm} t_0^2 \left(\frac{1}{1 - \frac{t_0 l}{Lm} (\eta_h + \eta_c) + \frac{t_0^2 l^2}{L^2 m^2} \eta_h \eta_c} \right) \\
 &\approx \frac{l\Delta\eta}{2Lm} t_0^2.
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

Hierbei gilt $\Delta\eta = \eta_h - \eta_c$. Setzt man in Gleichung (5.19) die Flugzeit ohne Probe t_0 , und die Verschiebungen aus Gleichung (5.25), und Gleichung (5.26) ein, so erhält man

$$\begin{aligned}
 R_F &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2 \left(\frac{l\eta}{Lm} t_0 - 1 \right)^2} \\
 R_F &\approx 1 + \frac{l\eta}{Lm} t_0 + \mathcal{O}(t_0^2) \quad R_{hc} \approx 1 + \frac{l\Delta\eta}{Lm} t_0
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

Hierbei entspricht $\frac{l\eta}{Lm}$, beziehungsweise $\frac{l\Delta\eta}{Lm}$, der Steigung s der Verhältnisse aus Abbildung 5.15. Damit ergibt sich für die Änderung des Reibungskoeffizient

$$\Delta\eta = \frac{Lm}{l} s \tag{5.28}$$

Die Steigung s wird durch Anpassung einer Geraden an die Verhältnisse aus Abbildung 5.15, im Bereich 3 ms bis 14 ms, bestimmt. Dabei werden die Verhältnisse der *kalt2* Messung nicht berücksichtigt, obwohl sie die Trends qualitativ und quantitativ reproduzieren, da sie an einer geringfügig anderen Stelle der Probe aufgenommen wurden. Die Steigungen, so wie die daraus berechneten Reibungskoeffizienten, und die theoretisch erwarteten, sind in Tabelle 5.5 zusammengestellt.

Die aus den Daten gewonnenen Reibungskoeffizienten sind, im Vergleich mit den theoretisch erwarteten Reibungskoeffizienten, durch die Rückwirkung η_{RW} , im Bereich der Fehler identisch. Dieses zeigt, dass die Rückwirkungsreibung auf das Atom

5. Kontaktlose Reibung – Bremsen eines Atoms durch Heizen

Tabelle 5.5.: Ermittelte Steigungen der Verhältnisse der Flugzeitverteilungen (siehe Abbildung 5.15), und daraus berechnete Reibungskoeffizienten.

	$s [s^{-1}]$	$\eta_{\text{exp}} [10^{-23} \text{ kg s}^{-1}]$	$\eta_{RW} [10^{-23} \text{ kg s}^{-1}]$
$T_{\text{exp}} = 296,2 \text{ K}$	4,345(90)	0,514(10)	0,42(13)
$T_{\text{exp}} = 803,1 \text{ K}$	10,655(89)	1,260(10)	1,47(44)
$\Delta T_{\text{exp}} = 506,9 \text{ K}$	6,314(85)	0,747(10)	1,05(46)

Die Werte für η_{RW} wurden für einen Abstand von $6(1) \text{ \AA}$ und Temperaturen von 300 K und 800 K nach [Jen+15] mit dem Fehler von [Jen15] berechnet.

selbst, eine entscheidende Rolle spielt. Die Reibungskoeffizienten für eine reine Dipolreibung, ohne Rückwirkung η_{DR} , sind zehn Größenordnungen kleiner. Daher stellt dieses eine Bestätigung der Rückwirkungsreibung dar, nicht nur in der Größe, sondern auch im Trend der Temperaturabhängigkeit.

Die verwendete Messmethode weist einen leichten systematischen Nachteil auf: Der Vergleich von Spektren unterschiedlicher Messungen. Dieses Verfahren stellt damit extrem hohe Ansprüche an die zeitliche Konstanz aller, das Experiment beeinflussenden, Parameter. So müssen die Expansionsparameter, Düsentemperatur und Gasfluss, die Chopperfrequenz, so wie Detektoreinstellungen, Spannungen und Ströme, über einen Zeitraum von 40 h Messzeit konstant gehalten werden. Dieses ist besonders schwierig, da der Aufbau nicht auf herkömmliche Heliumstreuung, sondern auf Spinechomessungen optimiert ist, wobei die wesentliche Messgröße, die Strahlpolarisation, in erster Näherung unabhängig von der Strahlintensität oder der Geschwindigkeit ist.

5.2.6. Zusammenfassung

Die Untersuchungen zu den kontaktlosen Reibungseffekten zeigten, dass die Schwarzkörperreibung unterhalb der Nachweisgrenze des Aufbaus liegt. Ebenso konnte gezeigt werden, dass eine oberflächenvermittelte Reibung ohne Streuung (Überflug) für das System CaF_2 , und Helium im Grundzustand, bei einem Abstand von mehr als $300 \mu\text{m}$, knapp jenseits der Grenze des messbaren liegt. Ein temperaturbedingter Reibungseffekt, bei klassischer Streuung von ^4He , an einer CaF_2 -Oberfläche, konnte nachgewiesen werden. Dieser Reibungseffekt entspricht im Temperaturverhalten und in der Größenordnung der Rückwirkungsreibung, wie sie in [Jen+15] vorhergesagt wird. Die Hinweise aus den Quantenreflexions-Messungen scheinen diesen Effekt zu bestätigen. Insbesondere ist hier hervorzuheben, dass die Rückwirkungsreibung ein Effekt zweiter Ordnung ist, größer als der Effekt erster Ordnung Effekt, die Dipolreibung, ist. Ohne diesen wäre es nicht möglich, die Ergebnisse der Flugzeitmessungen zu erklären und einen konsistenten Zusammenhang zur Quantenreflexionsmessung herzustellen.

Um die Rückwirkungsreibung weiter zu bestätigen, sollte eine systematische Untersuchung des Abstandsverhaltens durch Streuung bei anderen Winkeln erfolgen. Dieses war hier aufgrund der noch nicht atomarglatt präparierten Probe nicht mög-

5.2. Experimentelle Untersuchungen zur kontaktlosen Reibung

lich. Außerdem sollte die Systematik in der sensitiveren SEToF-Messung, durch Messungen bei weiteren Temperaturen, verbessert werden. Die aus den Flugzeitmessungen gewonnenen Reibungskoeffizienten können dazu dienen, die gemachten Näherungen in der Theorie zu überprüfen.

Um die Möglichkeiten der SEToF-Methode vollständig auszureizen, ist die Entwicklung eines Modells zur Bestimmung der Fehler in der Untergrundbereinigung, und ein neues Führungsfeld, das eine Messung von *spin-up*, und *spin-down*, ohne systematischen Polarisationsverlust ermöglicht, nötig.

6. Ausblick & Resümee

Im Anschluss an die in den vorigen Kapiteln geschilderten Messkampagnen wurde der komplette Aufbau zerlegt. Dieses wurde notwendig, da das Physikalische Institut von seinem alten Standort am Philosophenweg zu seinem neuen im Neunheimer Feld umgezogen ist. Bei dieser Gelegenheit, wurden große und kleinere Umbauten und Verbesserungen am Experimentaufbau vorgenommen. Zu den kleineren technischen Neuerungen zählen unter anderem: Erneuerung der Kühlwasserverteilung mit Einbau von Durchflusswächtern; Erneuerung der Pressluftversorgung; Austausch des mineralischen Diffusionspumpenöls gegen ein Silikonöl; Ersatz mehrerer Pumpen, unter anderem die der ^3He -Rückgewinnung; Austausch und Verbesserung der Lagerung der TiMo-Heizung in den Strahlrohren; Neudesign der Strahlgasversorgung, -rückgewinnung und -mischung; die Überholung sämtlicher Kaltkathodendrucksonden und die Neugestaltung der Flaggen. Die größeren, nicht trivialen technischen Änderungen, die die Zuverlässigkeit und Leistungsfähigkeit verbessern werden, sind im Anhang A genauer beschrieben. Im nun folgenden Kapitel werden Voruntersuchungen zur besseren Kontrolle der Strahlpolarisation, der zentralen Messgröße im Atomstrahlspinecho-Experiment, vorgestellt. Dazu wurde vor allem das Führungsfeld durch aufwändige Simulationen optimiert. Im Anschluss wird eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf zukünftige Messungen gegeben.

6.1. Das longitudinale Führungsfeld

Das in Abschnitt 3.3 beschriebene Führungsfeld des Polarisators besteht aus Permanentmagneten. Dadurch hat die μ -Metallabschirmung immer eine gewisse Remanenz. Des Weiteren hat sich bei den Messungen in Abschnitt 5.2.4 gezeigt, dass bedingt durch Remanenzen im Joch des Analysator Führungsfeldes, die gemessene Polarisation in *spin-up*- und *spin-down*-Richtung deutlich differiert. Parallel zu dieser Arbeit wurde in unserer Gruppe am $^4\text{He}^*$ -ABSE-Aufbau zusätzliche Erfahrungen mit unterschiedlichen Führungsfeldkonfigurationen gesammelt. Der $^4\text{He}^*$ -ABSE-Aufbau arbeitet mit metastabilem ^4He , welches aufgrund seines zum Bohrmagneton proportionalen magnetischen Moments sehr viel empfindlicher ist als das zum Kernmagneton proportionale magnetische Moment des ^3He . Beim $^4\text{He}^*$ -ABSE wurde festgestellt, dass die erreichbare Polarisierungseffizienz höher ist, wenn das Führungsfeld aus zwei Komponenten besteht [Aug16]. Aus diesen Gründen wurde beschlossen das Führungsfeld auch für den ^3He -ABSE-Aufbau zu überarbeiten und zu verbessern. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im Folgenden vorgestellt.

Die in [Aug16] beschriebene, verbesserte Führungsfeldkonfiguration (siehe Abbil-

dung 6.2) wird hier als Ausgangspunkt für ein neues Design gewählt. Die beiden Komponenten aus denen es besteht, haben folgende Funktion: Die erste longitudinale Komponente, die direkt auf den Polarisator folgt, soll die Spins mit einem Magnetfeld parallel zum Strahl, aus den Polarisator herausführen. Die zweite, transversale Komponente soll die Spins anschließend in die finale Polarisationsrichtung parallel zur x -Achse überführen. In dieser Konfiguration gibt es drei Feldübergänge: Der erste zwischen Quadrupol und longitudinalem Feld, der zweite zwischen longitudinalem und transversalem Feld und der dritte zwischen transversalem und dem Feld der ersten Spinechospule. Die ersten beiden Übergänge müssen adiabatisch, also so langsam erfolgen, dass der Spin der Richtungsänderung folgen kann. Der Übergang zum Spinechofeld muss abrupt, möglichst nichtadiabatisch, erfolgen, sodass die Spins der Änderung der Feldrichtung nicht mehr folgen können, und eine Aufspaltung der Zustände im neuen Feld in z -Richtung stattfindet. Um die Qualität der Übergänge bewerten zu können, definiert man den *Adiabatizitätsparameter*

$$\Gamma = \frac{\omega_L}{\omega_{\text{Feld}}} \quad (6.1)$$

mit ω_{Feld} der Rotationsfrequenz des Vektors des gesamten Magnetfeldes entlang der Bewegungsrichtung des Strahles und ω_L die Larmorfrequenz der Atome in diesem Feld. Vereinfacht gesagt, beschreibt diese Größe das Verhältnis der Anpassungsfähigkeit der Spins zur Feldrichtungsänderung beim Durchflug. Aus dem adiabatischen Theorem der Quantenmechanik folgt, dass $\Gamma \ll 1$ sein muss, damit der Spin der Feldrichtungsänderung nicht mehr folgen kann und der Feldübergang damit nichtadiabatisch ist.

Die Rotationsfrequenz des Feldes berechnet sich, nach Transformation des kartesischen Feldvektors in Kugelkoordinaten wie folgt [Rou07]:

$$\omega_{\text{Feld}} = v \sqrt{\left(\frac{dB_\theta(z)}{dz}\right)^2 + \left(\sin(B_\theta(z)) \frac{dB_\phi(z)}{dz}\right)^2}. \quad (6.2)$$

Hierbei sind $B_\theta(z)$ und $B_\phi(z)$ die Magnetfeldvektorkomponenten in Kugelkoordinaten am Ort z und v die Fluggeschwindigkeit der Atome entlang der z -Achse. Zur Bewertung wurde der Adiabatizitätsparameter für verschiedene, simulierte Feldkonfigurationen berechnet.

Es wurden circa 30 verschiedenen Spulen- und Feldkonfigurationen mit Hilfe der Finiteelementemethode¹ in *CST Studio 2013* simuliert. Der Feldverlauf wurde sowohl entlang der Symmetrieachse, sowie entlang einer 2 mm parallel dazu verschobenen Achse berechnet. Dabei wurden folgende Elemente in jeder Simulation berücksichtigt:

- Die real eingebaute Spinechospule wie sie in [Kre97] beschrieben ist.

