

JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ



KONZEPTION, ENTWICKLUNG UND TEST EINER APPARATUR ZUR MESSUNG DER ELEKTRISCHEN LADUNG DES NEUTRONS

DISSERTATION
ZUR ERLANGUNG DES GRADES
"DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN"

IM FACH „KERNCHEMIE“
AM FACHBEREICH CHEMIE, PHARMAZIE UND GEOWISSENSCHAFTEN
DER JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT, MAINZ

VORGELEGT VON
DANIEL BROSE
GEB. IN FRANKFURT AM MAIN

MAINZ, DEN 26. JUNI 2014

Die Wissenschaft hat ewig Grenzen,
aber keine ewigen Grenzen.

Paul du Bois-Reymond
Über die Grenzen des Naturerkennens

Zusammenfassung

Die elektrische Ladung des Neutrons ist eng mit der Frage nach der Existenz der Ladungsquantisierung verknüpft: Sollte das Neutron eine Ladung tragen, kann die Ladung nicht in Einheiten der Elementarladung e quantisiert sein.

Im Rahmen der Elektrodynamik und des minimalen Standardmodells ist die Quantisierung der Ladung nicht enthalten. Eine mögliche Neutronenladung würde ihnen also nicht widersprechen. Allerdings geht sie aus den Weiterentwicklungen dieser Modelle hervor. Die sogenannten Grand Unified Theories sagen die Möglichkeit des Protonenzerfalls vorher. Dieser ist nur möglich, wenn die Ladung quantisiert ist.

Durch die Messung einer elektrischen Ladung des Neutrons können die verschiedenen Theorien überprüft werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Apparatur entwickelt, mit der die elektrische Ladung des Neutrons gemessen werden kann. Als Grundlage diente das Prinzip einer Messung von 1988. Mit einem flüssigen Neutronenspiegel aus Fomblin ist es zum ersten mal überhaupt gelungen, einen flüssigen Spiegel für Neutronen einzusetzen. Durch diese und andere Verbesserungen konnte die Sensitivität der Apparatur um einen Faktor 5 im Vergleich zum Experiment von 1988 verbessert werden. Eine mögliche Ladung des Neutrons kann mit

$$\delta q_n = 2,15 \cdot 10^{-20} \frac{e}{\sqrt{\text{day}}}$$

e	Elementarladung = $1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$
δq_n	Sensitivität

gemessen werden. Die Messung der elektrischen Ladung soll im Winter 2014 durchgeführt werden. Bis dahin soll die Präzision auf

$$\delta q_n = 1,4 \cdot 10^{-21} \frac{e}{\sqrt{\text{day}}}$$

erhöht werden.

Summary

The electric charge of the neutron is related to the question of charge conservation: If there exists a neutron charge there can be no quantization of charge in units of the elementary charge e .

Charge quantization is not inherent in the theories of electrodynamics and the minimal standard model and hence it would not falsify them. But in further theories as grand unified theories charge quantization is an important aspect, for example to allow the decay of the proton.

A measurement of a neutron charge would test these theories.

In the past three years an apparatus for the measurement of the electric charge of the neutron was constructed. The principle was used before in 1988 but the current apparatus is an improvement in many aspects. E.g. the fluid Fomblin neutron mirror was the first use of a fluid neutron mirror ever. With all the improvements it was possible to reach a sensitivity five times higher than before. A possible neutron charge can be measured with a sensitivity of

$$\delta q_n = 2.15 \cdot 10^{-20} \frac{e}{\sqrt{\text{day}}}.$$

e elementary charge = $1.602 \cdot 10^{-19} \text{C}$
 δq_n sensitivity

In winter 2014 the measurement of the charge will be performed. Till then the sensitivity will be augmented to

$$\delta q_n = 1.4 \cdot 10^{-21} \frac{e}{\sqrt{\text{day}}}.$$

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Theoretische Betrachtungen	5
2.1. UCN ¹	5
2.1.1. UCN-Quelle am ILL ²	7
2.1.2. UCN und Oberflächen	8
2.1.3. Reflexion	9
2.2. Ladungsquantisierung	12
2.2.1. Elektrodynamik	13
2.2.2. Minimales Standardmodell	14
2.2.3. Erweiterungen des Standardmodells	15
2.2.4. Magnetische Monopole	15
2.2.5. GUT	16
2.2.6. Auswirkungen einer kontinuierlichen Ladung	16
2.3. Abbildungsfehler	17
2.4. Experimente zur Ladung des Neutrons	19
2.4.1. Borisov et al.	19
2.4.1.1. Messprinzip	20
2.4.1.2. Durchführung und Ergebnis	22
2.4.2. Baumann et al.	22
2.4.3. Experiment zur Neutralität der Materie	23
3. Geschichte der UCN-Forschung	25
3.1. UCN-Quellen	26
3.2. Experimente mit UCN	27
3.2.1. Lebensdauer des Neutrons	28
3.2.2. Elektrisches Dipolmoment der Neutrons	30
3.2.3. Weitere Experimente	30
4. Testaufbau und Strahlzeit am ILL	33
4.1. Aufbau	33
4.2. Zusammenfassung der systematischen Effekte	35
4.3. Modulationsmessungen	36
4.3.1. Überblick	37
4.3.2. Untersuchung von Floatglasplatten als horizontaler Spiegel	38
4.3.2.1. Zwei Floatglasplatten	38
4.3.2.2. Eine Floatglasplatte	39

¹engl.: Ultra Cold Neutrons (Ultrakalte Neutronen)

²Institut Laue-Langevin, Grenoble, Frankreich

4.3.2.3. Feine Gitter	43
4.3.3. Untersuchung von Fomblin als Neutronenspiegel	43
4.4. Absorbertest zur Untergrundreduktion	44
4.5. Fazit	45
5. Der flüssige Fomblinspiegel	49
5.1. Eigenschaften von Fomblin	49
5.2. Amorphie	50
5.2.1. Grundlagen	50
5.2.2. Temperaturverhalten	51
5.3. Blasenbildung	56
5.4. Röntgenuntersuchung	56
5.4.1. Theoretische Betrachtung	58
5.4.1.1. Mikroskopische Oberflächenuntersuchung	58
5.4.1.2. Makroskopische Oberflächenuntersuchung	60
5.4.2. Aufbau und Justage	61
5.4.3. Ergebnisse	63
5.4.3.1. Mikroskopische Betrachtung	63
5.4.3.2. Makroskopische Betrachtungen	67
5.5. Fazit	74
6. Experiment	77
6.1. Aufbau	77
6.1.1. Vakuumkammer	77
6.1.2. Attraktorsystem	79
6.1.3. Optischer Aufbau	79
6.2. Berechnung der Gravitation	83
6.2.1. Vergleich verschiedener Attraktormassen und Positionen	84
6.2.2. Untersuchung des Einflusses von Inhomogenitäten im Attraktor	87
6.3. Ablauf der Strahlzeit	88
6.4. Modulationsmessungen	88
6.4.1. Modulationen bei Raumtemperatur	88
6.4.2. Modulationsmessung bei erstarrtem Fomblin	91
6.4.3. Arbeitspunktsteigung	93
6.5. Messung unter Einfluss des Attraktors	93
6.5.1. Verkippung	95
6.5.2. Daten und Ergebnisse	97
6.6. Bestimmung der Sensitivität der Apparatur	100
6.7. Fazit	101
7. Weitere Messungen	103
7.1. Ladungsmessung	103
7.2. Die MOND ³ -Hypothese	104
8. Fazit	107

³engl.: Modified Newton Dynamics

Abkürzungsverzeichnis	111
Abbildungsverzeichnis	113
Tabellenverzeichnis	117
Literaturverzeichnis	119
A. XRR⁴-Plots	129
A.1. XRR-Messungen	129
A.2. Reflexionsprofile	131

⁴engl.: X-Ray Reflectometry (Röntgenreflektometrie)

1. Einleitung

Viele Dinge sind so klein und unscheinbar, dass sie unserer Aufmerksamkeit entgehen, weil andere lauter, greller, auffälliger sind. In der Welt der Physik gibt es auch solche kleinen, leisen Fragen, die zu stellen man fast vergisst, weil man von den großen Fragen abgelenkt wird.

In dieser Arbeit geht es um eine solche Frage, die auf den ersten Blick trivial wirkt: Ist das Neutron elektrisch geladen? Nein! möchte man antworten, doch so trivial ist es nicht, denn das 'sichere' Wissen um die Neutralität ist zwar weit verbreitet und das Neutron trägt diese Eigenschaft auch im Namen, aber es ist nicht möglich, eine elektrische Ladung auszuschließen. Man kann lediglich die obere Grenze, die eine solche Ladung haben könnte, nach unten verschieben. In Kapitel 2 wird dargestellt, wie die Neutralität des Neutrons - in Form der Ladungsquantisierung - in die Elektrodynamik und das Standardmodell implementiert wird, denn sie ist keine inhärente Eigenschaft dieser Theorien. Es wird gezeigt, welche Theorien Ladungsquantisierung vorhersagen, welche Beobachtungen diesen Theorien widersprechen und es wird erläutert, welche Konsequenzen eine nicht quantisierte Ladung hätte.

In Abschnitt 2.4 wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten Experimente zur Neutralität des Neutrons und zur Neutralität der Materie gegeben. Ein besonderes Augenmerk wird dabei auf das Experiment von Borisov et al. (1) gelegt. Dieses Experiment beruht auf demselben Prinzip wie das Experiment, das in dieser Arbeit behandelt wird und es verwendet ebenfalls UCN¹ (2; 3).

Kapitel 3 gibt einen kurzen Überblick über andere Experimente mit UCN.

In Kapitel 4 wird der erste Entwicklungsschritt beschrieben. Während einer dreiwöchigen Strahlzeit² wurde eine Testapparatur am ILL³ in Grenoble, Frankreich getestet und es werden Untersuchungen zu verschiedenen Konzepten und Materialien für den Aufbau beschrieben.

In Kapitel 5 werden die Untersuchungen von Fomblin, einem PFPE⁴ beschrieben. Dieses wird als flüssiger, vakuumtauglicher Neutronenspiegel verwendet und stellt eine der zentralen Verbesserungen an der Apparatur dar. Die Ergebnisse dieses Kapitels zeigen, dass mit diesem Material ein neuer Spiegel für UCN gefunden wurde, der ausgezeichnete optische Eigenschaften bietet und dabei sehr preiswert ist.

In Kapitel 6 wird der finale optische Aufbau beschrieben. Dieser basiert auf den in den beiden vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Entwicklungen und erreicht eine um einen Faktor zehn verbesserte Sensitivität im Vergleich zum Experiment von Borisov et al. In diesem Kapitel werden die Daten präsentiert, die mit diesem Aufbau und einer Masse von drei Tonnen als Attraktor aufgenommen wurden. In diesen Messungen dient die Gravitationskraft, die von der Masse ausgeht, als Testinstrument für die spätere Messung einer möglichen elektrischen Ladung des Neutrons.