¹Simulationen wurden auch nach der Randintegralmethode, in *Radia* durchgeführt. Sie ist in der Berechnung des von Spulen erzeugten Feldes, der Finiteelementemethode an Geschwindigkeit und Genauigkeit überlegen. Bei der Simulation von μ -Metall jedoch ist *Radia* sehr viel langsamer, sodass ein effizientes Arbeiten nur noch mit der Finiteelementemethode *CST Studio* möglich ist.

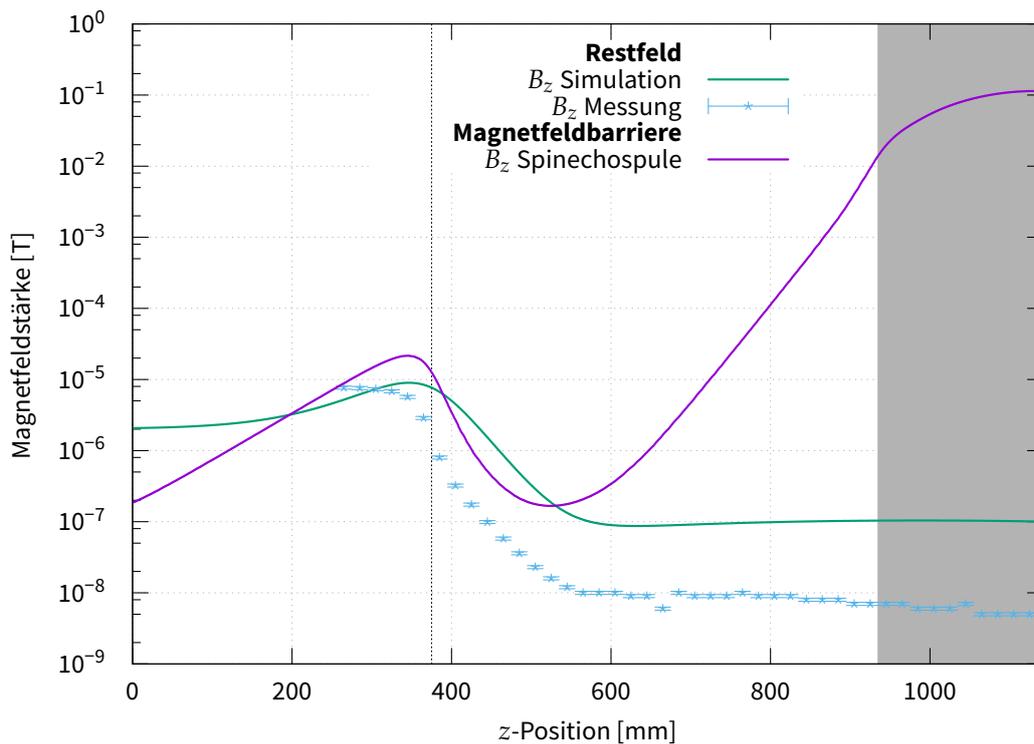


Abbildung 6.1.: Vergleich μ -Metall Abschirmwirkung und Magnetfeldbarriere zwischen Simulation und Messung [Hom15]. In Grau hinterlegt ist die Spinechospule. Die gestrichelte, senkrechte Linie bezeichnet ein Ende der μ -Metallabschirmung. In der Simulation des Restfeldes wurde ausschließlich die μ -Metallabschirmung und das Resterdmagnetfeld simuliert. Für die Magnetfeldbarriere wurden nur die Spinechospule (10 A) und die μ -Metallabschirmung simuliert. Der Anstieg am Anfang der μ -Metallabschirmung ($z = \sim 380$ mm) stellt die Feldbarriere dar. Der Nullpunkt ist beliebig gewählt.

- Eine einlagige² μ -Metall Abschirmung.
- Das Resterdmagnetfeld entlang der Strahlachse, das als Konstante mit $2 \mu\text{T}$ Stärke angesetzt wurde. [Mei13]

Um sicherzustellen, dass das neue Führungsfeld unter allen möglichen Bedingungen optimal funktioniert, wurden folgende *worst case*-Parameter für die Simulation und die Bewertung der Ergebnisse angenommen:

- Die Spinechospule wird mit ihrer maximalen Stromstärke von 10 A simuliert. Das entspricht einem maximalen Spinechofeld von ~ 120 mT.

²Wie in Abbildung 3.7 gezeigt, ist die Abschirmung im Bereich der Spinechospule zweilagig, da bei großen Feldstärken die Abschirmleistung senkrecht zur Strahlachse abnimmt. Da in der Simulation aber keine Erdfeldkomponente senkrecht zur Strahlachse simuliert wird, kann diese vernachlässigt werden.

6. Ausblick & Resümee



Abbildung 6.2.: Maßstabsgetreue Darstellung des simulierten Führungsfeldes. Gezeigt ist die Konfiguration, die am wenigsten Änderungsaufwand bedeutet. Die Longitudinalspule hat einen Durchmesser von 8 cm, eine Länge von 7 cm und besteht aus 5600 Windungen. Die Transversalspule hat eine Länge von 22,5 cm, einen Innendurchmesser von 3 cm und einen Außendurchmesser von 5 cm. Aufgrund der besonderen Bauart hat sie nur auf den Außenflächen Windungen. Die roten Pfeile geben die Feldrichtung an. In Grün ist die μ -Metallabschirmung gezeigt.

- Die Fluggeschwindigkeit der ${}^3\text{He}$ -Atome wurde mit minimal 100 m s^{-1} angenommen. Dieses entspricht einer *De-Broglie*-Wellenlänge von 13 \AA und damit der maximal messbaren Wellenlänge bei einer Expansion mit 1 K Düsentemperatur.
- Als Grenzwert für die Nichtadiabatizität wurde $\Gamma = 0,1$ gewählt.
- Die Feldstärke in transversaler x -Richtung, muss vor Erreichen der nichtadiabatischen Einkopplung in das Spinechofeld die stärkste ($B_x > 10B_z$) Feldkomponente sein.

Die geometrischen Randbedingungen des Vakuumgefäßes und der μ -Metallabschirmung erlauben nur Führungsfeldkonstruktionen, die sich vollständig im Vakuum befinden. Dadurch ist insbesondere das longitudinale Führungsfeld durch den Platz zwischen Ventil und Polarisator beschränkt. Der minimale Durchmesser der Spule von 30 mm ist durch die Kegelblende aus [Abbildung 3.6](#) vorgegeben.

Bevor die einzelnen Führungsfeldkonfigurationen simuliert wurden, wurden zuerst die beiden immer gleichen Feldverläufe simuliert und mit Messungen verglichen. Dabei handelt es sich um den Feldverlauf des Resterdmagnetfeldes in der μ -Metallabschirmung und den Feldverlauf der Spinechospule im μ -Metall. Die beiden Feldverläufe sind in [Abbildung 6.1](#) gezeigt und werden mit der Messung des Resterdmagnetfeldes in der μ -Metallabschirmung verglichen. Aus diesen Feldverläufen lässt sich Folgendes ableiten:

- Die Abschirmwirkung und das Verhalten des μ -Metalls konnte in den Simulationen qualitativ nachvollzogen werden.
- Trotz Verwendung des korrekten μ_r -Profils schirmt das μ -Metall in der Simulation etwa zehnmal schwächer ab als aus der Vermessung des Resterdfeldes in der Abschirmung erwartet. Parallele Simulationen nach der Randwertintegralmethode mit *Radia* [[Hom15](#)] lieferten im Vergleich mit der Messung eine etwa siebenmal schlechtere Abschirmwirkung.

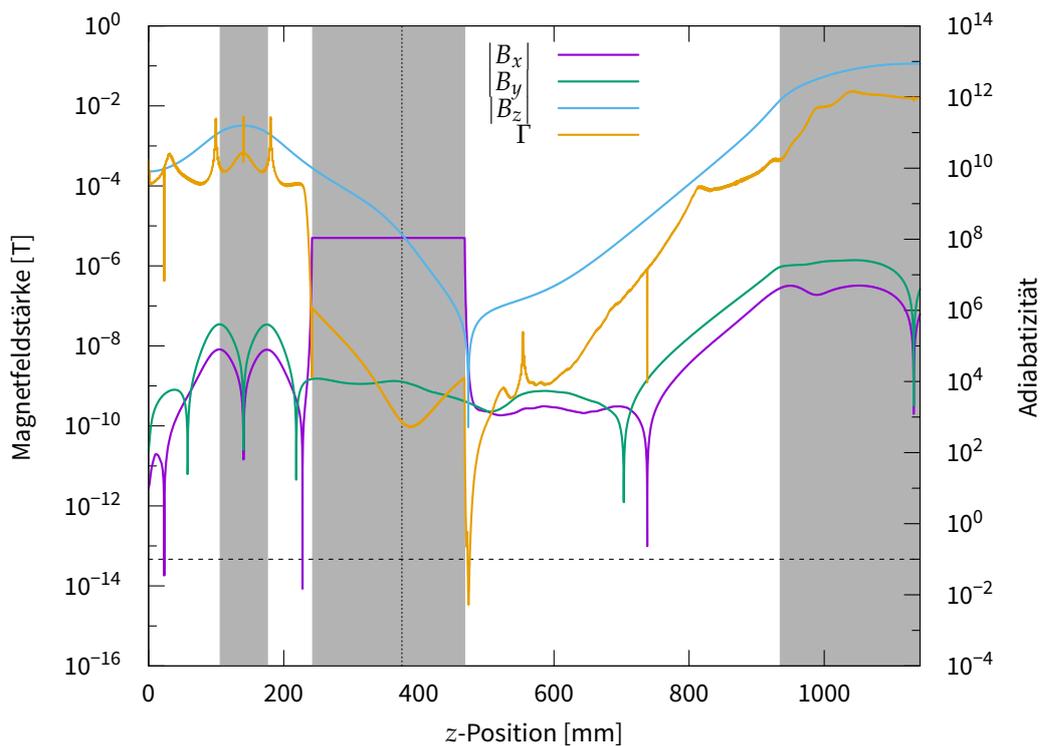


Abbildung 6.3.: Feldverlauf und Adiabazität des finalen Führungsfeld Designs auf der Strahlachse. In Grau hinterlegt sind die Spulen wie sie in Abbildung 6.2 gezeigt. Die gestrichelte, senkrechte Linie bezeichnet das Ende der μ -Metallabschirmung. Die Beulen an dieser Stelle in den B_z - und B_y -Verläufen rühren von der Feldbarriere. Die gestrichelte, horizontale Linie bezeichnet $\Gamma = 0,1$. Die Feldverläufe jenseits der Strahlachse weichen nicht signifikant ab.

- Der magnetische Fluss der Spinechospule, den die μ -Metallabschirmung aufnimmt, tritt am Ende der Abschirmung wieder aus und erzeugt eine Feldbarriere an der Stirnfläche des μ -Metallzylinders (siehe Abbildung 6.1).

Aus diesen Erkenntnissen, die aus Simulationen ohne Führungsfeld erlangt wurden und den Simulationen von verschiedenen Führungsfeldkonfigurationen, lassen sich folgende Anforderungen, die eine neue Führungsfeldkonfiguration erfüllen, soll ableiten:

- Die Diskrepanz zwischen der vermessenen Abschirmwirkung und deren Simulation (siehe Abbildung 6.1) kann nicht allein auf die verwendete Messmethode zurückgeführt werden. Obwohl zur Vermessung eine stark richtungssensitive Förstersonde verwendet wurde. Wenn nämlich die Ausrichtung der Sonde nicht exakt mit der horizontalen Feldrichtung übereinstimmt, wird eine zu kleine Feldstärke gemessen. Da sich aber die Diskrepanz mit zwei vollkommen verschiedenen Simulationsmethoden zeigt, sollte man zumindest nachfolgende Ursachen für die beobachtete Abweichung in der Simulation in Be-

tracht ziehen: Zum einen ein anderes μ_r -Verhalten des realen Materials, als das vom Hersteller ermittelte und verwendete [Hom15]. Zum anderen könnte es sich um einen Effekt einer nicht ausreichend feinen Diskretisierung des Simulationsmodells handeln³. Daher sollte der Eingriff des Resterdfeldes in den μ -Metallabschirmung ohne Führungsfeld als *worst case* verstanden werden und vor der eigentlichen Fertigung eine extrem fein aufgelöste Simulation mit entsprechend langer Laufzeit ausgeführt werden.

- Die Magnetfeldbarriere am Ende der μ -Metallabschirmung beschränkt die Mindestfeldstärke des longitudinalen Führungsfeldes, denn die Feldbarriere ändert ihre Stärke abhängig vom Strom durch die Spinechospule. Damit ändern sich auch die Bedingungen für die Adiabizität abhängig vom Spinechospulenstrom.
- μ -Metallblenden senkrecht zur Strahlrichtung, die den Fluss des longitudinalen Führungsfeldes in die Abschirmung ableiten sollen, stellen aufgrund der Feldbarriere keine signifikante Verbesserung dar.
- In der gegebenen μ -Metallanordnung lassen sich longitudinale Felder (B_z) schlechter abschirmen als transversale Felder. Insbesondere weiteres μ -Metall, welches bei magnetischen Plattenkondensatoren für das Transversalfeld zum Einsatz kommt, leitet den Fluss weiter, sodass die longitudinale Feldstärke bei Eintritt und Austritt aus dieser Komponente des Führungsfeldes gleich ist. Daher sollte auf ein weichmagnetisches Joch für die Konstruktion des Führungsfeldes verzichtet werden.