In Kapitel 7 wird schließlich ein Ausblick auf die weiteren Messungen gegeben: Zum einen

¹engl.: Ultra Cold Neutrons (Ultrakalte Neutronen)

²Als Strahlzeit wird ein zeitlich begrenzter Forschungsaufenthalt an einem Großgerät bezeichnet. Strahlzeiten müssen meist viele Monate im Voraus beantragt werden.

³Institut Laue-Langevin, Grenoble, Frankreich

⁴Perfluorpolyether

die Messung einer möglichen elektrischen Ladung des Neutrons. Zum anderen wird eine mögliche weitere Einsatzmöglichkeit der Apparatur beschrieben: Die Untersuchung der MOND⁵-Hypothese. Diese Theorie beschreibt eine Veränderung der newtonschen Bewegung, die eine Alternative bzw. Ergänzung zur Existenz Dunkler Materie darstellt.

⁵engl.: Modified Newton Dynamics

2. Theoretische Betrachtungen

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die Theorie hinter dieser Arbeit gegeben werden. Dabei wird auf alle für das Experiment wichtigen Eigenschaften von UCN eingegangen (Abschnitt 2.1) und es werden verschiedene theoretische Modelle hinsichtlich ihrer Vorhersagen über die Ladungsquantisierung vorgestellt: Angefangen bei der Elektrodynamik bis zur Physik jenseits des Standardmodells (Abschnitt 2.2).

In Abschnitt 2.3 werden die Abbildungsfehler, die das Experiment beeinflussen, beleuchtet. Abschließend wird auf die bis heute durchgeführten Experimente zum Thema Neutronenladung eingegangen (Abschnitt 2.4).

Da Kapitel 5 zwar für das Ergebnis dieser Arbeit überaus wichtig, allerdings thematisch in einem vollständig anderen Gebiet der Physik beheimatet ist, wird die notwendige Theorie direkt in diesem Kapitel behandelt.

2.1. UCN

Nachdem Chadwick 1932 das Neutron entdeckt hatte, wurden die Eigenschaften dieses neuen Bausteins der Materie eingehend untersucht (4). Dabei stellte sich die Herausforderung sehr kurzer Beobachtungszeiten, da es nicht möglich war, Neutronen über einen längeren Zeitraum in einem Experiment zu halten. Wenn Neutronen auf Materie treffen, dringen sie in diese ein und es kommt zu Kernreaktionen oder sie durchdringen die Materie ganz. Für ihr Verhalten an Grenzflächen gilt analog zur Röntgenstrahlung, dass sie für Energien, die Gleichung 2.1 erfüllen, Totalreflexion erfahren.

$$\sin \Theta \leq \sin \Theta_C = \sqrt{\frac{V}{E}} \quad (2.1)$$

Θ	Einfallswinkel	Θ_C	kritischer Winkel der Totalreflexion
V	Potential des Materials	E	kinetische Energie des Neutrons

Das Potential ist (für viele Materialien) von der Größenordnung 100 neV. Neutronen, für deren Energie gilt

$$E \lesssim V, \quad (2.2)$$

werden als UCN bezeichnet (2). Sie können in Gefäßen gespeichert und prinzipiell bis zu ihrem Zerfall untersucht werden.

1969 gelang es zwei Forschungsgruppen nahezu gleichzeitig und unabhängig voneinander, Neutronen so niedriger Energie aus dem Spektrum eines Reaktors zu extrahieren. Dies waren Shapiro et al. (5) in Dubna und Steyerl et al. (6) am FRM I¹. In Dubna wurden Neutronen mit einem horizontalen Leiter aus dem Reaktor geleitet und für eine kurze Zeit gespeichert. In

¹Forschungsreaktor 1, München

München kam ein vertikaler Leiter zum Einsatz. Durch die Gravitation wurde die Energie der Neutronen weiter gesenkt. Mit diesen Neutronen wurde eine Flugzeitmessung durchgeführt.

Diese beiden Experimente haben gleich zu Beginn der Verwendung von UCN in der Forschung gezeigt, dass es zwei Arten von Experimenten mit UCN gibt: Strahl- und Speicherexperimente. Man kann mit UCN zum einen sogenannte Speicherexperimente durchführen, wie es in Dubna gemacht wurde. Dazu werden die UCN in einem Materiegefäß oder in einem Magnetfeld gefangen. Solche Experimente dienen z.B. zur Untersuchung der Lebensdauer des freien Neutrons. Die andere Möglichkeit ist, die UCN nicht zu speichern, sondern sie in Bewegung zu untersuchen. Diese Arbeit beschreibt ein solches Strahlexperiment. Diese neuen Möglichkeiten wurden in den vergangenen 50 Jahren genutzt, um das Verhalten von freien Neutronen unter den vier bekannten Wechselwirkungen, denen es allen unterliegt, zu untersuchen.

- **Schwache Wechselwirkung:** Die schwache Wechselwirkung hat zur Folge, dass freie Neutronen β – instabil sind:



n	Neutron	p	Proton
e^-	Elektron	$\bar{\nu}_e$	Elektronantineutrino

Die Lebensdauer des freien Neutrons ist bis jetzt mit einer Präzision von etwa 1 Sekunde gemessen worden. Der aktuelle, von der Particle Data Group (7) veröffentlichte Mittelwert ist

$$(\tau_n = 880,1 \pm 1,1) \text{ s.} \quad (2.4)$$

Der Fehler entsteht unter anderem durch die Abweichungen zwischen den einzelnen Experimenten der vergangenen Jahrzehnte. Eine genaue Kenntnis der Neutronenlebensdauer ist aber für verschiedene Gebiete der Physik relevant, so z.B. die Erklärung des Verhältnisses von Wasserstoff zu Helium im Universum oder die Bestimmung des V_{UD} -Elements der CKM-Matrix² (siehe Gleichung 2.28) (8; 9; 10).

- **Starke Wechselwirkung:** Die starke Wechselwirkung verhindert das Zerfallen der in Kernen gebundenen Neutronen. Sie ist also dafür verantwortlich, dass heute überhaupt noch Neutronen vorhanden sind.
- **Gravitation:** 2000 wurden gebundene Zustände von Neutronen im Gravitationsfeld der Erde gefunden (11). Zusätzlich zu diesem Effekt macht sich die Gravitation in allen Experimenten mit UCN bemerkbar, da die extrem langsamen Neutronen durch die Anziehung der Erde merklich beeinflusst werden.
- **Elektromagnetische Wechselwirkung:** Durch sein magnetisches Moment unterliegt das Neutron der magnetischen Wechselwirkung. Momentan wird in mehreren Experimenten nach einer elektrischen Wechselwirkung des Neutrons gesucht. Es wird sowohl nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment als auch nach einer Ladung des Neutrons gesucht. Die Suche nach einer Ladung des Neutrons ist Gegenstand dieser Arbeit.

²Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

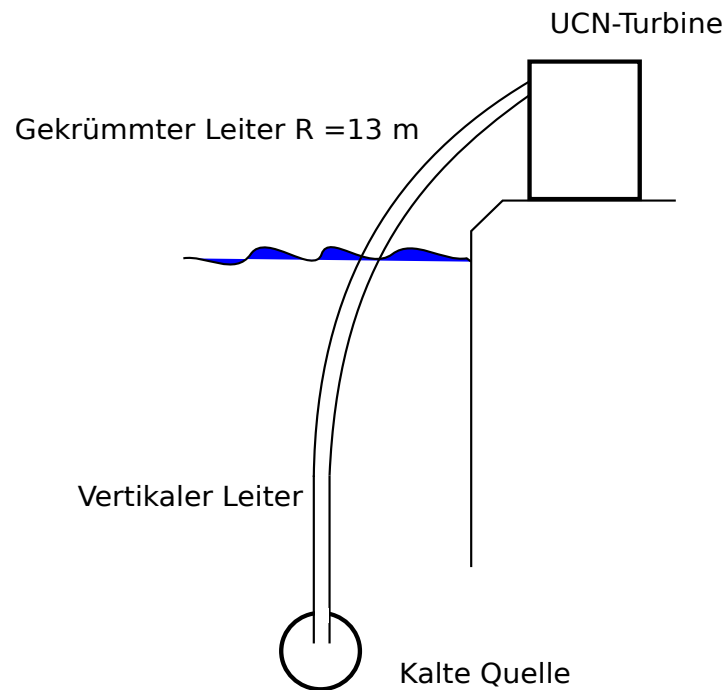


Abbildung 2.1.: Skizze der UCN-Quelle am ILL, adaptiert von (16).

2.1.1. UCN-Quelle am ILL

Es gibt, wie in Kapitel 3 beschrieben, mehrere Methoden zur Erzeugung von UCN. Zunächst gibt es zwei Arten von Neutronenquellen:

- Spallationsquellen und
- Forschungsreaktoren.

Aus dem Neutronenspektrum können dann auf verschiedenen Wegen UCN erzeugt werden.

- Superthermische Quellen, z.B. am TRIGA³-Forschungsreaktor Mainz, Deutschland (12; 13), oder der Spallationsquelle am PSI⁴ (14) und
- mechanische UCN-Quellen z.B. am Forschungsreaktor des ILL) (15)

Da alle in dieser Arbeit beschriebenen Messungen am ILL durchgeführt wurden, wird hier nur auf die dritte Möglichkeit eingegangen. Die UCN-Quelle PF2 (siehe Abbildung 2.1) ist direkt in der Halle des Reaktors installiert. Hier befinden sich auch die Experimentplattformen des PF2⁵.

In einem Kernreaktor entstehen schnelle Neutronen. Diese werden durch das den Kern umgebende Wasser moderiert. Die thermischen Neutronen werden in der vertikalen kalten

³Training Research Isotopes General Atomics, ein Typ von Forschungsreaktoren

⁴Paul-Scherrer-Institut, Villigen, Schweiz

⁵franz.: Physique fondamentale 2

Quelle wiederum moderiert. Das flüssige Deuterium in der kalten Quelle hat 25 K, man erhält also Neutronen mit einem Maxwell-Spektrum um 25 K. Die Neutronen werden durch den sogenannten Extraktionsleiter aus der kalten Quelle geleitet. Der Extraktionsleiter ist ein nickelbeschichteter Neutronenleiter mit einem Krümmungsradius von 13 m. Nickel reflektiert Neutronen bis zu einer Geschwindigkeit von 7 m/s normal zur Oberfläche. Aus der Leitergeometrie lässt sich ableiten, dass das transmittierte Neutronenspektrum seinen Schwerpunkt bei 50 m/s hat. Dies entspricht einer Geschwindigkeit im Spektrum von VCN⁶. Das Abbremsen zu UCN findet in der sogenannten Steyerl-Turbine statt (15). Die Turbine besteht aus 690 Nickelschaufeln, die mit einer Geschwindigkeit von 25 m/s rotieren. Durch wiederholte Stöße werden die Neutronen weiter abgebremst. Durch diesen Schritt wird das Maxwellspektrum verschoben, die Neutronendichte im Phasenraum bleibt nach dem Satz von Liouville allerdings konstant (17).