Auf Basis dieser Erkenntnisse wurde ein finales Design des Führungsfeldes entwickelt. Es wird in Abbildung 6.2 gezeigt. Der zugehörige Feldverlauf und die Adiabizität sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Dabei stellte sich der Verzicht auf ein weichmagnetisches Joch für das transversale Feld als sehr einschränkend heraus. Als Lösung wurde eine sogenannte doppelte-cos θ -Spule [Tom11] gefunden. Sie hat die Form eines Rohres und erzeugt im Innern ein homogenes Feld. Außerhalb der Spule ist das Feld Null. Das Feld aus dem Inneren der Spule fällt entlang der Strahlrichtung rapide ab ($\propto \frac{1}{r^4}$). Dem Design zugrunde liegt die Lösung des skalaren magnetischen Potentials unter den oben genannten Randbedingungen. Die Windungen der Spule folgen dann den Äquipotenziallinien [Cra+09]. Eine solche Spule (siehe Abbildung 6.4), die ein Feld von 400 nT erzeugt, wurde für die Simulation des vorgeschlagenen Designs

³Es mag verwundern, dass in zwei unabhängigen Simulationen die Diskretisierung ein Problem darstellt. Das liegt jedoch daran, dass eine feinere Diskretisierung auch immer eine längere Rechenzeit bedeutet. Um dennoch vernünftig arbeiten zu können, wird versucht eine Abwägung zwischen Rechenzeit und Genauigkeit zu treffen. So wurde zum Beispiel bei den Finiteelemente-Simulationen ein hexagonales Gitter verwendet, obwohl für Magnetfeldsimulationen ein tetragonales Gitter besser geeignet ist. *CST Studio* unterstützt nur auf dem hexagonalen Gitter eine parallele Berechnung. In *Radia* hingegen muss die Diskretisierung manuell vorgenommen werden. Dieses lässt viel Raum für ein nicht optimales Ergebnis.

verwendet. Diese Spule mechanisch zu fertigen und dabei die Anforderungen an Vakuumtauglichkeit und Pumpbarkeit zu erfüllen, ist jedoch eine echte Herausforderung.

Um die Auswirkungen der Feldbarriere zu vermindern, bietet sich eine Verlängerung der μ -Metallabschirmung bis kurz vor das in Abbildung 3.6 gezeigte Ventil an. Dieses reduziert die Auswirkung der Feldbarriere erheblich und es kann ein nichtadiabatischer Bereich von 1 cm Länge realisiert werden. Jedoch spricht gegen diese Lösung ihre schwierige mechanische Umsetzbarkeit, da im Bereich zwischen jetziger μ -Metallabschirmung und Ventil Anschlüsse für Pumpen und Drucksonden diese Abschirmung durchbrechen würden. Daher wurde zusätzlich eine Verlängerung der Strahlrohre inklusive Abschirmung um 10 cm simuliert. Dieses erzeugt einen nichtadiabatischen Bereich von 5 mm bis 7 mm Länge, da hierbei die longitudinale Feldstärke nicht ganz so stark abgesenkt werden kann wie im vorigen Falle. Verändert man die Länge des Strahlrohres und der Abschirmung nicht, ergibt sich ein Bereich von nur 3 mm Länge in dem der Feldübergang nichtadiabatisch ist.

Die vorgeschlagene Lösung (siehe Abbildung 6.2) funktioniert prinzipiell, allerdings ist sie mechanisch schwer umsetzbar. Es sollten Simulationen mit einer noch feineren Diskretisierung erfolgen, um die Wirkung des μ -Metalls besser zu beschreiben. Insgesamt sollte hierbei aber berücksichtigt werden, dass die *worst case*-Anforderungen sehr anspruchsvoll sind. Sie wurden so gewählt, um in jedem Fall eine zuverlässige Funktion zu gewährleisten. Da das bisherige Führungsfeld [Spi94] in der Praxis nicht schlecht funktioniert hat, kann das hier präsentierte Führungsfeld als sichere Verbesserung von einem bereits gut funktionierenden System verstanden werden. Weitere Untersuchungen und Abwägungen können nicht schaden, bevor eine so zentrale Komponente wie das Führungsfeld tatsächlich ausgetauscht wird.

6.2. Resümee

In der vorliegenden Arbeit wurde zum erstem Mal die flugzeitaufgelöste Atomstrahlspinecho-Methode (SEToF) angewendet. Dabei konnte gezeigt werden, dass diese Methode mindestens gleichwertig zur normalen Spinechomethode ist. Darüber hinaus bietet sie einige eindeutige Vorteile. So konnte gezeigt werden, dass die in [Jes09] eingeführte Methode zur Untergrundbereinigung auch am freien Strahl, ohne filternde

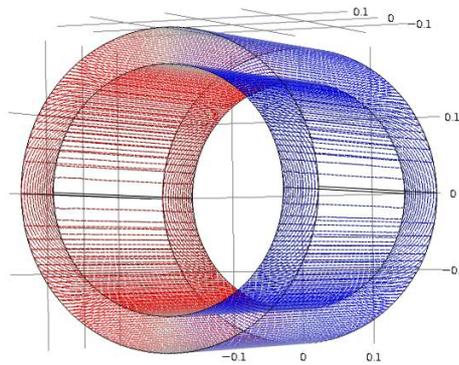


Abbildung 6.4.: Wicklungen der doppelten-cos θ -Spule [Cra13]. Die Wicklungen folgen auf den Stirnflächen den Äquipotentiallinien eines Dipols. An den Kanten der Mantelflächen sind sie gerade verbunden. Durch alle Windungen fließt der gleiche Strom. Die Feldrichtung im Inneren zeigt von links nach rechts.

Perle, funktioniert und eine Polarisation nahe der 100 % ermöglicht.

Mittels der SEToF-Methode konnte erstmals der Nachweis für die Existenz des ^3He - ^4He -Dimers erbracht werden. Wesentlich hierbei ist die Eigenschaft der SEToF-Methode, der gleichzeitigen Messung von Spin und Impuls, ohne die der Nachweis nicht zu führen gewesen wäre. Dieser Nachweis kann weitere Entwicklungen in der Theorie für Dimere mit ^3He Beteiligung fördern. Mit seiner Bindungsenergie von gerade einmal 4 mK handelt es sich beim ^3He - ^4He -Dimer nach [Kil+99] um das wahrscheinlich am schwächsten gebundene Molekül überhaupt.

In einer zweiten, thematisch unabhängigen Studie konnte nachgewiesen werden, dass es eine auf dem fluktuierenden Dipolmoment des Atoms beruhende Reibungskraft zwischen einem Atom und einer Oberfläche gibt. Dabei wurden die Reibungskoeffizienten für eine klassische Streuung bei einem Abstand von circa 6 Å zwischen einem ^4He -Atom und einer $\text{CaF}_2(111)$ -Oberfläche bei zwei unterschiedlichen Temperaturen bestimmt:

	$\eta_{\text{exp}} [10^{-23} \text{ kg s}^{-1}]$	$\eta_{\text{RW}} [10^{-23} \text{ kg s}^{-1}]$
$T_{\text{exp}} = 296,2 \text{ K}$	0,514(10)	0,42(13)
$T_{\text{exp}} = 803,1 \text{ K}$	1,260(10)	1,47(44)
$\Delta T_{\text{exp}} = 506,9 \text{ K}$	0,747(10)	1,05(46)

Dabei konnte nicht nur der experimentelle Nachweis dieser kontaktlosen Reibung erstmals erbracht, sondern auch gezeigt werden, dass die gemessenen Reibungskoeffizienten quantitativ wunderbar in den theoretisch vorhergesagten Bereichen liegen. Zudem bestätigt dieses Experiment das Temperaturverhalten der kontaktlosen Reibung auf jeden Fall qualitativ. Die zur Bestimmung der Reibungskoeffizienten gemachten Flugzeitmessungen sind die besten jemals an diesem Aufbau gemachten. Dafür mussten die Experimentparameter über 60 h stabil gehalten werden.

Mit den bereits vorgenommenen und vorbereiteten Verbesserungen am Experimentaufbau wird die Sensitivität und Leistungsfähigkeit des Spektrometers nochmals wesentlich verbessert. Durch viele technologische Erneuerungen sollten die Strahlqualität und die Langzeitstabilität wesentlich verbessert worden sein. Durch die systematische Entfernung von magnetischen Störquellen und der Optimierung der aktiven und passiven Magnetfeldabschirmung sollte die Polarisation des ^3He -Strahles dauerhaft erhöht worden sein. Die Polarisation, die zentrale Messgröße beim Atomstrahlspinecho, kann mittels der hier präsentierten Umgestaltung des Führungsfeldes in Zukunft noch besser kontrolliert und gesteigert werden. So sind im Rahmen dieser Arbeit die optimalen Bedingungen für weiterführende, grundlegende Experimente bei niedrigen Energien geschaffen worden. Hierzu könnten zum Beispiel gehören: Eine systematische Suche nach der Existenz des Axions. Zudem kann in Zukunft die Bindungsenergie des ^3He - ^4He -Dimers entweder durch Quantenreflexion nach [Zha+11] oder durch Streuung am Gitter nach [Gri+00] bestimmt werden. Dieses wurde bisher nicht gemacht, da das Dimer nicht gezielt gesucht wurde, sondern ein Zufallsfund in einer Kalibrationsmessung ist. Außerdem soll in Zukunft die Stärke der Reibungskraft, so wie deren Abstandsverhalten an einer besser geeigneten Probe genauer untersucht und bestätigt werden. Mit einer Probe, die es erlaubt

sowohl klassische Streuung, als auch Quantenreflexion über einen größeren Winkelbereich zu vermessen, kann eine systematische Untersuchung der Abstandsabhängigkeit der unterschiedlichen Beträge zur kontaktlosen Reibung unternommen werden. Des Weiteren sollen Reibungskoeffizienten bei weiteren Temperaturen bestimmt werden.

A. Weitere Neuerungen

Im Zuge des Umzugs des Experiments vom Philosophenweg ins Neunheimer Feld wurden einige wichtige Änderungen, die mehr technischen Charakter, haben vorgenommen. Diese sollen im Folgenden vorgestellt werden.

A.1. Schwingungsentkopplung

Wie in Abschnitt 5.2.2 gezeigt, ist die Stabilität der Winkelauflösung des Detektors sehr wichtig. Aus Abbildung 5.3 kann man bestimmen, dass eine Winkelauflösung von $0,01^\circ$ am Detektor, einer Verschiebung von $\sim 780 \mu\text{m}$ an der Quelle entspricht. Das heißt, dass eine Blende, die mehr als $\pm 100 \mu\text{m}$ vibriert, einen Abfall der Zählrate im Detektor verursacht. Da allein vom Schrittmotor, der den Detektor verfährt, eine Winkelauflösung von $0,002^\circ$ möglich ist, ist es wichtig, alle Vibrationen des Aufbaus zu vermeiden. Alle Drehschieber und Wälzkolbenpumpen wurden daher mittels einer Tennisballfederung schwingungsentkoppelt. Dieses erfolgte, um das Betriebsgeräusch der Pumpen und die Übertragung von Vibrationen auf den Aufbau zu reduzieren. In zwei Iterationen wurden die Funktionalität und Haltbarkeit optimiert. Die endgültige Konstruktion, siehe Abbildung A.1, besteht aus zwei 10 mm dicken Aluplatten. Diese identisch aufgebauten Aluplatten haben konische Senkungen mit einem maximalen Durchmesser von 46 mm und Löcher zur Befestigung an der Pumpe. In die Senkungen werden zwischen die Platten Tennisbälle, gemäß der Gewichtsverteilung der Pumpe, gelegt. Da die Schwingungsentkopplung durch die Tennisbälle erfolgt, ist die Wahl der Bälle entscheidend für die Wirksamkeit.

Normale Tennisbälle, wie sie in einer ersten Version verwendet wurden, bestehen aus einer dünnen Gummiwand, welche mit Druckluft gefüllt ist. Die Gummihaut übernimmt die Dämpfung, während die Druckluft für die Federkraft verantwortlich ist. Mit der Zeit werden die Bälle jedoch undicht, und verlieren ihre Federkraft. Dieses tritt auch im normalen Spielbetrieb auf. Sogenannte Trainingsbälle haben eine dicke Gummiwand, und Atmosphären Druck im Inneren. Bei ihnen übernimmt die Wand sowohl die Dämpfung, als auch die Federkraft. Dadurch sind die Bälle wesentlich steifer, und dämpfen nicht mehr so gut. Ihre Haltbarkeit ist jedoch deutlich besser. Seit kurzem gibt es eine neue Ballart, die eine ähnlich dünne Gummihaut wie die Druckbälle hat, aber eine Füllung aus 700 Millionen sogenannten *micro cells*. Diese *micro cells* sind kleine, luftgefüllte Kunststoffkügelchen, welche die Federwirkung übernehmen. Diese Bälle haben eine ähnlich gute Dämpfungswirkung wie die Druckbälle, und sollen eine Haltbarkeit wie Trainingsbälle besitzen. Die Dämpfungswirkung konnte im direkten Vergleich aller drei Ballarten überprüft werden. Auch die Halt-

A. Weitere Neuerungen

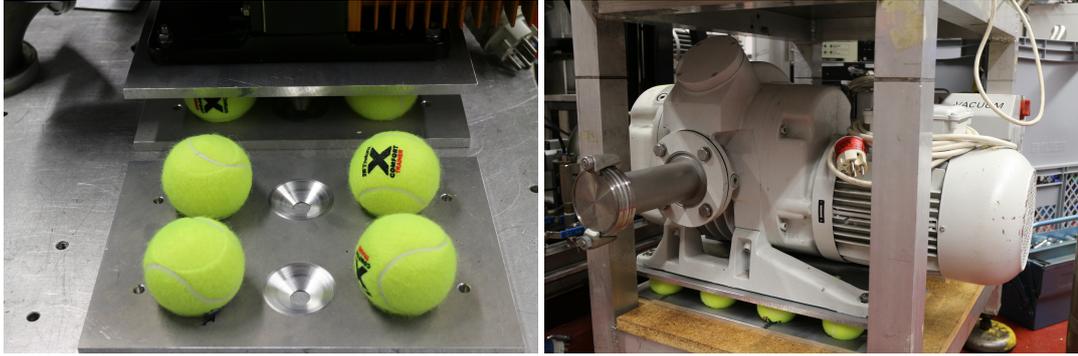


Abbildung A.1.: Schwingungsentkopplung. Basisplatte mit Senkungen und Bällen, links. Es werden mehr Senkungen angebracht, um eine unsymmetrische Gewichtsverteilung der Pumpen ausgleichen zu können. Rechts ist die schwerste Pumpe (135 kg) des Experiments gezeigt, welche auf 11 Bällen gelagert ist.

barkeit scheint, statischen¹ Tests nach, deutlich besser zu sein. Der verwendete Ball ist ein *X Comfort Trainer* von Tretorn. Die verbesserte Version der Schwingungsentkopplung ist in Abbildung A.1 zu sehen.

A.2. Stickstoffversorgung

An verschiedenen Stellen im Aufbau wird flüssiger Stickstoff zur Kühlung und Filtration verwendet. (Kühlfalle Düsenzuleitung, Wärmeschild für den Heliumverdampfungszyostat, Aktivkohlefilter der ³He-Rückgewinnung, Baffle über der Öldiffusionspumpe der Quellkammer) Über die Dauer einer Messkampagne muss eine durchgehende Kühlung gewährleistet werden. Aufgrund der Verdunstung müssen die Reservoirs in regelmäßigen Abständen nachgefüllt werden. Bisher geschieht dieses teilweise manuell in festen Intervallen von 12 h. Da die Reservoirs dann in der Regel fast leer sind, werden durch den nachgefüllten, kochenden Stickstoff Vibrationen im Aufbau ausgelöst. Insbesondere beim Kryostat ist dieses ein Problem, da sich die Vibrationen auf die Düse und den Strahl übertragen. Daher kann während der Auffüll- und Äquilibrationsphase nicht gemessen werden. Neben diesen technischen Gründen gibt es im neuen Institutsgebäude zusätzliche Sicherheitsauflagen, die keine offenen Gefäße für flüssigen Stickstoff mehr zulassen. Um diese Einschränkung zu beseitigen und die Auflagen zu erfüllen, ist die Installation einer automatischen füllstandsabhängigen Stickstoffbefüllungsanlage geplant. Da diese bereits viel früher nachfüllt, werden Vibrationen vermieden. Für die automatische Befüllung müssen die Reservoirs allerdings hermetisch verschließbare Tanks mit Ein- und Auslass sein. Bis jetzt waren die Reservoirs für den Aktivkohlefilter, der ³He-Rückgewinnung, und der Kühlfalle, mit der Gase aus der Flasche getrocknet werden, offene Dewargefäße

¹Sämtliche Vorpumpen stehen, in ausgeschaltetem Zustand, seit dem Umzug auf den neuen Bällen. Eine dauerhafte Verformung der Bälle konnte bisher nicht beobachtet werden.

mit einer losen Abdeckung aus Styropor. Daher wurden neue Reservoirs geplant und gefertigt, siehe Abbildung A.2 und Abbildung A.3. Die neuen Reservoirs sind kleine Edelstahl Kryostaten, welche ein äußeres Isoliervakuum und ein Reservoir für flüssigen Stickstoff haben. Das Isoliervakuum ist über Ventile abpumpbar. Im Stickstoffreservoir des Kryostaten für die Kühlfalle sind zwei unabhängige Rohrleitungsspiralen zur Trocknung zweier unterschiedlicher Gase angeordnet. Im Reservoir des Aktivkohlefilters steckt ein Behälter, welcher mit Aktivkohle gefüllt werden kann. Außerdem befindet sich in ihm eine Kaptonfolie mit Heizmäandern, um frisch eingefüllte Aktivkohle zu reaktivieren². Die einzelnen Komponenten einer automatischen Stickstoffbefüllungsanlage sind damit bereits gefertigt. Die Gesamtinstallation und ihr Test stehen noch aus.

A.3. Gasflussregelung

Bei der Überprüfung der Stabilität des Detektors stellte sich heraus, dass dieser im Strahlbetrieb ein mindestens zweimal höheres relatives Rauschen der Zählrate aufweist, als im Restgasbetrieb. Im Falle eines stabilen Detektors wird erwartet, dass die Zählrate über die Zeit konstant um den Mittelwert \bar{N} schwankt. Die Standardabweichung der resultierenden Verteilung sollte $\sqrt{\bar{N}}$ betragen.

Aufwändige Untersuchungen ergaben, dass die Ursache hierfür in der Strahlerzeugung zu suchen ist. Da der Massenflussregler den größten Einfluss auf die Konstanz des Gasflusses hat, ist es naheliegend, hier die Ursache zu vermuten. Hinzu kommt, dass der eingesetzte Massenflussregler ein Alter von mindestens 20 Jahren hat, wobei der Hersteller die normale Lebensdauer mit 10 Jahren angibt. Als Ersatz wurde ein *SFC5400 UA5L* von Sensirion beschafft. Dieser verwendet zur Messung des Massenflusses die Wärmeleitung. Dieses ist das übliche Verfahren, welches auch beim alten Massenflussregler zum Einsatz kam. Allerdings, wird beim neuen Regler dieses Verfahren mit geringer thermischer Masse implementiert. Dieses verspricht eine schnellere und genauere Regelung des Flusses, und damit hoffentlich einen konstanteren Gasfluss.

A.4. Flaggensteuerung

Die alte relaisbasierte Flaggensteuerung hatte sich in der Praxis als unzuverlässig erwiesen, und sie wurde durch ein H-Brückenmodul für die LogicBox ersetzt. Eine H-Brücke ist eine Schaltung aus vier Transistoren, die es ermöglicht, die Polarität des Eingangssignals umzuschalten. Häufige Anwendung findet sie um die Drehrichtung von DC-Motoren umzuschalten; Daher gibt es eine große Auswahl an integrierten Bausteinen. Auf Basis eines solchen, wurde die Einsteckkarte SU731 von der Elektro-

²Aktivkohle ist hoch porös. Wenn sie mit Luft in Kontakt kommt, nimmt sie das Wasser der Luftfeuchtigkeit auf. Dadurch wird die Filterwirkung gemindert. Um die Filterwirkung wieder herzustellen, wird das Wasser verdampft. Dieser Vorgang nennt sich reaktivieren.

A. Weitere Neuerungen

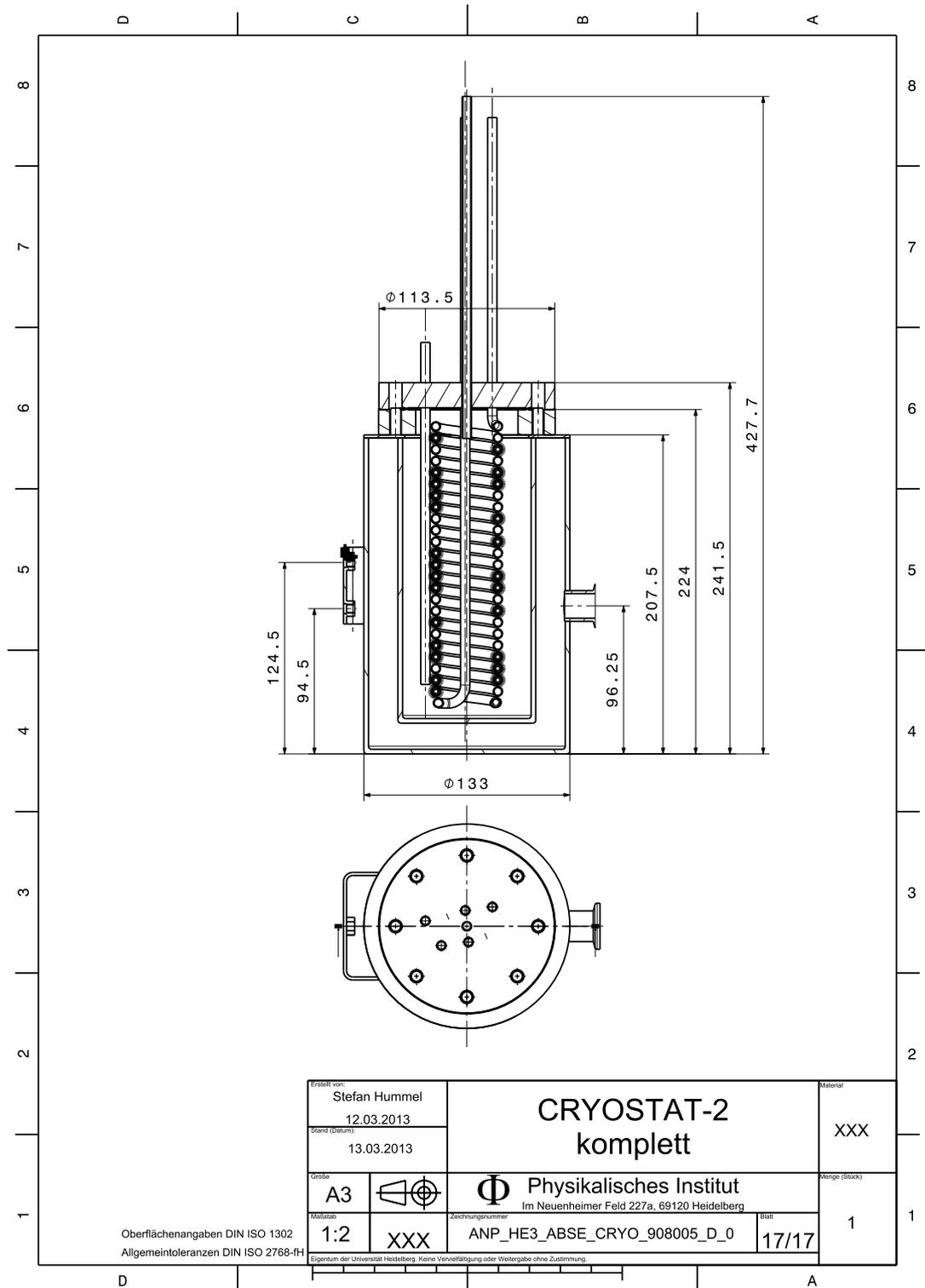


Abbildung A.2.: Konstruktionszeichnung der Kühlfalle zur Gastrocknung.