2.1.2. UCN und Oberflächen

In Atomkernen wechselwirken Neutronen und Protonen über die starke Kraft. Man kann das Potential näherungsweise als sphärisches Kastenpotential beschreiben. Die Potentialtiefe V_0 entspricht einigen 10 MeV und hat einen Radius in der Größenordnung von $R \propto \text{fm}$. Für große Atomkerne nimmt der Radius mit $A^{\frac{1}{3}}$ zu. Realistischer ist die Annahme eines Woods-Saxon-Potentials. Der abgerundete Verlauf des Potentials spiegelt die Gegebenheiten besser wieder (siehe Gleichung 2.5) (18). In Abbildung 2.2 sind die beiden Potentiale modellhaft dargestellt.

$$V(r)_{WS} = -V_0 \left[1 + e^{\frac{r-R}{a_{WS}}} \right]^{-1} \quad (2.5)$$

$V(r)_{WS}$	Woods-Saxon-Potential	V_0	Potentialtiefe
R	Kernradius	r	Abstand vom Kern
a_{WS}	Randdicke der Potentialstufe		

Der Parameter a_{WS} beschreibt die Randdicke der Potentialstufe.

⁶engl.: Very Cold Neutrons (Sehr kalte Neutronen)

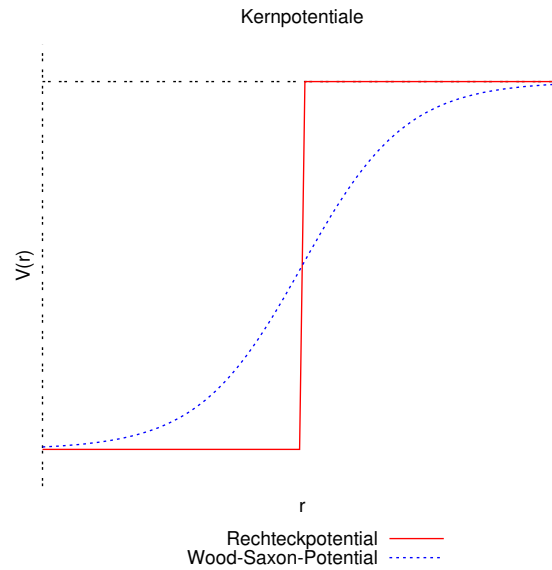


Abbildung 2.2.: Modellhafter Vergleich zwischen Rechteckpotential und Woods-Saxon-Potential.

Wie an allen Potentialstufen kann die Wellenfunktion der Neutronen sowohl reflektiert werden als auch in den Bereich des Potentials eindringen. Je niedriger die Energie ist, umso niedriger ist die Eindringwahrscheinlichkeit. Umgekehrt steigt die Eindringwahrscheinlichkeit mit steigender Energie. Beim Eindringen kann es zur Absorption oder Streuung kommen. Im Weiteren wird die Reflexion von Neutronen an der Potentialstufe betrachtet.

2.1.3. Reflexion

Die Schrödingergleichung für Neutronen bei Reflexion hat die Form

$$E \cdot \Psi = \left(\frac{(-\hbar\nabla)^2}{2m_n} + V(r) \right) \Psi \quad V(r) = \begin{cases} -V_0 & 0 < r \leq R \\ 0 & r > R \end{cases} \quad (2.6)$$

Ψ	Wellenfunktion	\hbar	Plancksches Wirkungsquantum = $6,626 \cdot 10^{-34}$ Js
∇	Nabla-Operator	m_n	Neutronenmasse = $1,675 \cdot 10^{-27}$ kg

Dabei wird als Potential eine Potentialstufe angenommen. Die Wellenfunktion des gestreuten Neutrons hat die Form

$$\Psi = e^{(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} + f(\Theta) \frac{e^{(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})}}{r} \quad (2.7)$$

\mathbf{r}	Ortsvektor	\mathbf{k}	Wellenvektor
$f(\Theta)$	Streuamplitude		

Diese gilt für $r > R$, also ausserhalb des Kernpotentials. $f(\Theta)$ wird durch die Randbedingung

bei $r = R$ bestimmt. Da die Reichweite der starken Kraft klein gegen die Wellenlänge der Neutronen ist, kann man von einer s-wellenförmigen Reflexion ausgehen (19). Sogenannte S-Wellen haben einen Drehimpuls von Null, bei s-wellenförmigen Prozessen kommt es also zu keinem Drehimpulsübertrag. Daraus folgt, dass

$$f(\Theta) = \textit{konstant} = -a \quad (2.8)$$

a Streulänge

Aus Gleichung 2.7 folgt damit

$$\Psi \propto 1 - \frac{a}{r} \quad (2.9)$$

Gleichung 2.6 ergibt für die einfallende Welle

$$\Psi = \frac{A}{r} \sin \left(r \cdot \frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2} \right) \quad (2.10)$$

Aus 2.10 und 2.9 folgt, unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingung

$$\Psi_{init}|_R = \Psi_{out}|_R \wedge \partial_r \Psi_{init}(r)|_R = \partial_r \Psi_{out}(r)|_R \quad (2.11)$$

für die Streulänge

$$a = R - \frac{\tan(kR)}{K} = R \left(1 - \frac{\tan(kR)}{kR} \right) \quad (2.12)$$

Eine negative Streulänge a tritt also nur auf, wenn $kR < \tan(kR)$. In der Natur findet man wenige Elemente mit negativer Streulänge.

Da das Potential der starken Wechselwirkung um mehrere Größenordnungen größer ist als die Energie der UCN, ist es nicht ohne Weiteres möglich, das Problem mit Störungsrechnung zu lösen. Allerdings kann man die Störung außerhalb des Potentials auch durch ein sehr viel kleineres, aber langreichweitiges Potential beschreiben. Dieses sogenannte effektive Potential hat dann dieselbe Größenordnung wie die Neutronenenergie, und der geringe Einfluss auf die UCN außerhalb des Potentials kann mit Störungsrechnung berechnet werden. Die Idee für ein solches effektives Potential wurde 1936 von Fermi entwickelt (20).

Die Schrödingergleichung für das System Neutron und Atomkern sieht dann wie folgt aus:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_\eta^2 \Psi - [E - U(\eta)] \Psi = 0 \quad (2.13)$$

μ reduzierte Masse η Abstand Kern - Neutron = $r - r_N$
 $U(\eta)$ effektives Potential

Für das effektive Potential gilt

$$U(\eta) = \begin{cases} -U_0 & \eta < \rho \\ 0 & \eta > \rho \end{cases} \quad (2.14)$$

ρ Reichweite des effektiven Potentials

Die Reichweite des Potentials ist kleiner als die Wellenlänge der Neutronen und größer als die

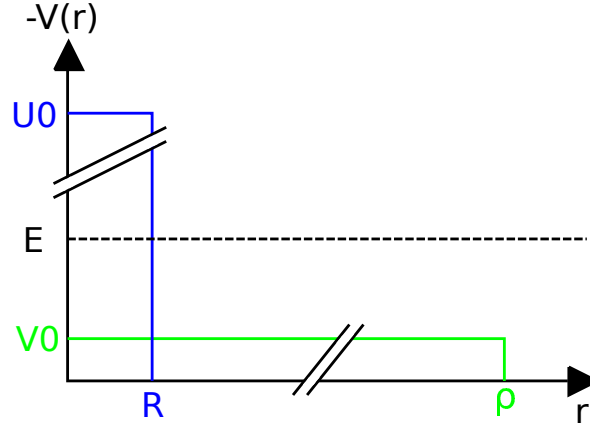


Abbildung 2.3.: Vergleich zwischen realem Potential (blau) und effektivem Potential (grün).

Reichweite und die Streulänge des Kernpotentials. Da sich die Physik durch Einführung des effektiven Potentials nicht ändern darf, muss der Drehimpulsübertrag weiterhin null sein, also

$$k\rho \ll 1. \quad (2.15)$$

Aus der ersten Näherung, der sogenannten Bornschen Näherung, erhält man

$$f(\Theta) = f = \frac{2\mu}{3\hbar^2} U_0 \rho^3 \quad (2.16)$$

Damit die erste Näherung verwendet werden kann, muss $U_0 \ll E_N$ gelten. Mit 2.8 folgt

$$U_0 = -\frac{3\hbar^2 a}{2\mu\rho^3} \Rightarrow \int U(\eta) d^3\eta = 2\pi\hbar^2 \frac{a}{\mu} \Rightarrow U_F(\eta) = \frac{2\pi\hbar^2 a}{\mu} \delta^{(3)}(\eta) \quad (2.17)$$

Diese Betrachtung beschreibt den Fall der Wechselwirkung mit einem einzelnen Atomkern. Wenn UCN auf eine Oberfläche treffen, unterliegen sie dem Einfluss vieler Potentiale, die, bildlich gesprochen, einen Wald deltaförmiger Potentiale bilden.

$$V(r) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \sum_i a_i \delta(r - r_i) \quad (2.18)$$

$$\Psi(r) = e^{ik_0 r} - \sum_i a_i \Psi_i(r_i) \frac{e^{ik_0|r-r_i|}}{|r-r_i|} \quad (2.19)$$

Die Beschreibung von Streuung mit vielen Streuzentren ist kompliziert und soll hier nur als Ergebnis genannt werden. Sie kann in (21) und den dort genannten Quellen gefunden werden. Man erhält als Potential einer idealen Oberfläche

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N a. \quad (2.20)$$

In Tabelle 2.1 sind die Potentiale einiger Materialien aufgeführt, die für diese Arbeit relevant sind.

Material	Potential [neV]
Nickel	250
Nickel-58	340
Kupfer	168
Glas	95
Titan	-50
Aluminium	54
Fomblin	106
BeO	255

Tabelle 2.1.: Wandpotentiale einiger ausgewählter zum Teil im Experiment verwendeter Materialien.

Klassisch betrachtet wird ein UCN mit einer kinetischen Energie $E_{\perp} < V$ reflektiert. Wenn $E_{\perp} > V$ gilt, wird das Neutron transmittiert.

Quantenmechanisch betrachtet ist die Reflexionswahrscheinlichkeit für $E_{\perp} > V$ größer null, auch können Neutronen mit $E_{\perp} < V$ ein kleines Stück in das Material eindringen, bevor sie reflektiert werden. Die Eindringtiefe für Neutronen mit $E_{\perp} < V$ liegt bei einigen hundert Ångström. Dabei wechselwirken die Neutronen mit den Atomkernen des Materials und es kommt zu zwei möglichen Verlustkanälen:

1. **Absorption:** UCN können unter Emission eines γ -Quants von einem Kern eingefangen werden und eine Kernreaktion, wie zum Beispiel eine Spaltung, auslösen.
2. **Hochstreuung:** Die Atome oder Moleküle der Oberfläche befinden sich, da ihre thermische Energie größer Null ist, in einer permanenten Oszillation. Während dieser Oszillation kann es dazu kommen, dass das UCN Energie aus der Schwingung aufnimmt und beschleunigt wird. Die Energie des Neutrons wird danach über dem Spektrum von UCN liegen und es wird bei seinem nächsten Kontakt mit einer Oberfläche nicht mehr reflektiert werden.