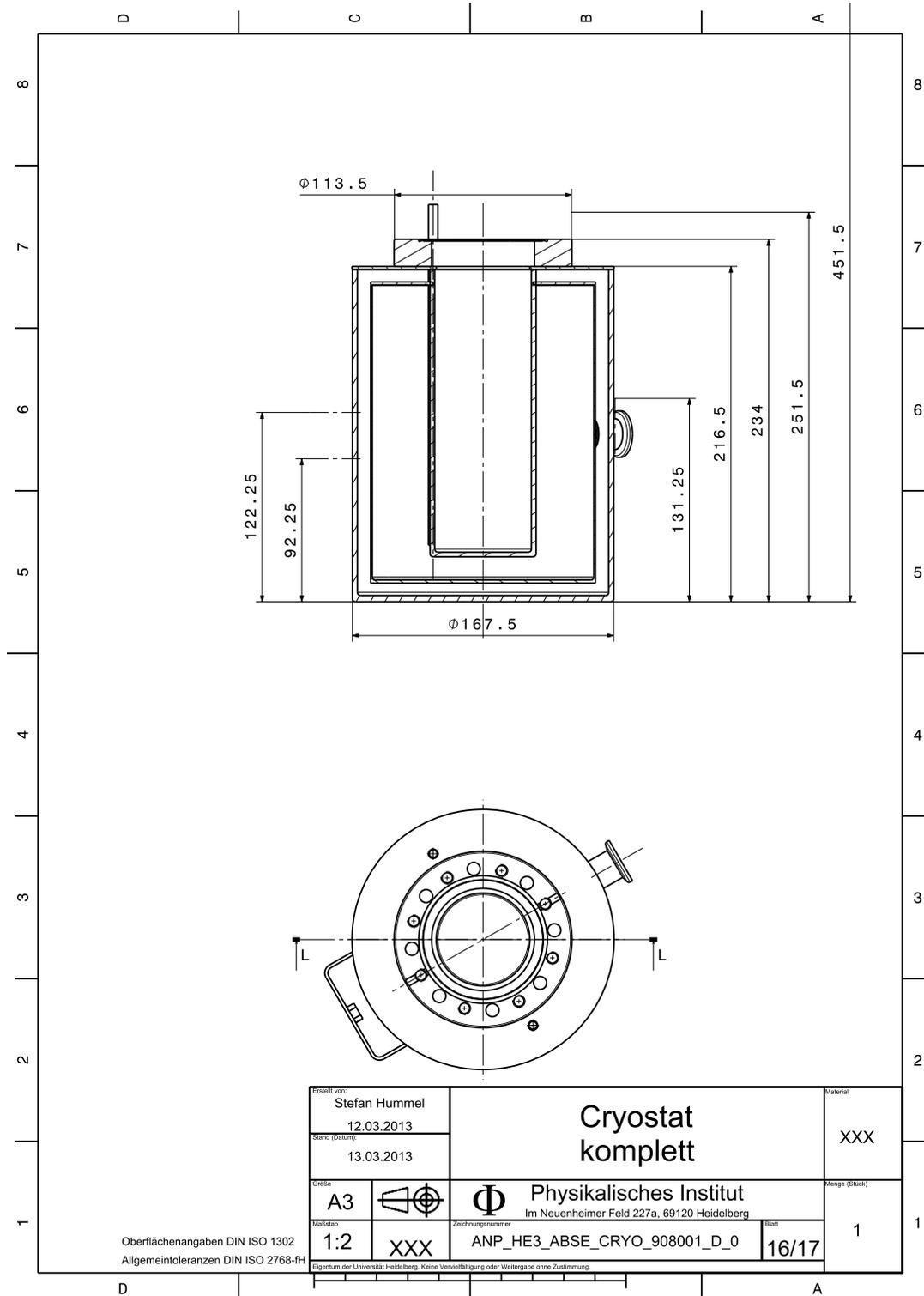


Abbildung A.3.: Konstruktionszeichnung des mit flüssigem Stickstoff gekühlten Aktivkohlefilters.

A. Weitere Neuerungen

nikwerkstatt entwickelt. Der Schaltplan eines Kanals ist in Abbildung A.4 gezeigt. Diese Karte ermöglicht es, vier Signale mit maximal 36 V und 2 A zu schalten. Die Signale können paarweise, extern mit unterschiedlichen Spannungen versorgt werden. Die Karte wird über die LogicBox, einer FPGA-basierten Mess- und Steuerelektronik, direkt aus dem Steuerprogramm angesteuert. Damit ist es möglich, über positive und negative Spannungspulse, die Flaggen zuverlässig in, und aus dem Strahl zu fahren.

A.5. Strahlrohrhalterungen

Die Strahlrohre müssen, zur Streukammer hin mechanisch stabil gelagert werden. Diese Halterungen müssen es ermöglichen, die Strahlrohre in alle drei Raumrichtungen leichtgängig auszurichten. Die bisher verwendeten Lagervorrichtungen waren zum einen nicht stabil genug, zum anderen ließen sie sich nach wiederholtem Einsatz nur schwergängig³ ausrichten. Die neue Konstruktion bietet für die beiden Raumrichtungen, senkrecht zum Strahl, einen Justierbereich von ± 2 cm. Die Justierung erfolgt über Titanfeingewindestangen mit einer Steigung von 1 mm/U, welche an einen Aluminiumrahmen mit Muttern gekontert werden. Dieses hat den Vorteil, dass zwischen den unterschiedlich harten Metallen keine Verformung stattfindet. Entlang der Strahlausbreitungsrichtung ist der Justierbereich ± 1 cm. Die Halterung auf der Detektorseite hat noch einen weiteren Zweck zu erfüllen. Sie soll die Abspannungen, die den Detektorarm halten, verstärken. Die neuen Halterungen sind in Abbildung A.6 und Abbildung A.5 zu sehen. Mit den neuen Halterungen sollte eine stabilere Lagerung, und eine einfachere, und präzisere Ausrichtung des Aufbaus möglich sein.

A.6. Seil & Gegengewicht

Der drehbare Detektorarm wird von einem Flaschenzug mit einem Gegengewicht getragen. Durch den Umzug konnte die gesamte Seillänge auf Beschädigungen und Abnutzungen untersucht werden. Dabei wurden erhebliche Beschädigungen und Verformungen festgestellt, die die Tragfähigkeit des Seils verringerten. Bei diesem Seil handelte es sich um ein einfaches Nylonseil aus dem Segelbedarf. Es wurde durch ein Seil in Kern-Mantel Bauweise ersetzt. Durch die funktionale Trennung von Tragkraft und Schutz ist es damit möglich, durch unterschiedliche Materialien und Knüpfarten, das Seil optimal an den Zweck anzupassen. Außerdem lässt sich eine Beschädigung bei Verwendung unterschiedlicher Farben erkennen, bevor die Tragkraft beeinträchtigt ist. Das verwendete Seil ist ein *LIRIS Regatta 2000* mit einem Durchmesser von 12 mm, es besitzt eine sehr geringe Dehnung von 1,5 % und eine Bruchlast von 7200 daN, was einer Gewichtskraft von etwa 7,5 t entspricht. Als Mantelmaterial kommt ein gefärbtes Spezialpolyester, und als Kernmaterial weißes Dyneema zum Einsatz.

³Das liegt an der Verwendung von Edelstahl-Justierschrauben in einem Aluminiumgewinde. Da Edelstahl wesentlich härter als Aluminium ist, schneidet eine Edelstahlschraube unter Belastung ein neues Gewinde ins Aluminium.

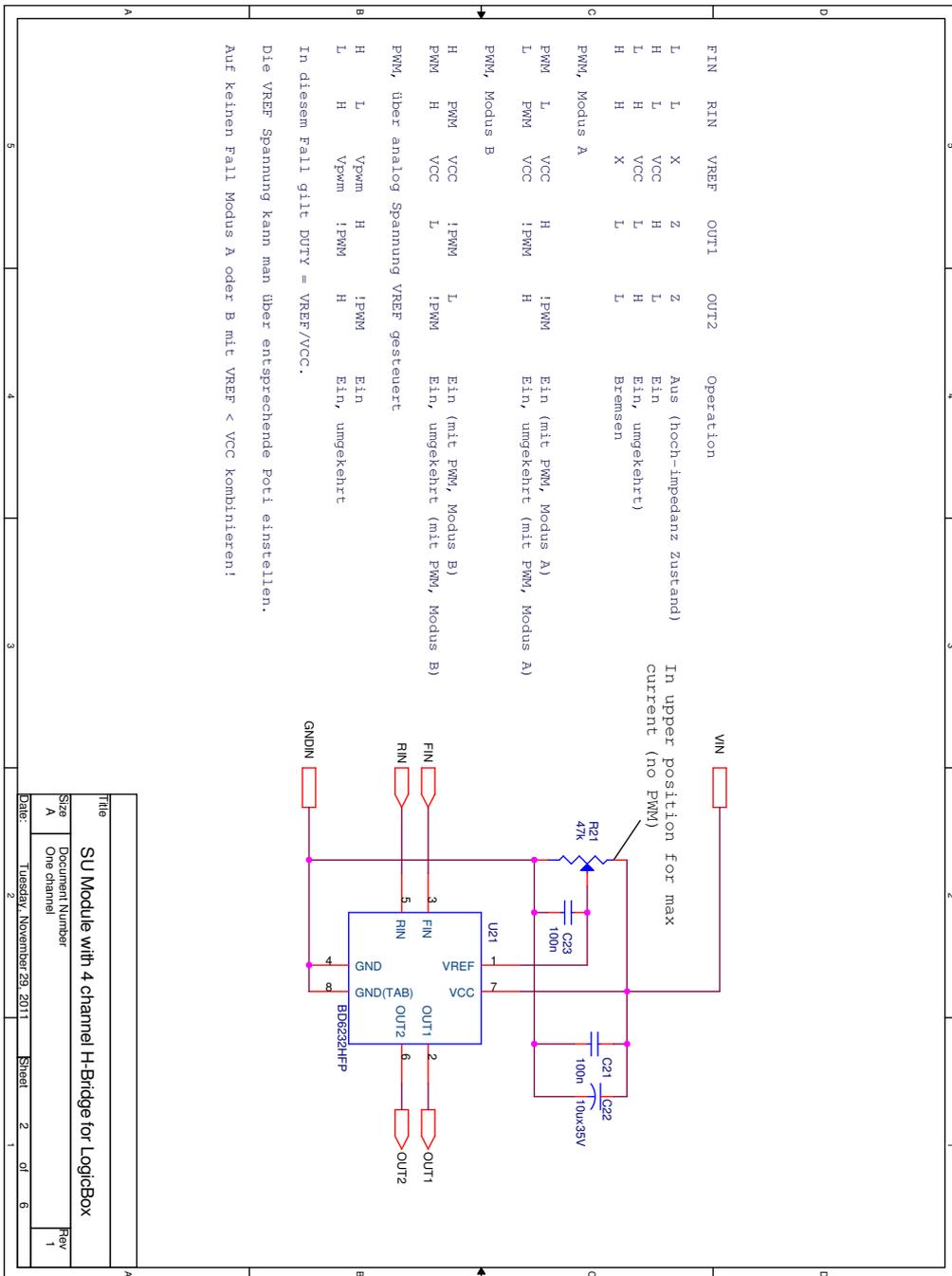


Abbildung A.4.: Schaltplan eines Kanals des H-Brückenmoduls SU731.

A. Weitere Neuerungen

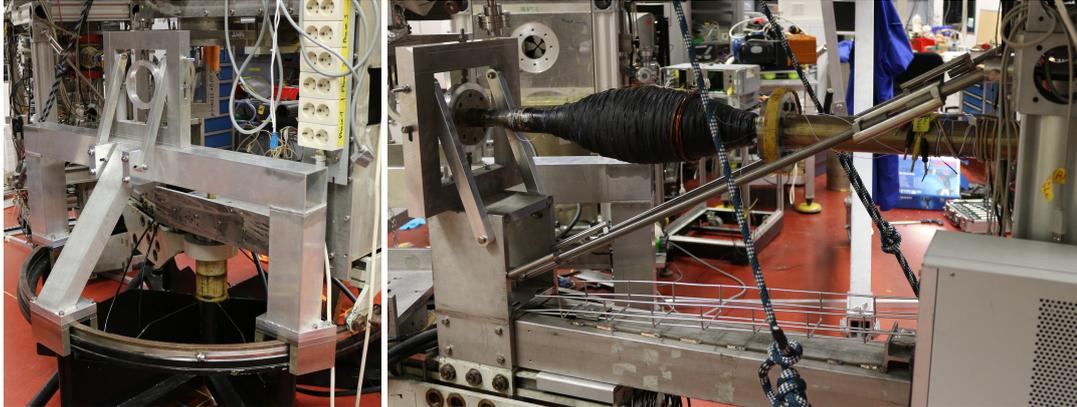


Abbildung A.5.: Strahlrohrhalterung. Links ist die Strahlrohrhalterung des feststehenden Armes gezeigt. Sie besteht aus einer Alubrücke, welche selbst bei 100 kg Belastung eine geringere Durchbiegung als 0,1 mm aufweist, und der justierbaren Strahlrohrhalter. Rechts ist der bewegliche Arm des Aufbaus mit eingebautem Strahlrohr gezeigt. Die Strahlrohrhalterung stabilisiert hier zusätzlich noch die Abspannungen, mit denen die Neigung des Detektors justiert werden kann. In schwarz ist die Spinechospule zu sehen.

Als Gegengewicht zum Detektor wurde bisher ein 70 kg Bleigewicht verwendet. Dieses Gewicht beschwerte nur das Seil, und wirkte nicht als Ausgleichsgewicht. Daher wurde es durch Abspanngewichte, wie sie zur Spannung von Oberleitungen verwendet werden, ersetzt. Die Abspanngewichte bestehen aus Grauguss, die Haltestange aus Aluminium. Zusätzlich wurde das Gesamtgewicht auf 175 kg erhöht, damit es die Funktion eines Ausgleichsgewichts wahrnehmen kann.

A.7. Beseitigung magnetischer Streufelder

Beim Zerlegen des Aufbaus für den Umzug wurden mehrere Quellen von potentiellen magnetischen Streufeldern, innerhalb der Magnetfeldabschirmung, identifiziert und beseitigt. Da die meisten Quellen nicht offensichtlich sind, erfolgt hier eine genauere Beschreibung.