Diese mögliche Verluste von UCN bei jedem Kontakt mit Material zeigen, wie wichtig es ist, alle Teile eines UCN-Experiments aus geeignetem Material herzustellen. Dies wird noch einmal in Kapitel 5 deutlich werden, wenn erläutert wird, warum Fomblin als Material für den unteren Reflektor dieses Experiments gewählt wurde.

2.2. Ladungsquantisierung

In der Schule haben wir gelernt, dass die elektrische Ladung quantisiert und das Neutron ungeladen ist. Diese beiden Aussagen sind so weit verbreitet, dass man glauben könnte, sie seien seit langem experimentell nachgewiesen und somit wahr. Dieser experimentelle Nachweis ist bisher allerdings noch nicht gelungen, es konnten lediglich obere Grenzen für eine mögliche Neutronenladung gefunden werden. Wenn man zusätzlich die Theorie des minimalen Standardmodells und der elektromagnetischen Wechselwirkung zur Hand nimmt, sieht man, dass das Konzept der quantisierten Ladung nicht immanent aus der Theorie folgt, sondern eine empirisch eingeführte Anpassung an die Realität ist. Im Folgenden soll beschrieben werden, wie

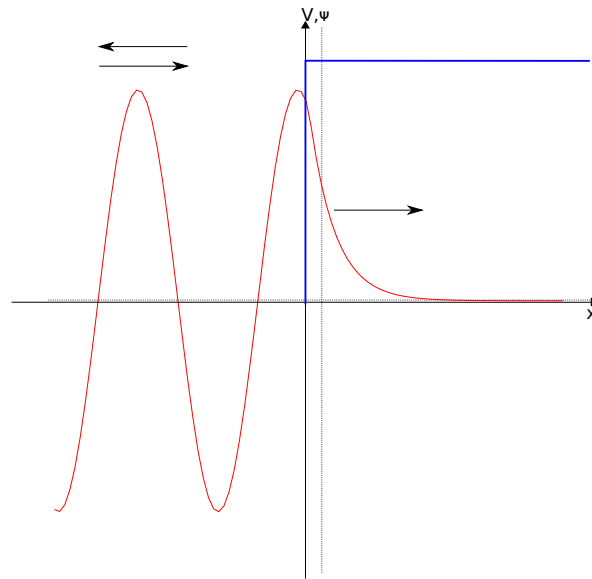


Abbildung 2.4.: Eindringen oder Reflexion einer Wellenfunktion in eine Potentialstufe.

die Ladungsquantisierung in die beiden Theorien integriert wurde, was aus der Quantisierung der Ladung folgt und welche Konsequenzen eine kontinuierliche Ladung hätte.

2.2.1. Elektrodynamik

Die Quantisierung der Ladung geht nicht aus der Elektrodynamik hervor. Die hier gemachte Betrachtung ist in Anlehnung an (22) entstanden und soll die Grundlagen der Theorie zusammenfassend darstellen.

Als globale Eichinvarianz bezeichnet man eine Transformation, bei der dieselbe Phasenänderung für alle Punkte der Raumzeit stattfindet. Unter der Annahme einer globalen Eichinvarianz muss für die Wellenfunktion gelten:

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{i\alpha} \Psi \quad \alpha = \text{const} \quad (2.21)$$

Die Konstanz von α ist notwendig, um eine orts- und zeitunabhängige Transformation zu erhalten. Mit dieser Transformation erfüllen Ψ und Ψ' dieselbe Schrödingergleichung für freie Teilchen:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(\mathbf{x}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \quad (2.22)$$

Eine solche globale Transformation zeichnet sich dadurch aus, dass sie orts- und zeitunabhängig ist. Geht man zu einer lokalen Transformation über, die orts- und zeitabhängig ist, erhält man

$$\Psi(\mathbf{x}, t) \rightarrow \Psi'(\mathbf{x}, t) = e^{i\alpha(\mathbf{x}, t)} \Psi(\mathbf{x}, t) \quad (2.23)$$

Unter einer solchen Transformation sind Ψ und Ψ' allerdings nicht Lösungen derselben Schrödingergleichung. Durch die orts- und zeitabhängige Transformation ergeben sich beim Lösen der Schrödingergleichung 2.22 Unterschiede durch die Ableitungen, die nun auch auf die Phasendifferenz wirken.

Für die Schrödingergleichung eines Teilchens in einem Kraftfeld gilt dies nicht, da ein Feld eingeführt werden kann, bei dem ein Beobachter nicht mehr zwischen einer lokalen Phasentransformation und der Wirkung des Feldes unterscheiden kann.

Wenn man für die Transformation $\alpha = q\xi$ annimmt, ergibt 2.23 die Schrödingergleichung unter Einfluss eines elektromagnetischen Feldes.

$$\frac{\hbar^2}{2m}(-i\nabla - q\mathbf{A})^2\Psi(\mathbf{x}, t) = \left(i\frac{\partial}{\partial t} - qV\right)\Psi(\mathbf{x}, t) \quad (2.24)$$

\mathbf{A} Eichfeld q Ladung

Für die Felder A und V gelten folgende Transformationen

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' = \mathbf{A} + \frac{\nabla\alpha}{q} \quad V \rightarrow V' = V + \frac{1}{q}\frac{\partial\alpha}{\partial t} \quad (2.25)$$

q ist also konstant, kann aber für jedes A verschieden sein.

Das Noether-Theorem besagt, dass aus jeder kontinuierlichen Symmetrie eine Erhaltungsgröße folgt. (Für eine Herleitung siehe z.B. (23)) In diesem Fall ist dies nicht so leicht möglich. Wie man gesehen hat, erfolgt die Einführung der elektrischen Ladung q willkürlich, und auch der Übergang von einer globalen zu einer lokalen Eichtheorie ist nicht zwangsläufig notwendig, sondern dient dazu, die lokale Ladungserhaltung herbeizuführen. Erst in der Quantenfeldtheorie folgt die Ladungserhaltung direkt aus der Invarianz unter einer globalen Phaseninvarianz. Völlig offen bleibt bei dieser Überlegung, wieso die beobachteten Ladungen quantisiert sind. Die Konstante q kann für jedes Feld beliebig sein.

Erst aus den sogenannten GUT⁷ würde eine Ladungsquantisierung folgen (24; 22) (siehe Abschnitt 2.2.5).

2.2.2. Minimales Standardmodell

Die moderne Teilchenphysik hat das sogenannte Standardmodell hervorgebracht. Es ist theoretisch gut beschrieben und experimentell bestätigt. Dieses Modell vereint drei der vier elementaren Wechselwirkungen: schwache Wechselwirkung, elektromagnetische Wechselwirkung und starke Wechselwirkung. Die Gravitation ist nicht Standardmodell enthalten. Gruppentheoretisch lässt sich das Standardmodell durch

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.26)$$

beschreiben (25). Der Vakuumerwartungswert bricht die Symmetrie der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dies führt zu einer ungebrochenen $U(1)$ -Gruppe, die den Elektromagnetismus darstellt. Der Generator dieser Gruppe ist die elektrische Ladung Q , welche über 2.27 mit den Komponenten des schwachen Isospins (I_1, I_2, I_3) und der schwachen Hyperladung Y , den Generatoren von $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$, zusammenhängt:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (2.27)$$

Das Standardmodell macht einige Einschränkungen an Q , die zu vier unabhängigen Ladungen führen, z.B. drei Neutrinoladungen und die eines Quarks. Für die Ladungsquantisierung sind allerdings weitere Einschränkungen nötig, die in Abschnitt 2.2.3 beschrieben werden.

⁷engl.: Grand Unified Theories (Große vereinheitlichte Theorien)

- Die Invarianz des Masseterms des Lagrangeoperators unter $U(1)_Q$ ist nur gegeben, wenn die elektrische Ladung von rechtshändigen Fermionen gleich der Ladung linkshändiger Fermionen ist.
- In der $SU(2)_L$ bilden die linkshändigen Fermionen Dubletts. Da $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ein direktes Produkt bilden, müssen die Fermionen eines Dubletts dieselbe Hyperladung tragen. Nach Gleichung 2.27 kann sich ihre Ladung nur um die dritte Komponente des Isospins unterscheiden. Mit der richtigen Wahl der Normierung ist diese Differenz eins.
- Die CKM-Matrix (2.28) beschreibt die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Quarks vom up- und down-Typ. Da die Ladung erhalten bleiben muss, müssen die drei up-artigen Quarks dieselbe Ladung tragen. Das gleiche gilt auch für die down-artigen Quarks.

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \langle d|D_{\text{init}}\rangle \\ \langle s|D_{\text{init}}\rangle \\ \langle b|D_{\text{init}}\rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle u|U_{\text{end}}\rangle \\ \langle c|U_{\text{end}}\rangle \\ \langle t|U_{\text{end}}\rangle \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Durch die zusätzliche Forderung, dass sich Eichanomalien weg heben, reduziert sich die Anzahl der freien Parameter auf einen (25).

2.2.3. Erweiterungen des Standardmodells

Man kann die fehlende Ladungsquantisierung nachträglich im Standardmodell verankern, indem man eine Erweiterung implementiert. Nachdem in Abschnitt 2.2.2 bereits Oszillationen zwischen Quarks diskutiert wurden, gibt es auch die Möglichkeit von Neutrinooszillationen. Neutrinooszillationen sind nur möglich, wenn Neutrinos eine Masse tragen. Die Oszillation von Neutrinos wurde vielfach untersucht und indirekt nachgewiesen (26; 27).

In den Lagrangeoperator müssen also Dirac- und Majoranamassenterme eingefügt werden. Unter der Voraussetzung massebehafteter Neutrinos existiert eine Neutrinomischungsmatrix, analog zur CKM-Matrix. Dies führt, ähnlich zu den Quarks (siehe Abschnitt 2.2.2), dazu, dass die Neutrinos einer Generation dieselbe Ladung tragen. Unter der Annahme, dass es sich um Majorana-Teilchen handelt, muss diese Ladung Null sein und die Quantisierung der elektrischen Ladung folgt aus diesem erweiterten Standardmodell. Bis jetzt wurde die absolute Masse der Neutrinos noch nicht gemessen, es wurde nur eine obere Grenze bestimmt (28).

2.2.4. Magnetische Monopole

1948 stellte Paul Dirac in einer theoretische Arbeit seine Idee der Existenz magnetischer Monopole vor (29). Das Feld am Ende einer halb-unendlich langen, infinitesimal dünnen Spule kann als wirbelfreies Monopolfeld aufgefasst werden:

$$\mathbf{B} = g \frac{\hat{r}}{r^2} \quad (2.29)$$

B	Magnetfeld	g	Magnetische Ladung
\hat{r}	Einheitsvektor in r-Richtung	r	Abstand

In (30) wird ein Gedankenexperiment mit einer solchen Spule beschrieben: Durch den Aharonov-Bohm-Effekt kann ein Feld in der Spule nachgewiesen werden, in dem das Interferenzmuster

eines Doppelspaltexperiments mit Elektronen verschoben wird (31). Das Vektorpotential kann mit

$$\mathbf{A} = g(1 - \cos(\theta)) \quad (2.30)$$

beschrieben werden. Der Nachweis gelingt nicht, wenn die Phase, die die Wellenfunktion des Elektrons auf einer geschlossenen Bahn um die Spule aufnimmt, trivial ist:

$$\phi = e^{-iq_e \oint \mathbf{A} d\mathbf{x}} = e^{-i4\pi q_e g} = 1 \quad (2.31)$$

ϕ Phase q_e elektrische Elementarladung

Diese Gleichung ist erfüllt, wenn

$$q_e g = \frac{n}{2} \quad (2.32)$$

gilt. Sollte also ein magnetischer Monopol mit der Ladung g existieren, dann folgt daraus direkt, dass die elektrische Ladung quantisiert ist. Bis heute konnte die Existenz eines magnetischen Monopol nicht nachgewiesen werden. 2009 konnte durch Neutronenstreuung ein Zustand nachgewiesen werden, der einem magnetischen Monopol gleicht, aber durch viele Dipole erzeugt wird (32).

2.2.5. GUT

Als GUT werden Theorien bezeichnet, die drei der vier elementaren Kräfte vereinen: die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Es gibt viele verschiedene Ansätze, wie dies gelingen könnte. Sie sagen eine Quantisierung der Ladung voraus. 1974 wurde eine verhältnismäßig einfache Theorie veröffentlicht (33). Diese Theorie wird auch SU(5)-Theorie genannt und enthält 24 Eichbosonen: 12 sind bereits aus dem Standardmodell bekannt, 12 kommen neu hinzu und beschreiben die Kopplung von Quarks und Leptonen. Die Existenz dieser Kopplung ermöglicht den Protonenzerfall:

$$p \rightarrow K^+ + \nu \quad (2.33)$$

Der Protonenzerfall ist Bestandteil nahezu aller GUT, konnte aber bis heute nicht nachgewiesen werden. Die bis jetzt erreichte untere Schranke der Protonenlebensdauer widerspricht der SU(5)-Theorie.

Es gibt bereits weitergehende Theorien, wie zum Beispiel SUSY⁸. In solchen Theorien ist die Umwandlung von Fermionen in Bosonen erlaubt. Solche Teilchen werden Superpartner genannt. Bis heute konnte noch kein Superpartner nachgewiesen werden. Die durch SUSY vorhergesagten Protonenlebensdauern konnten bis heute noch nicht ausgeschlossen werden. Die Theorien sind also noch nicht widerlegt. Eine Bestätigung steht allerdings ebenfalls noch aus.

2.2.6. Auswirkungen einer kontinuierlichen Ladung

Sollte durch eine mögliche Neutronenladung gezeigt werden können, dass die elektrische Ladung nicht quantisiert ist, hätte dies mehrere Konsequenzen (34):

⁸Supersymmetrien

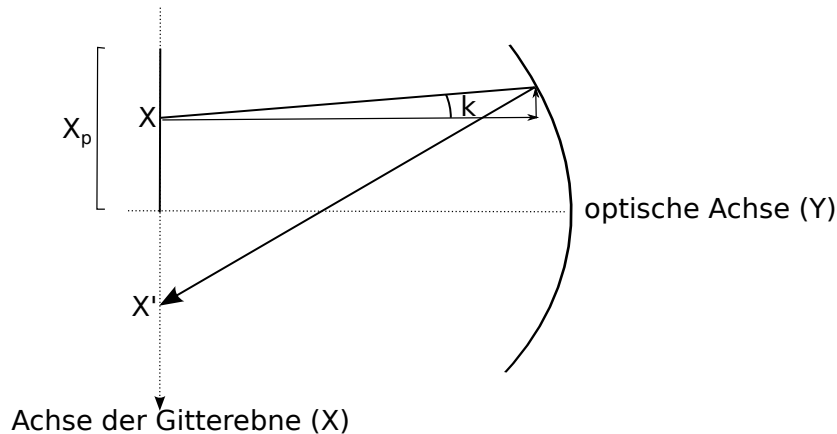


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der Entstehung der Abbildung.

- Die **Baryonenzahlerhaltung** wäre eine Konsequenz der Ladungserhaltung und kein selbstständiges Prinzip.
- Der **Protonenzerfall** wäre verboten, da die entstehenden Teilchen eine andere Ladung tragen würden. Daraus folgt, dass alle GUT verworfen werden müssten, da sie einen Protonenzerfall vorhersagen.
- **Neutron-Antineutron-Oszillationen** wären ebenfalls verboten, da bei einer vorhandenen Neutronenladung die Ladungserhaltung verletzt würde. Neutronenoszillationen werden von verschiedenen Theorien vorhergesagt, z.B.: (33; 35; 36).

2.3. Abbildungsfehler

Das Prinzip der Messapparatur ist ein optisches, dementsprechend treten Abbildungsfehler auf. Ein Entwicklungsschritt war es, diese Abbildungsfehler zu untersuchen und zu verringern. Dabei wurden die Abbildungsfehler zunächst berechnet. Bei den ersten Messungen mit UCN (Kapitel 4) wurden die Abbildungsfehler untersucht.

In Abbildung 2.5 ist das Entstehen des Abbildungsfehlers modellhaft gezeigt. Dabei ist die X-Richtung die der Gitter, die Y-Achse liegt parallel der Strahlachse. In diesem Modell kommen die Neutronen durch eine Fläche, das Eingangsgitter, parallel zur X-Achse in die Apparatur. Für die Mehrheit der Neutronen gilt, dass ihre Bewegungsrichtung nicht parallel zur Y-Achse verläuft. Die Divergenz kann man mit

$$k = \frac{v_x}{v_y} \quad (2.34)$$

v_x Geschwindigkeit in X-Richtung v_y Geschwindigkeit in Y-Richtung

beschreiben. Der Spiegel hat die Entfernung R von der Eintrittsebene und ist zylindrisch. Der Krümmungsradius R ist gleich dem Abstand zur Eintrittsebene R (siehe Abbildung 2.5). Der Punkt, an dem ein UCN das Gitter passiert, sei mit x bezeichnet, der Punkt, an dem es wieder auf die Gitter trifft mit x' . Für eine ideale Abbildung gilt

$$|x| = |x'|. \quad (2.35)$$

$|x|$ Position auf dem Eingangsgitter $|x'|$ Position auf dem Ausgangsgitter

Zusätzlich zur X-Koordinate des Eintrittspunktes gibt es mit der Y-Koordinate einen zusätzlichen Freiheitsgrad. Diesen kann man durch Krümmen des Gitters ausnutzen. Für die Y-Koordinate soll

$$y = a \cdot x^2 \quad (2.36)$$

x Position auf dem Gitter y Versatz in Richtung der Strahlachse
a Skalierungsfaktor

gelten. Für den Schnittpunkt des reflektierten Neutrons mit der X-Ebene gilt dann:

$$x' = \frac{akx^2 - x}{\sqrt{1+k^2} \cos\left(2 \arcsin\left(\frac{akx^2-x}{R\sqrt{1+k^2}}\right) - \arctan(k)\right)}. \quad (2.37)$$

R Länge der Flugstrecke

Es wird angenommen, dass die Ausdehnung der Eintrittsfläche kleiner ist als der Fokus des Spiegels: $x_p \ll R$. Dann kann man Gleichung 2.37 in einer Taylor-Reihe über k darstellen.

$$x' \approx \underbrace{\frac{x}{\cos(\gamma)}}_{S_0} - \underbrace{\frac{xk}{\cos(\gamma)} \cdot \left(ax + \frac{2ax^2}{\lambda R} \tan(\gamma) - \tan(\gamma)\right)}_{S_1} + \mathcal{O}(k^2) \quad (2.38)$$

Dabei gelten folgende Ersetzungen:

$$\gamma = 2 \arcsin\left(\frac{x}{R}\right) \quad \lambda = \sqrt{\frac{R^2 - x^2}{R^2}}. \quad (2.39)$$

Der S_0 -Term in Gleichung 2.38 ist von k und der Startposition in Y-Richtung unabhängig und geht gegen Null für Neutronen, die nah an der optischen Achse das Gitter passieren ($|x|=|x'|$). Der Term erster Ordnung besteht aus drei Summanden, die alle von k abhängen. Zwei der Terme hängen von a ab. Durch die k-Abhängigkeit führt S_1 zu einer Verschiebung der Abbildung. Das Ziel muss es sein, durch eine geeignete Wahl von a den Gesamtterm zu unterdrücken. Um dies zu erreichen muss

$$a(x) = \frac{\lambda R \tan(\gamma)}{2x^2 \tan(\gamma) + x\lambda R} \quad (2.40)$$

gelten. Man kann diesen Ausdruck in einer Taylorreihe nach x entwickeln:

$$a(x) = \frac{2}{R} + \frac{5}{R^3}x^2 + \frac{39}{4R^5}x^4 + \dots \quad (2.41)$$

Für das Testsetup ist $x \in [0 \text{ m}; 0,05 \text{ m}]$ und $R = 0,5 \text{ m}$. Daraus folgt, dass

$$a_0 \approx \frac{2}{R} = 4 \cdot \frac{1}{m} \quad (2.42)$$

den Term S_1 in Gleichung 2.38 unterdrücken würde. Für Neutronen, die nicht an der optischen Achse das Gitter passieren, soll der Term S_0 gegen x gehen. Es gilt:

$$x' = \frac{x}{\cos \gamma} \implies \frac{x'}{x} = 1 \frac{1}{\cos \gamma} \approx 1 + 2 \frac{x^2}{R^2} + 4 \frac{x^4}{R^4} + \dots \quad (2.43)$$

Für eine nicht verschobene Abbildung gilt Gleichung 2.35. Daraus folgt

$$\left| \frac{x'}{x} \right| \stackrel{!}{=} 1. \quad (2.44)$$

Dies ist erfüllt, wenn man das Eingangsgitter mit einem Faktor

$$P = 1 - \frac{2x^2}{R^2} \quad (2.45)$$

skaliert.