Um in der Streukammer mit den Bälgen einen Druck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar zu erreichen, muss die Streukammer ausgeheizt werden. Dazu wurden, zwischen Magnetfeldabschirmung und Streukammer, Heizelemente verbaut. Zusätzlich dazu, wurde von innen mit einem TiMo-Filament, wie in den Strahlrohren, geheizt und gepumpt. Es hat sich mit der Zeit gezeigt, dass eine Heizung mit dem TiMo-Filament ausreichend ist, und die äußere Heizung unnötig ist. Im Zuge der Zerlegung des Aufbaus wurde die Heizung entfernt. Die Verbindungskabel, zwischen den Heizelementen, bestehen aus Alumel, einer Legierung, welche speziell für Hochtemperatur-Anwendungen gedacht ist. Alumel besteht nicht, wie der Name vermuten lässt, hauptsächlich aus Aluminium, sondern zu 98 % aus Nickel. Da Nickel ferromagnetisch, ist erzeugt es an dieser Stelle Störfelder.

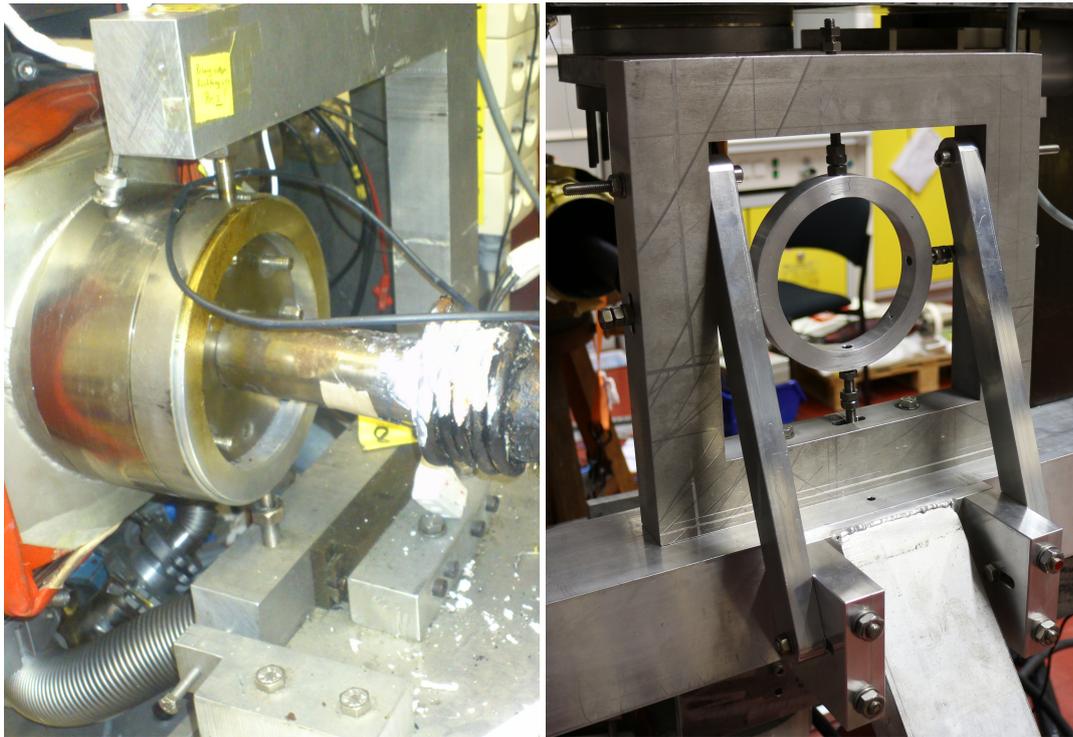


Abbildung A.6.: Vergleich der Strahlrohrjustierungen. Rechts ist die neue und Links die alte Justagehalterung zu sehen. Die Neue kann durch den geschlossenen Rahmen nicht durch Anziehen der Justageschrauben einfach auseinandergedrückt werden. Auch lässt sie sich leichter justieren, da hier keine Edelstahlschraube in ein Aluminiumgewinde geschraubt wird. Die horizontale Verschiebung hängt auch nicht mehr vom Anpressdruck der Fixierschrauben ab. Bei der weißen Paste auf dem Strahlrohr handelt es sich um Thermoleitpaste, diese ist, vermutlich durch Verwendung von Silberoxid, magnetisch. Sie wurde entfernt.

Eine weitere Quelle von Störfeldern stellt die Halterung des TiMo-Filaments dar. Sie bestand beim Einbau ins Vakuum vermutlich aus unmagnetischem Edelstahl. Allerdings, scheinen die Erhitzung und magnetischen Felder des Filaments, das Gefüge in der Stange so verändert zu haben, dass sie nun senkrecht zur Probenoberfläche, in einem Abstand von etwa 5 cm ein, 1 mT starkes permanent magnetisches Feld erzeugt. Diese Halterung wird durch eine aus Titan ersetzt.

Als letzte Quelle für magnetische Streufelder stellt sich das Sichtfenster an der Front der Streukammer heraus. Der Flansch aus unmagnetischem Edelstahl und das Glas erzeugen zwar selber keine Felder, aber das Dichtungsmaterial, mit dem das Glas im Edelstahlflansch befestigt wird. Dieses Material ist in der Regel Kovar, es wird verwendet, da es eine ähnliche Wärmeausdehnung wie Glas hat, und die Spannungen, die dadurch beim Ausheizen auftreten, minimiert. Kovar besteht aus Eisen, Nickel und Cobalt, alle drei Materialien sind bei Raumtemperatur ferromagnetisch. Damit erzeugt die Dichtung ein Störfeld von bis zu $200 \mu\text{T}$. Das Fenster wurde durch eines mit einer Tantaldichtung ersetzt.

A. Weitere Neuerungen

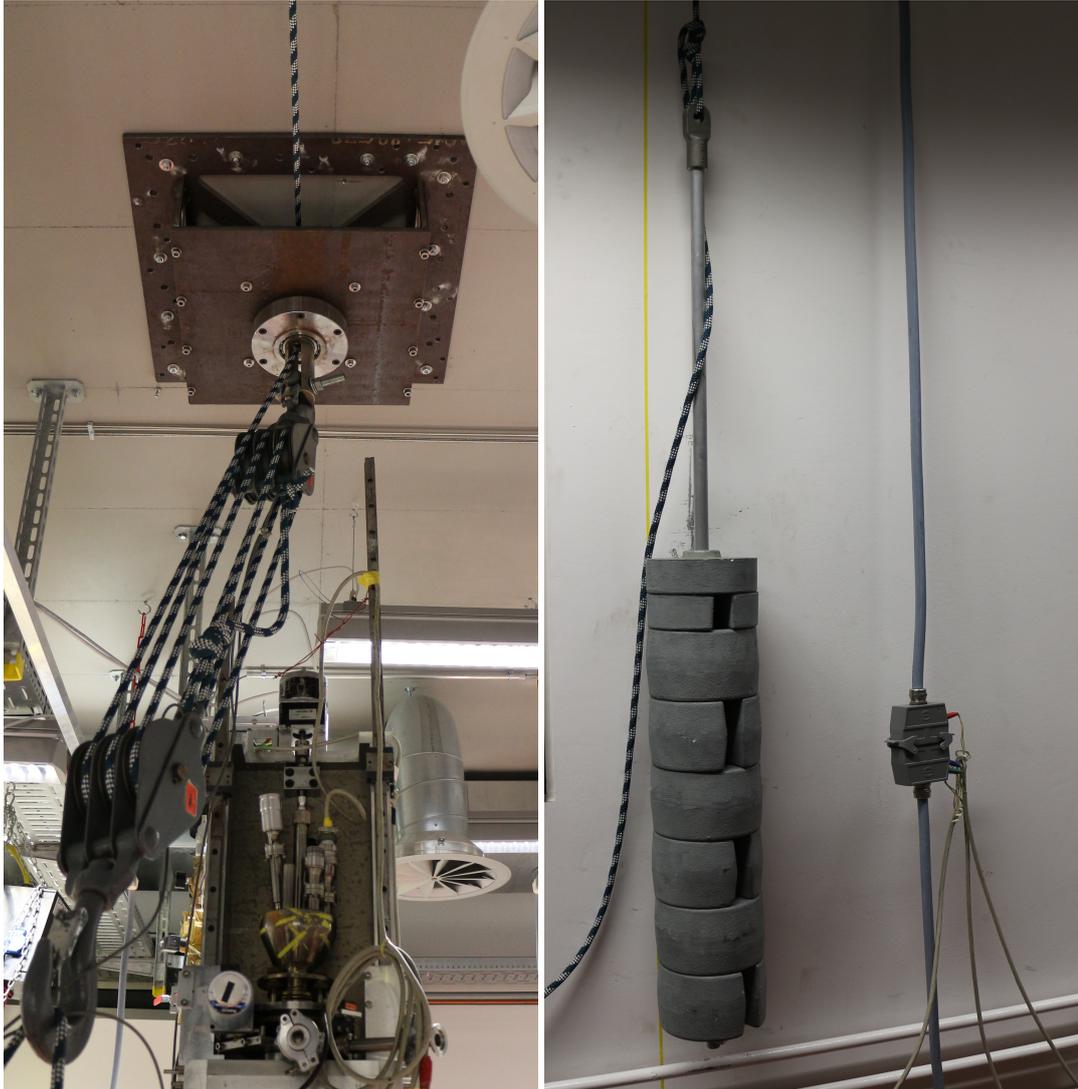


Abbildung A.7.: Detektoraufhängung und Gegengewicht. Links ist die Detektoraufhängung mit Flaschenzug zu sehen. Der Flaschenzug ist deckenseitig an einem Stempel (glänzender Ring), der um die Drehachse des Seils rotierbar ist, aufgehängt. Dazu ist der Stempel mit einem Kegelwälzlager und einem Axialspindellager gelagert, um eine leichtgängige Rotation, auch bei schräger Belastung, zu gewährleisten. Links ist das Gegengewicht, welches das Gewicht des Detektorarmes ausgleicht, zu sehen. Aus dessen Gewicht und dem Flaschenzug lässt sich das Gewicht des Detektorarmes zu 1150 kg abschätzen. Der gelbe Streifen, links daneben, gehört zur Markierung des Laborkoordinatensystems. Rechts daneben ist eine Spule der neuen aktiven Magnetfeldkompensation, welche in [\[Mei13\]](#) beschrieben ist, zu sehen.

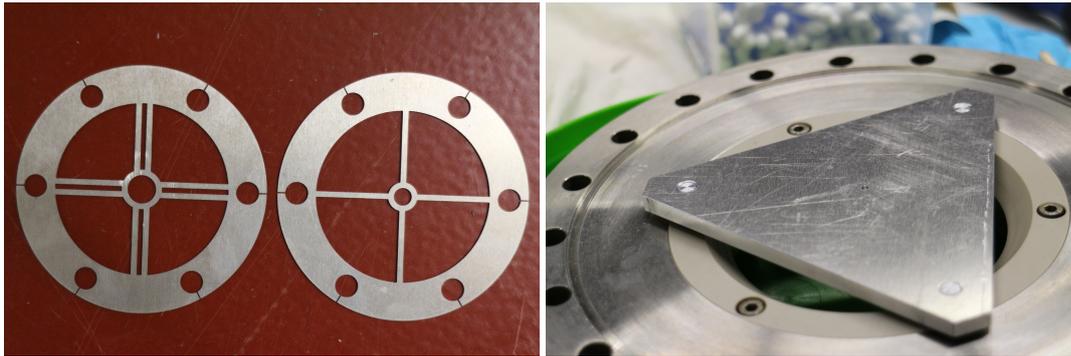


Abbildung A.8.: Fadenkreuze und Achsausrichthilfe. Links sind die Fadenkreuze gezeigt, mit denen die Streukammer am laborfesten Koordinatensystem ausgerichtet wird. Wenn beide übereinander liegen, sind die Schlitze verdeckt, und es ist ein durchgehendes Kreuz zusehen. Durch die kreisförmige Öffnung in der Mitte kann ein Laser scheinen, und damit die Achse sichtbar gemacht, und ausgerichtet werden. Rechts ist der Zentrierling aus beigem PEEK zusehen, an dem die Halterung für das Pendel (dreieckförmige Platte) befestigt ist. Das Loch in der Mitte ist zur Befestigung des Pendels gedacht, und nimmt oben in der breiten Bohrung den Knoten auf. Im unteren Teil ist die Bohrung schmaler und führt das Pendel.

Alle diese Störquellen befinden sich innerhalb der Magnetfeldabschirmung und wirken direkt auf den Strahl. Diese Stelle ist besonders empfindlich, da hier der Übergang zwischen den beiden Spinechfeldern, und die Interaktion mit der Probe statt findet. Dieses erklärt aber, warum die Restfelder im Aufbau eine Größe von etwa 700 nT haben [Jes09].