Durch eine Vergrößerung des Abstandes zwischen Gittern und Spiegel R verringern sich die Abbildungsfehler. Um dies zu zeigen wurde die Verschiebung der Abbildung für verschiedene Werte von R berechnet. Vereinfachend wurde auf den Freiheitsgrad in Y -Richtung verzichtet. Daher gilt:

$$\delta x = |x| - |x'| = |x| - \left| \frac{x}{\sqrt{1+k^2} \cos \left(2 \arcsin \left(\frac{-x}{R\sqrt{1+k^2}} \right) - \arctan(k) \right)} \right|. \quad (2.46)$$

In Abbildung 2.6 sind die Werte für drei verschiedene Längen der Flugbahn gezeigt. An dieser Abbildung wird deutlich, dass eine längere Flugstrecke zu geringeren Abbildungsfehlern führt.

Das endgültige Experiment hat eine Länge von 1,5 Metern. Damit sind die Abbildungsfehler so klein, dass ein Ausgleich durch Skalierung, bzw. Krümmung der Gitter nicht notwendig ist.

2.4. Experimente zur Ladung des Neutrons

In den vergangenen Jahrzehnten wurde das obere Limit für eine mögliche Neutronenladung in verschiedenen Experimenten immer weiter nach unten verschoben. Dabei kamen sowohl UCN als auch schnellere Neutronen zum Einsatz, genauso wie es Experimente gab, eine mögliche Ladung des Neutrons aus einer Nicht-Neutralität der Materie zu bestimmen. Im Besonderen soll hier das Experiment von Borisov et al. beschrieben werden, da das Messprinzip des hier beschriebenen Experiments auf dieses zurückgeht (1).

2.4.1. Borisov et al.

Das erste Experiment mit UCN zur Messung einer möglichen Neutronenladung fand 1988 in der Sowjetunion statt (1). In Abbildung 2.7 ist eine vereinfachte CAD⁹-Zeichnung dieses Experiments zu sehen. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu und auch nicht vollständig, sondern dient nur der Erklärung des Messprinzips.

⁹Computer-aided Design

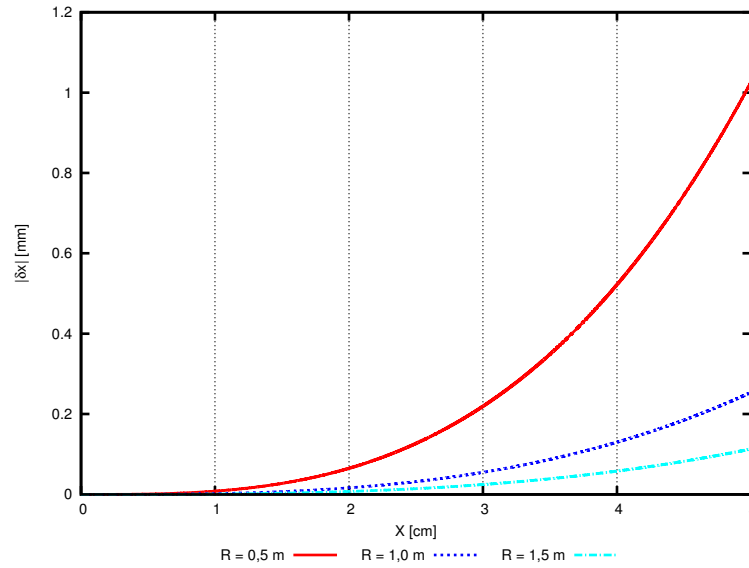


Abbildung 2.6.: Abweichung von der idealen Abbildung für verschiedene Werte von R.

2.4.1.1. Messprinzip

Die Neutronen werden durch ein Eingangsgitter (2) in die Apparatur geführt. Nach diesem Schlitzgitter bilden die Neutronen ein fragmentiertes Strahlprofil. Dieses wird von einem Zylinderspiegel (5) auf ein zweigeteiltes Ausgangsgitter (3) abgebildet. Unterhalb und oberhalb der Flugbahn befinden sich Glasplatten (6), die als Neutronenspiegel fungieren. Diese erhöhen den Raumwinkelanteil, der auf den Spiegel abgebildet wird. Parallel zur Flugbahn der Neutronen befinden sich zwei Elektroden (4), über die ein elektrisches Feld angelegt wird. Sollten Neutronen eine elektrische Ladung tragen, dann würde dieses Feld eine Kraft auf die Neutronen senkrecht zur Flugbahn ausüben. Durch diese Kraft würde die Abbildung des Eingangsgitters auf das Ausgangsgitter verschoben. Diese Verschiebung wird mit dem Ausgangsgitter gemessen. Die zwei Teile des geteilten Ausgangsgitters sind unabhängig voneinander verfahrbar. Hinter jedem der beiden Gitter ist ein Neutronenleiter (1) angebracht, der die UCN zu zwei ^3He -Detektoren (nicht eingezeichnet) leitet. Die ^3He -Detektoren haben ein Aluminiumfenster mit einem Wandpotential von 54 neV. Damit möglichst wenig Neutronen an diesem Fenster reflektiert werden, sind die Detektoren 50 cm nach unten verlegt. So gewinnen die Neutronen im Gravitationsfeld der Erde ca. 50 neV.

Die Verschiebung durch eine mögliche Neutronenladung ist

$$\Delta x = \frac{Eq_n t^2}{2m_n} \quad (2.47)$$

E	Elektrisches Feld	q_n	Neutronenladung
t	Flugzeit	m_n	Neutronenmasse

Etwasige Schwankungen im Neutronenfluss werden durch eine differentielle Messung mit den beiden gegeneinander verschobenen Ausgangsgittern kompensiert.

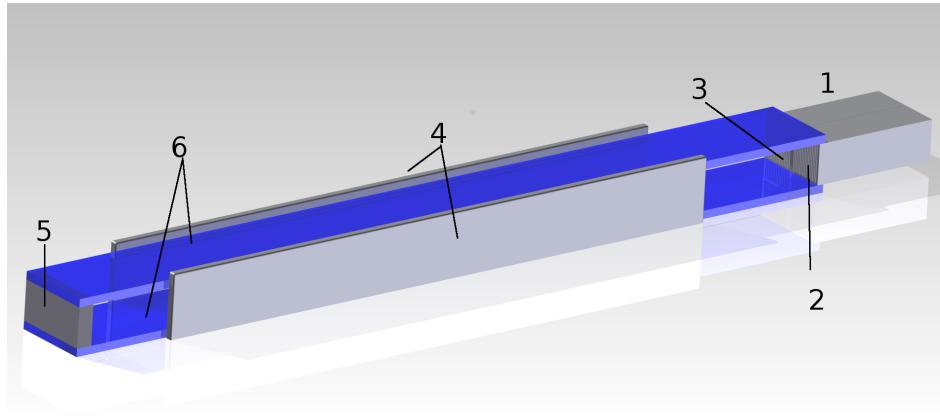


Abbildung 2.7.: Schematische CAD-Zeichnung des Borisov-Experimentes (angefertigt nach der Experimentbeschreibung in (1)). Dabei sind 1) Neutroneneingangs- und Ausgangsleiter, 2) das Eingangsgitter, 3) das Ausgangsgitter, 4) die beiden Elektroden, 5) der Spiegel und 6) die beiden horizontalen Glasplatten.

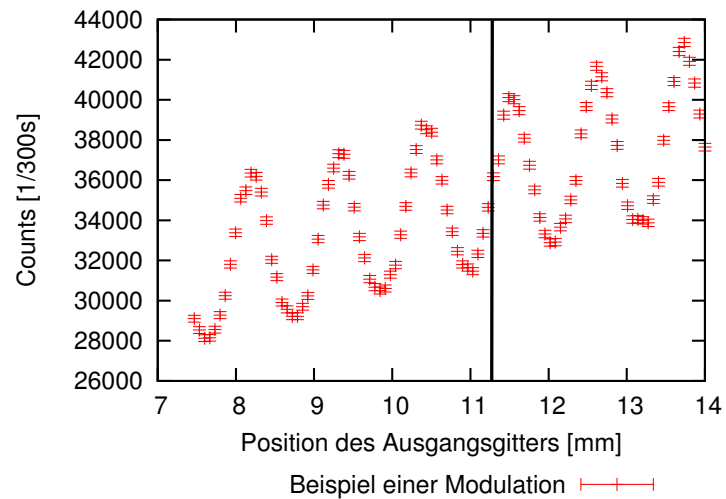


Abbildung 2.8.: Beispiel für eine Modulationskurve, gemessen mit dem neuen Aufbau in Grenoble; Die schwarze Linie markiert einen möglichen Arbeitspunkt.

In Abbildung 2.8 sieht man eine Modulationskurve, wie sie entsteht, wenn man die Position der Ausgangsgitter verschiebt. Die höchste Empfindlichkeit für eine Verschiebung der Abbildung hat man am Punkt der höchsten Steigung. Diesen Punkt nennt man Arbeitspunkt (schwarze Linie). Für die Messung werden die beiden Gitter so eingestellt, dass eines an einem Arbeitspunkt einer steigenden Flanke und eines am Arbeitspunkt einer fallenden Flanke steht. Auf diese Weise kann man zwischen einer Schwankung im Neutronenfluss und einer Verschiebung der Abbildung unterscheiden, da eine Verschiebung durch eine Ladung zum Anstieg der Zählrate in einem und einem Abfall im anderen Detektor führen würde. Eine Schwankung im Neutronenfluss würde eine Änderung in dieselbe Richtung zur Folge haben.

Die Änderung der Zählraten hängt wie folgt mit einer Verschiebung Δx der Abbildung zusammen:

$$\Delta x = \frac{1}{2} \left[\Delta N_1 \cdot \left(\frac{dN_1}{dx} \right)^{-1} + \Delta N_2 \cdot \left(\frac{dN_2}{dx} \right)^{-1} \right]. \quad (2.48)$$

ΔN_i Differenz der Zählraten mit und ohne Feld

Ersetzt man Δx nun gemäß Gleichung 2.47 erhält man:

$$q_n = \frac{m_n}{2Et^2} \cdot \left[\Delta N_1 \cdot \left(\frac{dN_1}{dx} \right)^{-1} + \Delta N_2 \cdot \left(\frac{dN_2}{dx} \right)^{-1} \right]. \quad (2.49)$$

q_n Neutronenladung

In Gleichung 2.48 und 2.49 ist $\Delta N = N_{feldfrei} - N_{Feld}$ die Differenz der Zählraten zwischen feldfreier Messung und Messung mit angelegtem elektrischem Feld. Der statistische Fehler der Zählrate fließt über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung in den Fehler der Ladungsmessung ein:

$$\delta q_n = \frac{m_n}{2Et^2} \left[\sqrt{\frac{\Delta N_1}{\tau}} \cdot \left| \frac{dN_1}{dx} \right|^{-1} + \sqrt{\frac{\Delta N_2}{\tau}} \cdot \left| \frac{dN_2}{dx} \right|^{-1} \right]. \quad (2.50)$$

2.4.1.2. Durchführung und Ergebnis

In Tabelle 2.2 sind die Parameter des Experiments aufgeführt. Sie wurden aus (1) entnommen. Mit dem Experiment konnte eine obere Grenze für die Ladung des Neutrons von

$$q_n = (4,7 \pm 7,1) \cdot 10^{-20} \cdot q_e \quad (2.51)$$

q_e Elektronenladung = $-1,602 \cdot 10^{-19}$ (37)

bestimmt werden. Während des Experiments traten Komplikationen durch eine Verkipfung des Spiegels auf. Diese Verkipfung senkte die erreichbare Sensitivität.