Die gemachten Verbesserungen konnten nur nach Zerlegen der Streukammer und der magnetischen Abschirmung vorgenommen werden. Daher wurde dieses im Zuge des Umzugs realisiert. Die in Kapitel 5 und 4 beschriebenen Messungen wurden daher noch mit den Störfeldern durchgeführt. Es ist zu erwarten, dass die Reduktion der magnetischen Masse an der Streukammer, die Sensitivität stark verbessert

A.8. Laborfestes Koordinatensystem

Die Positionen von Detektor und Streukammer stehen in einem festen Verhältnis. Da aber Detektor und Streukammer frei gegeneinander verfahrbar sind, kommt es vor, dass dieses Verhältnis nicht mehr erfüllt wird. Daher ist eine Überprüfung, von Zeit zu Zeit, notwendig. Dazu ist es hilfreich, feste Positionen im Labor zu haben, die mit Streukammer und Detektor anpeilbar sind. Sind diese Positionen angepeilt, so ist auch die feste Beziehung zwischen Detektor und Streukammer wieder erfüllt. Als Ausrichteposition für den Detektor wurde die 180° Position gewählt, und mit 5 mm breitem Klebeband auf dem Boden und der Laborwand markiert. Nach dem optischen Ausrichten der Strahlachse nach [Jes09], muss die Position noch außen am Detektorarm markiert werden. Für die Position der Streukammer wurde die Senkrechte zur Strahlachse durch die Drehachse des Aufbaus gewählt, und ebenfalls im Labor

markiert. Um die Streukammer auf diese Achse ausrichten zu können, wurden zwei Fadenkreuze, siehe Abbildung A.8, aus Aluminium gefertigt, die an den Fenstern, auf der Vorder- und Rückseite der Streukammer, befestigt werden. Diese definieren die Achse der Streukammer und ermöglichen ein paralaxefreies Anpeilen der Labor-markierung. Mit diesen beiden Achsen und der Drehachse hat man ein laborfestes Koordinatensystem definiert.

A.9. Ausrichtung der Drehachsen

Der Arm des Experiment-Aufbaus, an dem der Detektor befestigt ist, ist um 90° drehbar. Dazu ist der Arm an zwei Stellen, an der Decke und der Lafette, drehbar gelagert. Zusätzlich dazu, lässt sich die Probe ebenfalls drehen. Das sind drei unabhängige Drehachsen, die alle optimal überlagert werden sollen. Dazu wurde, ausgehend von der Deckenhalterung, die Drehachse definiert und, auf das laborfeste Koordinatensystem übertragen, in dem die Rotationsachse der Deckenhalterung mit einem Pendel auf den Boden übertragen wurde. Danach wurde in die Drehachse der Lafette ein Dorn eingepasst, und dieser an dem gekürzten Pendel ausgerichtet. Die Drehachse der Probe wird durch den Kryostaten, an dem die Probe befestigt ist, definiert. Der Kryostat wird mit einem Zentrierring positioniert, daher wurde der Mittelpunkt des Zentrierrings verwendet, um die Drehachse des Kryostaten zu bestimmen. Dazu wurde eine Halterung, siehe Abbildung A.8, für ein weiteres Pendel gebaut, die am Zentrierring ausgerichtet wird. Dieses Pendel wird dann an dem Dorn der Lafette ausgerichtet. Damit sind alle drei Teilachsen zu einer einzigen ausgerichtet. Die damit erreichbare Genauigkeit wird, je nach verwendetem Draht, auf weniger als 0,2 mm geschätzt. Ein weiterer Vorteil, den das Zentrierringpendel bietet ist, dass es eine visuelle Hilfe ist. Es macht die Drehachse der Probe für die optische Ausrichtung der Blenden, und der anderen strahlbeeinflussenden Komponenten aufeinander, sichtbar. Diese Ausrichtung ist die bisher präziseste, und sollte eine optimale Strahlführung und Streuwinkelbestimmung ermöglichen.

A.10. Taktasynchroner Zähler

In 3 ist bereits erwähnt worden, dass das Detektorsignal, aufgrund der kurzen Pulsbreite, und seinem Auftreten asynchron zum Takt der LogickBox, einen SYNChronisierer durchlaufen muss, damit nicht zu viele Pulse verlorengehen. Der SYNChronisierer mildert das Problem, beseitigt es aber nicht vollständig. Er kann multiple Ereignisse, die innerhalb eines Taktes auftreten können, nicht zuverlässig nachweisen. Die Ursache dieses Problems ist, dass die Pulse des Detektors asynchron zum Takt der Zähler kommen. Es handelt sich also um zwei verschiedene Taktdomänen⁴. In der Digitalelektronik werden Graycodes zur Übertragung von Daten zwischen zwei

⁴Auch wenn die einzelnen Ereignisse nicht regelmäßig eintreffen, ist ihr Auftreten nicht synchron zum FPGA-Takt.

A. Weitere Neuerungen

der Zähler nicht größer als die kleinste konfigurierbare Einheit des FPGAs, ein CLB, werden. Ein CLB setzt sich aus einer Sammlung von 4bit-Wahrheitstabellen und Flipflops zusammen. Dieses limitiert die Länge des Graycodes auf maximal 4bit. Damit sind unter Vernachlässigung der Laufzeiten drei, sieben und 15 Pulse pro Takt messbar. Implementiert man einen 2bit Graycodezähler für den verwendeten FPGA-Typ, so ergibt sich eine Nachweisfähigkeit, unter Berücksichtigung der Signallaufzeiten, von 4,4 Pulsen pro Takt. Ein 2bit Graycodezähler ist also durch die Codelänge limitiert. Dieses stellt ein Problem dar, da im Falle eines gleichen Wertes bei beiden Auslesen nicht unterscheidbar ist, ob in diesem Takt 2^{bits} Pulse, oder null Pulse gemessen wurden. Um dieses zu vermeiden, muss der Codebereich größer sein als die maximal zu erwartende Anzahl von Pulsen pro Takt. Daher wurde der Graycode auf 3bit vergrößert. Dieses ergibt eine Nachweisfähigkeit, unter Berücksichtigung der Laufzeiten, von 3,6 Pulsen pro Takt. Dieses ergibt eine Maximalzählrate von 360 MHz, und ist ausreichend für die oben genannten 2,8 ns breiten Pulse, insbesondere, da die gemessenen Zählraten die 10 MHz nicht überschreiten. Es wird jedoch eine drei Takte lange Latenz eingeführt. Dieses ist bei der Implementierung der Trigger zu berücksichtigen. Eine Integration dieses Zählers in die Firmware der LogicBox steht noch aus, und muss von der Elektronikwerkstatt vorgenommen werden. Für das FREQUENCY-Modul sind keine Schwierigkeiten zu erwarten, da es nach einer sehr ähnlichen Methode arbeitet. Für das GATEGEN- und TDC-Modul dürfte sich die Integration als schwieriger erweisen, da sie einen wesentlich größeren Funktionsumfang haben. Nach der Integration ist mit einem auf das Zählermodul zurückgehenden Zählratenanstieg um 15 % bis 30 %⁶ zu rechnen.

Implementierung

Listing A.1: *top entity*, die die Schaltung aus Abbildung A.9 implementiert.

```
library IEEE;
use IEEE.STD_LOGIC_1164.ALL;

entity EventsPerClock_3Bit is
  Port (
    evnts : in STD_LOGIC;
    Clk : in STD_LOGIC;
    EpC : out STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0));
end EventsPerClock_3Bit;

architecture Behavioral of EventsPerClock_3Bit is

  component GrayCounter_3Bit is
    Port (
      evnt : in STD_LOGIC;
      counts : out STD_LOGIC_VECTOR(2 downto 0));
  end component;

  component Register_nBit
```

⁶Diese Schätzung beruht auf dem Vergleich der Zählraten des FREQUENCY-Moduls mit einem Hardwarezähler, mit einer Grenzfrequenz von 225 MHz.

```

generic ( bits : integer:=3);
Port ( CLK : in STD_LOGIC;
      D  : in STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0);
      Q  : out STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0));
end component;

component Gray2Bin_registered_3Bit
Port ( CLK : in STD_LOGIC;
      GrayIn : in STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0);
      BinOut : out STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0));
end component;

component Difference_nBit
generic (bits : integer:=3);
Port ( CLK : in STD_LOGIC;
      A  : in STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0);
      B  : in STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0);
      Dif : out STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0));
end component;

signal cnts      : STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0);
signal new_cnts  : STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0);
signal new_cnts_bin : STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0);
signal old_cnts  : STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0);

begin

pulses : GrayCounter_3Bit port map
      (evnt => evnts, counts => cnts);
neu    : Register_nBit port map
      (CLK => Clk, D => cnts, Q => new_cnts);
g2b    : Gray2Bin_registered_3Bit port map
      (CLK =>Clk,GrayIn => new_cnts, BinOut=>new_cnts_bin);
alt    : Register_nBit port map
      (CLK => Clk, D => new_cnts_bin, Q => old_cnts);
diff   : Difference_nBit port map
      (CLK=>Clk, A => old_cnts, B => new_cnts_bin, Dif => EpC);

end Behavioral;

```

Listing A.2: 3bit Graycode Zähler. Er ist als *state machine*, die auf ein *evnt* hin ihren Graycodierten Status wechselt, implementiert.

```

library IEEE;
use IEEE.STD_LOGIC_1164.ALL;

entity GrayCounter_3Bit is
  Port ( evnt : in STD_LOGIC;
        counts : out STD_LOGIC_VECTOR(2 downto 0));
end GrayCounter_3Bit;

architecture Behavioral of GrayCounter_3Bit is

  signal tmp : STD_LOGIC_VECTOR(2 downto 0);

```

A. Weitere Neuerungen

```
begin

  process (evnt)
  begin
    if rising_edge(evnt) then
      case tmp is
        when "000" => tmp <= "001";
        when "001" => tmp <= "011";
        when "011" => tmp <= "010";
        when "010" => tmp <= "110";
        when "110" => tmp <= "111";
        when "111" => tmp <= "101";
        when "101" => tmp <= "100";
        when "100" => tmp <= "000";
        when others => tmp <= "000";
      end case;
    end if;
  end process;

  counts <= tmp;
end Behavioral;
```

Listing A.3: Generisches Register.

```
library IEEE;
use IEEE.STD_LOGIC_1164.ALL;

entity Register_nBit is
  generic ( bits : integer:=2);
  Port ( CLK : in STD_LOGIC;
        D  : in STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0);
        Q  : out STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0));
end Register_nBit;

architecture Behavioral of Register_nBit is

begin

  process(CLK)
  begin
    if rising_edge(CLK) then
      Q <= D;
    end if;
  end process;

end Behavioral;
```

Listing A.4: 3bit Graycode in Binärcode Konverter.

```
library IEEE;
use IEEE.STD_LOGIC_1164.ALL;
```

```

entity Gray2Bin_registered_3Bit is
  Port ( CLK : in STD_LOGIC;
         GrayIn : in STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0);
         BinOut : out STD_LOGIC_VECTOR (2 downto 0));
end Gray2Bin_registered_3Bit;

architecture Behavioral of Gray2Bin_registered_3Bit is

begin

  process (CLK)
  begin
    if rising_edge(CLK) then
      case GrayIn is
        when "000" => BinOut <= "000";
        when "001" => BinOut <= "001";
        when "011" => BinOut <= "010";
        when "010" => BinOut <= "011";
        when "110" => BinOut <= "100";
        when "111" => BinOut <= "101";
        when "101" => BinOut <= "110";
        when "100" => BinOut <= "111";
        when others => BinOut <= "000";
      end case;
    end if;
  end process;

end Behavioral;

```

Listing A.5: Generische Differenz. Nicht vorzeichenbehaftet.

```

library IEEE;
use IEEE.STD_LOGIC_1164.ALL;
use IEEE.STD_LOGIC_UNSIGNED.ALL;

entity Difference_nBit is
  generic (bits : integer:=2);
  Port ( CLK : in STD_LOGIC;
        A : in STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0);
        B : in STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0);
        Dif : out STD_LOGIC_VECTOR (bits-1 downto 0));
end Difference_nBit;

architecture Behavioral of Difference_nBit is

begin

  process (CLK)
  begin
    if rising_edge(CLK) then
      Dif <= A - B;
    end if;
  end process;

```

A. *Weitere Neuerungen*

end Behavioral;

Literatur

- [Arn07] L. Arntzen. „Experimental observation of the temperature dependence of the Casimir-van der Waals potential“. Diss. Universität Heidelberg, 2007.
- [Aug16] P. Augenstein. „TBA“. In Vorbereitung. Diss. Universität Heidelberg, 2016.
- [Azi+95] R. A. Aziz, A. R. Janzen und M. R. Moldover. „*Ab Initio* Calculations for Helium: A Standard for Transport Property Measurements“. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 1586–1589. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.1586](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.1586).
- [Ber+89] J. J. Berkhout, O. J. Luiten, I. D. Setija, T. W. Hijmans, T. Mizusaki und J. T. M. Walraven. „Quantum reflection: Focusing of hydrogen atoms with a concave mirror“. In: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), S. 1689–1692. DOI: [10.1103/PhysRevLett.63.1689](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.1689).
- [Bre+00] D. Bressanini, M. Zavaglia, M. Mella und G. Morosi. „Quantum Monte Carlo investigation of small 4He clusters with a 3He impurity“. In: *The Journal of Chemical Physics* 112.2 (2000), S. 717–722. DOI: [10.1063/1.480604](https://doi.org/10.1063/1.480604).
- [Bun15] P.-T. Bundesanstalt, Hrsg. *Verbesserte Präzisionsbestimmung der Boltzmann-Konstanten in der PTB*. 2015. URL: [http://www.ptb.de/cms/de/forschung-entwicklung/forschung-zum-neuen-si/kelvin-boltzmann-projekt/fachnachrichten-zur-temperatur.html?type=0&tx_news_pi1\[news\]=5649&tx_news_pi1\[controller\]=News&tx_news_pi1\[action\]=detail&tx_news_pi1\[day\]=18&tx_news_pi1\[month\]=5&tx_news_pi1\[year\]=2015&cHash=d6242070a1ea40c79c607a584608bca3](http://www.ptb.de/cms/de/forschung-entwicklung/forschung-zum-neuen-si/kelvin-boltzmann-projekt/fachnachrichten-zur-temperatur.html?type=0&tx_news_pi1[news]=5649&tx_news_pi1[controller]=News&tx_news_pi1[action]=detail&tx_news_pi1[day]=18&tx_news_pi1[month]=5&tx_news_pi1[year]=2015&cHash=d6242070a1ea40c79c607a584608bca3) (besucht am 30. 05. 2015).
- [Cra+09] C. Crawford und Y. Shin. „A method for designing coils with arbitrary fields“. 2009.
- [Cra13] C. Crawford. „Transverse RF Spin Rotator for the n-³He experiment“. Privater Austausch. 2013.
- [Der+10] A. Derevianko, S. G. Porsev und J. F. Babb. „Electric dipole polarizabilities at imaginary frequencies for hydrogen, the alkali-metal, alkaline-earth, and noble gas atoms“. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 96.3 (2010), S. 323–331. DOI: [10.1016/j.adt.2009.12.002](https://doi.org/10.1016/j.adt.2009.12.002).