2.4.2. Baumann et al.

Ebenfalls 1988 wurde am ILL in Frankreich ein Experiment zur Ladung des Neutrons durchgeführt (34). Das Messprinzip ist ähnlich dem des Borisov-Experiments. Es basiert ebenfalls

Parameter des Borisov-Experiments	Wert
Druck	10^{-5} mbar
Gitter	0,7 mm Schlitze, 1,5 mm Stege, 8 mm Gittertiefe
Horizontale Neutronenspiegel	2 Floatglasplatten (150 Å Rauigkeit), 2000 Å BeO Beschichtung
Zylinderspiegel	Radius: 1041 mm; NiMo-Beschichtung
Neutronenfluss	140 1/s
Mittlere Flugzeit	$\bar{t} = 0,55$ s
Arbeitspunktsteigung	$dN_1/dx = 11001/s\cdot\text{cm}$ bzw. $dN_2/dx = 10001/s\cdot\text{cm}$
Messzeit	$2,2 \cdot 10^5$ s
Elektrisches Feld	$E = 1 \cdot 10^4$ V/m
Theoretische Sensitivität	$\delta q_n = 3,6 \cdot 10^{-20}$ e/day

Tabelle 2.2.: Parameter des Borisov-Experiments.

auf der Abbildungsverschiebung eines Gitters. Eine obere Grenze der Neutronenladung konnte zu

$$q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21} \cdot q_e \quad (2.52)$$

gefunden werden. Diese, im Vergleich zum UCN-Experiment viel höhere Genauigkeit konnte vor allem durch eine bessere Statistik erreicht werden. Durch den Einsatz von kalten Neutronen kamen weitaus höhere Flussdichten zustande.

2.4.3. Experiment zur Neutralität der Materie

1967 wurde von Stöver et al. ein Experiment zur Neutralität der Materie durchgeführt (38). Dieses Experiment wurde nicht mit Neutronen durchgeführt. Da es aber eine hohe Präzision erreicht, soll es hier nicht unerwähnt bleiben.

Eine Eisenkugel wird magnetisch zwischen zwei horizontalen Elektroden in der Schwebe gehalten. Diese Stabilisierung wird durch Elektromagnete erreicht. Die Kugel wird vom Abbild eines Schlitzes beleuchtet, der von einer Wolframlampe angestrahlt wird. Die Abbildung wird von einer Linse auf die Kugel fokussiert. Das Schattenbild von Schlitz und Kugel wird nun durch ein Linsensystem auf einen Photomultiplier gelenkt. Wenn sich die Kugel in Ruhelage am Rand des Schlitzes befindet, führt jede Auslenkung entlang der Schlitzrichtung zu einer Änderung der am Photomultiplier gemessenen Intensität. An den Elektroden wird ein elektrisches Feld angelegt und es wird überprüft, ob es zu einer Verschiebung kommt.

Bei Messungen zur Neutralität der Materie wird nicht die Neutronenladung direkt als Ergebnis angegeben, sondern die Ladungsasymmetrie zwischen Elektron und Proton:

$$f = 1 + \frac{q_e}{q_p} \quad (2.53)$$

$$\begin{aligned} q_p & \text{ Protonenladung} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\ q_e & \text{ Elektronenladung} = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \end{aligned}$$

In diesem Experiment konnte

$$|f| < 0,8 \cdot 10^{-19} \quad (2.54)$$

als obere Grenze für diese Asymmetrie bestimmt werden. Für die Ladung des Neutrons gilt damit als oberes Limit:

$$q_n = |f| \cdot q_p = 0,8 \cdot 10^{-19} \cdot q_e \quad (2.55)$$

3. Geschichte der UCN-Forschung

Rutherford äußerte 1920 zum ersten Mal die Idee, dass es einen weiteren Bestandteil in Atomen, ausser den bereits bekannten Protonen und Elektronen, gibt (39). 1921 wurden in einem Artikel von Chadwick über die Kollision von α -Teilchen mit Wasserstoffgas beschrieben, dass es in α -Teilchen außer dem Proton noch ein weiteres Teilchen geben muss, um die Beobachtungen zu erklären (40). Im gleichen Artikel wurde beschrieben, dass für sehr kleine Abstände eine Anpassung der Vorstellung der herrschenden Kräfte nötig ist. Es konnte nicht, wie angenommen, eine rein elektrische Wechselwirkung sein. Heute weiß man, dass es die starke Kraft ist, die für sehr kleine Abstände die Wechselwirkung bestimmt.

1932 gelang Chadwick der experimentelle Nachweis des Neutrons durch die Bestrahlung von Beryllium mit α -Teilchen (4; 41). Aus der Masse des Neutrons, die noch im gleichen Jahr von Chadwick und Goldhaber bestimmt wurde, ließ sich die Theorie Rutherfords, wonach das Neutron ein gebundener Zustand aus Proton und Elektron ist, widerlegen (42). Bereits ein Jahr später konnte die Masse präziser gemessen werden (43).

Aus der Masse des Neutrons folgte nicht nur, dass das Neutron ein neuer Baustein der Materie ist, sondern auch, dass es theoretisch zerfallen kann, da seine Masse über der des Protons liegt. Fermi entwickelte, unter der Annahme der Existenz des Neutrinos, eine erste Theorie des β -Zerfalls (44).

Bis zum Bau der ersten Kernreaktoren fehlten leistungsstarke Neutronenquellen. 1950 konnten zwei Kollaborationen den Zerfall des Neutrons nachweisen: Snell in Oak Ridge, USA, und Robson in Chalk River, Kanada (45; 46). Ein Jahr später veröffentlichte Robson die erste Arbeit zur Lebensdauer des freien Neutrons (47). Er bestimmte die Lebensdauer des freien Neutrons auf $(12,8 \pm 2,5)$ Minuten. Das war das erste Experiment zu einer Fragestellung, die auch heute noch mit UCN untersucht wird.

Die Idee, langsame Neutronen in der Forschung einzusetzen, entstand früh. Bereits 1946 veröffentlichten Fermi et al. das erste Experiment mit langsamen Neutronen, die sie mit Graphit aus dem vollen Spektrum filterten (48). Es gelang, die Neutronen auf ca. 18 K zu kühlen. 1959 wurde von Zel'dovich et al. vorhergesagt, dass man Neutronen mit einer Geschwindigkeit von unter 10 m/s speichern kann, da sie von geeigneten Materialien reflektiert werden. 1969 gelang Lushchikov et al. erstmals der experimentelle Nachweis, dass man UCN wirklich speichern kann (49). Schon in dieser Arbeit wurde auf die Möglichkeit verwiesen, UCN für Präzisionsmessungen einzusetzen, zum Beispiel für die Messung des permanenten elektrischen Dipolmoments des Neutrons.

Im selben Jahr konnte auch von Steyerl et al. ein Experiment mit ultrakalten Neutronen durchgeführt werden (6). In einem Strahlexperiment konnten sie die Wirkungsquerschnitte von Gold und Aluminium messen. Sie verwendeten einen Graphitmoderator¹ und konnten ein kontinuierliches Spektrum zwischen 0,1 meV und 0,1 μ eV erzeugen. Zusätzlich zu der Moderation in Graphit wurde ein geschwindigkeitselektiver Chopper verwendet, dessen Öffnungszeit ungefähr antiproportional zur Geschwindigkeit der Neutronen war. So konnte ein Spektrum

¹Als Moderator bezeichnet man ein Material, dass die Neutronen abbremst. Dies geschieht durch Stöße zwischen Neutronen und den Atomen des Materials.

zwischen 5 m/s und 100 m/s erzeugt werden. Die Bestätigung, dass der Wirkungsquerschnitt auch für so langsame Neutronen eine $1/v$ Abhängigkeit hat, war das erste Forschungsergebnis, das mit UCN erzielt wurde.

3.1. UCN-Quellen

Es wurden verschiedene Methoden entwickelt, UCN zu erzeugen. Bereits 1975 zeigten Golub und Pendlebury, dass in einem sogenannten superthermischen Konverter höhere UCN-Dichten erzeugt werden können als durch reine Thermalisierung der Neutronen auf die Moderatortemperatur zu erwarten ist (50).

Ihre Idee einer superthermischen Quelle beschreiben sie so: In einem Speichergefäß befindet sich ein Moderatormaterial mit einem UCN-Potential, das kleiner ist als das des Speichergefäßes. 1977 konkretisierten sie ihre theoretischen Überlegungen und beschrieben die Idee einer superthermischen ^4He -Quelle (51). ^4He erfüllt alle Bedingungen, die an das Konvertermaterial gestellt werden:

- Das Konvertermaterial hat eine sehr kleine Absorptionswahrscheinlichkeit für Neutronen.
- Die kritische Energie für die Totalreflektion ist deutlich kleiner als die des Speichergefäßes.
- Die Wechselwirkung zwischen Konverter und UCN verhält sich so, als ob es einen einzelnen angeregten Zustand gibt, dessen Energie über der thermischen Energie des Konverter und der Energie der UCN liegt.

Da eine solche Helium-Quelle auf Temperaturen unter 1 K gekühlt werden muss und die kalten Quellen in Reaktoren ca. 20 K haben, ist es technisch sehr anspruchsvoll, die UCN-Quelle direkt in den Reaktor zu installieren. Als Lösung schlugen Golub et al. vor, die Quelle am Ende eines Neutronenleiters zu installieren und so das Problem der Kühlung zu lösen. Für diesen Aufbau sagten sie eine Neutronendichte von ca. 300 UCN/cm^3 im Experiment am Ende eines Neutronenleiters und eine Dichte von 3000 UCN/cm^3 in der Quelle vorher. Diese Dichte wurde bis heute in keinem Experiment erreicht.

2004 wurde in Los Alamos, USA, eine UCN-Quelle mit festem Deuterium als Moderator vorgestellt, die eine Dichte von $(145 \pm 7) \text{ UCN/cm}^3$ erreicht. Als Neutronenquelle wurde eine Spallationsquelle eingesetzt. Eine solche Quelle kommt ohne Kernreaktor aus. Es werden hochenergetische Protonen (in diesem Fall 800 MeV) auf ein Target geschossen. Dies führt dazu, dass mehrere Nukleonen den Kern sofort verlassen. Der Restkern bleibt in einem angeregten Zustand und es werden in der Folge Nukleonen abgedampft, bis der Kern wieder den Grundzustand erreicht. Die freiwerdenden Neutronen werden in einem Konverter aus festem Deuterium bei ca. 5 K moderiert. Solche Quellen sind zwar aufgrund des Beschleunigers genauso teuer wie Reaktoren, allerdings entsteht deutlich weniger nuklear aktivierter Abfall.