Literatur

- [Doy+91] J. M. Doyle, J. C. Sandberg, I. A. Yu, C. L. Cesar, D. Kleppner und T. J. Greytak. „Hydrogen in the submillikelvin regime: Sticking probability on superfluid ^4He “. In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), S. 603–606. DOI: [10.1103/PhysRevLett.67.603](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.603).
- [Dro03] V. Droujinina. „On Quantum Reflection and The Casimir Effect: Application to atom-surface scattering“. Diss. Universität Heidelberg, 2003.
- [Ein+10] A. Einstein und L. Hopf. „Statistische Untersuchung der Bewegung eines Resonators in einem Strahlungsfeld“. In: *Annalen der Physik* 338.16 (1910), S. 1105–1115. DOI: [10.1002/andp.19103381604](https://doi.org/10.1002/andp.19103381604).
- [Foh12a] M. Fohler. „Betrachtung der Abstandsverteilung der ^4He -Atome oberhalb der Probenoberfläche für die Messung der Strahlbremsung durch Schwarzkörperstrahlung“. Internes Papier. 2012.
- [Foh12b] M. Fohler. „Vorbereitungen zur Quantenreflektion von ^3He am Oberflächenpotential magnetisch strukturierter Exchange-Bias-Schichtsysteme“. Diplomarbeit. Universität Kassel, 2012.
- [Fri+02] H. Friedrich, G. Jacoby und C. G. Meister. „Quantum reflection by Casimir-van der Waals potential tails“. In: *Phys. Rev. A* 65 (3 2002), S. 032902. DOI: [10.1103/PhysRevA.65.032902](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.65.032902).
- [Gri+00] R. E. Grisenti, W. Schöllkopf, J. P. Toennies, G. C. Hegerfeldt, T. Köhler und M. Stoll. „Determination of the Bond Length and Binding Energy of the Helium Dimer by Diffraction from a Transmission Grating“. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 2284–2287. DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.2284](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2284).
- [Hav+10] T. Havermeier, T. Jahnke, K. Kreidi, R. Wallauer, S. Voss, M. Schöffler, S. Schössler, L. Foucar, N. Neumann, J. Titze, H. Sann, M. Kühnel, J. Voigtsberger, A. Malakzadeh, N. Sisourat, W. Schöllkopf, H. Schmidt-Böcking, R. E. Grisenti und R. Dörner. „Single Photon Double Ionization of the Helium Dimer“. In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010), S. 153401. DOI: [10.1103/PhysRevLett.104.153401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.153401).
- [Hom15] N. Homolka. „Entwicklung einer Berry-Spulen-Konfiguration für das ^3He -Spin-Echo-Experiment“. Bachelorarbeit. Universität Heidelberg, 2015.
- [Jan+97] A. R. Janzen und R. A. Aziz. „An accurate potential energy curve for helium based on ab initio calculations“. In: *The Journal of Chemical Physics* 107.3 (1997), S. 914–919. DOI: [10.1063/1.474444](https://doi.org/10.1063/1.474444).
- [Jan09] M. Janke. „Umbau und Modernisierung des ^3He -SpinEcho-Spektrometers und Untersuchung zur Eignung von molekularem Sauerstoff für SpinRotations-Experimente mit SRTof“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2009.
- [Jen+15] U. D. Jentschura, M. Janke und M. DeKieviet. „Friction for Helium Atoms in Atom-Surface Interactions: Theory and Experiment“. In: *Physical Review Letters* (2015). eingereicht.

- [Jen+16] U. D. Jentschura, G. Łach, M. Janke und M. DeKieviet. „Quantum Friction for Atom–Surface Interactions“. In: *Physical Review A* (2016). In Vorbereitung.
- [Jen15] U. D. Jentschura. „Fehler der Reibungskoeffizienten“. Privater Austausch. 2015.
- [Jes+11] Jeske, F., Stöferle, Th. und DeKieviet, M. „Massive spin-momentum entanglement measured in an atomic beam spin echo experiment“. In: *Eur. Phys. J. D* 63.1 (2011), S. 25–32. DOI: [10.1140/epjd/e2011-10705-4](https://doi.org/10.1140/epjd/e2011-10705-4).
- [Jes09] F. Jeske. „Verletzung der Nicht-Kontextualität durch Impuls-Spin-Ver-schränkung von ^3He Atomen“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2009.
- [Kil+99] S. Kilić, E. Krotscheck und R. Zillich. „Binding of Two Helium Atoms in Confined Geometries“. In: *Journal of Low Temperature Physics* 116.3 (1999), S. 245–260. DOI: [10.1023/A:1021841802086](https://doi.org/10.1023/A:1021841802086).
- [Kle97] M. Klein. „Ausbau und Untersuchung der Spinecho-Apparatur für den Einsatz als ^3He -Spinecho-Spektrometers“. Diplomarbeit. Univeristät Hei-delberg, 1997.
- [Kön+95] G. König, A. Lehmann und K. Rieder. „He atom scattering studies of $\text{CaF}_2(111)$: surface properties and phonons“. In: *Surface Science* 331–333, Part B (1995), S. 1430–1434. DOI: [10.1016/0039-6028\(95\)00200-6](https://doi.org/10.1016/0039-6028(95)00200-6).
- [Kön95] G. König. „Untersuchung der Struktur und Dynamik reiner und adsorbat-bedeckter (111)-Oberflächen von CaF_2 und BaF_2 mit He-Atomstreuung und Flugzeitspektroskopie“. Diss. Freie Universität Berlin, 1995.
- [Kor15] K. G. Korth, Hrsg. *Material: Calciumfluorid (CaF_2)*. 2015. URL: <http://www.korth.de/index.php/material-detailansicht/items/10.html> (besucht am 10. 03. 2015).
- [Kre97] B. Krenzer. „Helium-Streuung an einer $\text{LiF}(100)$ -Oberfläche und LEED-Untersuchungen der $\text{Au}(111)$ -Oberfläche“. Diplomarbeit. Univeristät Hei-delberg, 1997.
- [Łac+12a] G. Łach, M. DeKieviet und U. D. Jentschura. „Einstein-Hopf drag, Dopp-ler shift of thermal radiation and blackbody drag: Three perspectives on quantum friction“. In: *Central European Journal of Physics* 10.4 (2012), S. 763–767. DOI: [10.2478/s11534-012-0035-x](https://doi.org/10.2478/s11534-012-0035-x).
- [Łac+12b] G. Łach, M. DeKieviet und U. D. Jentschura. „Enhancement of Blackbody Friction due to the Finite Lifetime of Atomic Levels“. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), S. 043005. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.043005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.043005).
- [Lan02] F. Lang. „Transversales Spinecho an einem atomaren Wasserstoffstrahl und Spezielle Quellen für Atom- und Molekülstrahlen“. Diss. Universität Heidelberg, 2002.

Literatur

- [Lau07] F. Laux. „Preparation for an atom beam experiment on deviations from the Newtonian inverse square law“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2007.
- [Leh+96] A. Lehmann, G. Fahsold, G. König und K. Rieder. „He-scattering studies of the BaF₂(111) surface“. In: *Surface Science* 369.1–3 (1996), S. 289–299. DOI: [10.1016/S0039-6028\(96\)00903-X](https://doi.org/10.1016/S0039-6028(96)00903-X).
- [McC+66] G. M. McCracken und N. A. Pashley. „Titanium Filaments for Sublimation Pumps“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology* 3.3 (1966), S. 96–98. DOI: [10.1116/1.1492460](https://doi.org/10.1116/1.1492460).
- [Mei13] S. M. Meister. „Auf dem Weg zum kontrollierten Einsatz der magnetischen Wechselwirkung in der Quantenreflexion: Erdfeldkompensation und magnetisches Oberflächenpotential“. Bachelorarbeit. Universität Heidelberg, 2013.
- [Mkr+03] V. Mkrтчian, V. A. Parsegian, R. Podgornik und W. M. Saslow. „Universal Thermal Radiation Drag on Neutral Objects“. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 220801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.220801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.220801).
- [Moh+15] P. J. Mohr, D. B. Newell und B. N. Taylor. *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014*. 2015. DOI: [10.5281/zenodo.22826](https://doi.org/10.5281/zenodo.22826).
- [NAS15] NASA, Hrsg. *Earth Fact Sheet*. 2015. URL: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html> (besucht am 03. 10. 2015).
- [Pok+58] V. Pokrovskii, S. Savvinykh und F. Ulinich. „Reflection from a barrier in the quasi-classical approximation“. In: *Soviet Physics JETP-USSR* 7.5 (1958), S. 879–882.
- [Prz+10] M. Przybytek, W. Cencek, J. Komasa, G. Łach, B. Jeziorski und K. Szalewicz. „Relativistic and Quantum Electrodynamics Effects in the Helium Pair Potential“. In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010), S. 183003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.104.183003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.183003).
- [PTB15] PTB, Hrsg. *Neubestimmung der Boltzmann-Konstante k für die Neudefinition der Basiseinheit Kelvin*. 2015. URL: <http://www.ptb.de/cms/ptb/fachabteilungen/abt7/fb-74/ag-743/neubestimmung-der-boltzmann-konstante.html> (besucht am 27. 11. 2015).
- [Rou07] C. Roux. „Dimensionierung eines Spinecho-Systems zur Messung geometrischer Phasen im Wasserstoffatom“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2007.
- [Sch+94] W. Schöllkopf und J. P. Toennies. „Nondestructive Mass Selection of Small van der Waals Clusters“. In: *Science* 266.5189 (1994), S. 1345–1348. DOI: [10.1126/science.266.5189.1345](https://doi.org/10.1126/science.266.5189.1345).

- [Sch15] U. Schmidt. *DataFit – A Data Fitting Package for Mathematica*. Version 8.1401. 2015.
- [Sco] G. Scoles, Hrsg. *Atomic and molecular beam methods*. New York [u.a.]: Oxford University Press.
- [Spi94] U. Spinola. „Aufbau eines Spin-Echo-Experiments mit einem polarisierten ^3He -Strahls“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1994.
- [Stö01] T. Stöferle. „Untersuchungen an den Adsorbatsystemen Xe/Au(111) und Alkanthiole/Au(111) mit dem ^3He -Spinecho-Spektrometer“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2001.
- [Tan+95] K. T. Tang, J. P. Toennies und C. L. Yiu. „Accurate Analytical He-He van der Waals Potential Based on Perturbation Theory“. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 1546–1549. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.1546](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.1546).
- [Tom11] J. Tomey. „Resonant Frequency Neutron Spin Flipper – Double COS-Theta Coil Winding“. Internes Papier. 2011.
- [Ur195] S. Urlichs. „ ^3He Spinecho: Entwurf einer UHV-Streukammer und eines UHV-Manipulators und Messungen zur Charakterisierung ses Spektrometers“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 1995.
- [Ved08] M. Vedovelli. „Nicht-Newtonsche Gravitation und Pseudo-Random Flugzeitmessungen“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2008.
- [Voc11] P. Vochezer. „Preparations for Atomic Beam experiments on non-Newtonian gravity and on axion mediated forces“. Diplomarbeit. Universität Heidelberg, 2011.
- [Zha+11] B. S. Zhao, G. Meijer und W. Schöllkopf. „Quantum Reflection of He2 Several Nanometers Above a Grating Surface“. In: *Science* 331.6019 (2011), S. 892–894. DOI: [10.1126/science.1200911](https://doi.org/10.1126/science.1200911).