Das Prinzip, festes Deuterium zu verwenden, geht auf eine der ersten UCN-Quellen zurück. Am Leningrad Institute of Nuclear Physics in Gatchina, Russland, wurde bereits 1986 eine solche Moderation durchgeführt (52). Dort diente allerdings ein Reaktor als Neutronenquelle.

Neben den superthermischen Quellen mit Deuterium gibt es auch superthermische Quellen mit Helium. Die erste Quelle dieser Art wurde 2002 beschrieben (53). Als Beispiel sei hier

das Prinzip der Quelle von Oliver Zimmer erklärt, da die erzielte Dichte deutlich höher ist als die bei Masuda (54; 55). Als Moderator wird kein festes Deuterium, sondern flüssiges Helium verwendet, das auf ca. 1 K gekühlt wird. Da ^3He einen sehr hohen Absorptionsquerschnitt für Neutronen hat, muss möglichst reines ^4He verwendet werden. Dazu wird die unterschiedliche kritische Temperatur der Suprafluidität ausgenutzt. Für ^4He liegt dieser Übergang etwas höher. Durch die Suprafluidität kann man eine Trennung der Isotope durchführen, indem man das Helium durch ein mit Aluminiumoxidpulver gefülltes Rohr leitet. Das suprafluide ^4He kann die Pulverschicht durchdringen, wohingegen das ^3He gefiltert wird. Diese Form der Quelle ist eine gepulste Quelle. Im Konversionsvolumen werden UCN akkumuliert und stoßweise extrahiert. Pro Extraktion können 274000 UCN extrahiert werden. Bei einem Volumen von 5 Litern entspricht dies einer Dichte von ca. 55 UCN/cm^3 .

Sowohl Spallationsquellen als auch der Reaktor in Gatchina sind kontinuierliche Neutronenquellen. Da es auch gepulste Neutronenquellen gibt, so zum Beispiel TRIGA-Reaktoren, gab es schon früh Ansätze, gepulste UCN-Quellen zu realisieren. 1995 veröffentlichte Pokotilovski diese Idee. Er schlug vor, eine Quelle aus festem Deuterium an einem gepulsten TRIGA-Reaktor mit langsamer Pulsfolge zu installieren. Eine solche Quelle hätte einige signifikante Vorteile gegenüber permanenten Quellen, allerdings auch Nachteile:

- Durch die Pulsung kann die Reaktorleistung deutlich niedriger liegen. Dies führt zu weniger Wärmeeintrag in die Quelle.
- Ebenso führt die niedrige Leistung zu einem sehr niedrigen Neutronenhintergrund während der Speicherung und der Messung.
- Die Extraktionsleiter können kürzer sein, so dass es zu weniger Verlusten kommt.
- Eine solche Quelle ist für Speicherexperimente deutlich besser geeignet als für Strahlexperimente.

Am TRIGA-Reaktor Mainz ist eine solche Quelle im Betrieb (12; 13).

Neben den UCN-Quellen mit Konverter gibt es seit 1986 eine mechanische Quelle am ILL in Grenoble, Frankreich, die sogenannte Steyerl-Turbine (15). Diese Quelle wird in Abschnitt 2.1.1 genauer beschrieben, da die Messungen für diese Arbeit dort durchgeführt wurden. Sie stellte über viele Jahre die stärkste UCN-Quelle der Welt dar.

1991 erweiterte Pokotilovski seine Idee einer gepulsten Quelle um einen beweglichen Moderator (56). Damit kombiniert er die beiden zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Methoden zur Erzeugung von UCN.

In Anlehnung an diese Idee wurde 2011 am TRIGA-Mainz eine lineare Bremse für Neutronen getestet (57; 58). Dieser Testaufbau verwendete keinen beweglichen Moderator, sondern einen beweglichen Neutronenspiegel, wie es auch die Schaufeln der Steyerl-Turbine sind. Es konnte nachgewiesen werden, dass das Prinzip eines linearbewegten Konverters in Kombination mit einer gepulsten Quelle funktionsfähig ist.

3.2. Experimente mit UCN

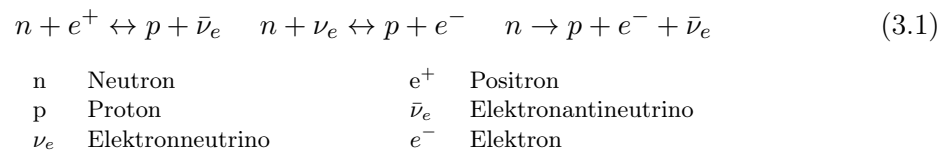
UCN werden in verschiedenen Experimenten eingesetzt. Die beiden wichtigsten Bereiche sind dabei die Bestimmung der Lebensdauer des freien Neutrons und die Suche nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment des Neutrons. Die Geschichte dieser beiden Forschungs-

bereiche soll hier kurz skizziert werden. Außerdem werden einige weitere herausragende Experimente mit UCN beschrieben.

3.2.1. Lebensdauer des Neutrons

Das Verständnis des Entstehens des Universums ist eine der grundsätzlichen Interessen der Menschheit. Die Lebensdauer des freien Neutrons ist ein wichtiger Parameter bei der Beschreibung des frühen Universums kurz nach dem Urknall.

Die primordiale Nukleosynthese beschreibt die Entstehung der leichten Elemente bis zum Lithium (59). Diese Phase des Universums umfasste ungefähr die ersten 200 Sekunden nach dem Urknall. Bevor die Nukleosynthese stattfinden konnte, war die vorhandene Energiedichte groß genug um Bildung und Zerfall von Neutronen im Gleichgewicht zu halten:



Mit sinkender Temperatur verschob sich das Gleichgewicht und es bildete sich ein Neutron-zu-Proton-Verhältnis von ca. 1:6 aus. Dieses sank durch den Neutronenzerfall weiter auf 1:7. Durch die beginnende Nukleosynthese wurden alle Neutronen in Kernen gebunden und stabil. Die Unsicherheit dieses Verhältnisses konnte weitgehend auf die Unsicherheit in der Neutronenlebensdauer reduziert werden. (60).

Die Versuche, die Lebensdauer des Neutrons zu bestimmen, haben bereits in den 1940ern begonnen, lange bevor es leistungsstarke Quellen für UCN gab. Die ersten Experimente waren die bereits erwähnten Experimente von Snell und Robson. 1972 wurde am Reaktor in Risö, Dänemark, ein Präzisionsexperiment durchgeführt (61). In einem Strahlexperiment durchquerten die Neutronen einen Bereich mit einem magnetischen Feld senkrecht zur Flugrichtung. Auf beiden Seiten waren Szintillator-Paddel angebracht. Die Elektronen, die bei einem Neutronenzerfall entstehen, wurden durch das magnetische Feld zu einem der Szintillator gelenkt. Rückgestreute Elektronen wurden am entgegengesetzten Paddel nachgewiesen. Mit diesem Experiment konnte die Lebensdauer des Neutrons auf $\tau_n = (921,7 \pm 13,9)$ s bestimmt werden. Dieses Experiment sollte für sehr lange Zeit das Strahlexperiment mit der geringsten Unsicherheit sein. 2005 konnte ein genaueres Ergebnis erzielt werden: $\tau_n = (886,3 \pm 3,4)$ s (62).

Einen anderen Ansatz verfolgen die Experimente mit UCN. Bei diesen wird ein Speichervolumen mit Neutronen gefüllt und es werden entweder die Neutronen gezählt, die nach einer bestimmten Zeit noch gespeichert sind (counting the survivors) oder es werden die Zerfälle in einer bestimmten Zeit gezählt (counting the dead).

Das erste Lebensdauerexperiment mit UCN wurde 1980 am SM-2 Reaktor in Dimitrovgrad, Russland, durchgeführt (63). In diesem Experiment wurden Neutronen in einem einfachen Aluminiumgefäß gespeichert. Mit Aluminiumplättchen konnte die Oberflächengröße verändert werden. Es wurden nach verschiedenen Zeiten die noch vorhandenen Neutronen gezählt. Aus dem Verhältnis sollte die Lebensdauer bestimmt werden. Da das zu Grunde gelegte theoretische Modell einer konstanten Verlustwahrscheinlichkeit falsch war und zusätzlich die Statistik sehr niedrig war, wurde die Lebensdauer nur zu $\tau_n = (875 \pm 95)$ s bestimmt. Mit einem größe-

ren Speichervolumen wurde das Experiment wiederholt. Dieses neue Speichergefäß wurde mit besser verarbeiteten Wänden, die darüber hinaus gekühlt wurden, angefertigt: $\tau_n = (903 \pm 13)$ s (64). Die Verringerung von Verlusten an den Wänden wurde noch einmal verbessert. In einem dritten Experiment wurde die Aluminiumoberfläche mit 80 K kaltem D₂O beschichtet (65). Das Ergebnis war $\tau_n = (893 \pm 20)$ s.

Die UCN-Quelle am ILL erreicht eine mehr als 1000 mal höhere Neutronendichte im Speichergefäß im Vergleich zur Quelle am SM-2 (66). Das erste Lebensdauerexperiment an dieser Quelle war MAMBO (67). MAMBO stellte einen Sprung in der Qualität von Lebensdauerexperimenten dar: $\tau_n = (887,6 \pm 3,0)$ s. Das Messprinzip von MAMBO sah eine Veränderung des Wand-Volumen-Verhältnisses vor, um die Wandverluste zu bestimmen. Dieses Messprinzip wurde für MAMBO II weiter verfeinert. Eine Art Vorkammer wurde installiert, in der die Neutronen zuerst gesammelt wurden, bevor sie in die Hauptkammer kamen. Diese Kammer hatte eine verfahrbare Wand, mit der man das Volumen der Kammer verändern konnte. 2010 wurde schließlich mit $\tau_n = (880,7 \pm 1,8)$ s ein Ergebnis veröffentlicht.

Ungefähr 1990 wurde eine Technik eingeführt, die zu einer signifikanten Verbesserung der Ergebnisse führte. Bis zu diesem Zeitpunkt wurden ausschließlich die überlebenden Neutronen gezählt. Da die gemessenen Speicherzeiten deutlich kürzer waren als die Neutronenlebensdauer, waren starke Korrekturen der Ergebnisse notwendig. Diese Korrekturen basierten auf Variationen verschiedener Parameter, wie der Volumengröße, der Oberfläche oder dem Energiespektrum. Aus diesem wurde versucht, die Wandverluste zu berechnen und die Neutronenlebensdauer zu extrapolieren, indem man eine lineare Extrapolation der Verluste bis hin zu Null Wandverlusten vornahm. Am ILL wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem die Neutronen nachgewiesen wurden, die durch inelastische Streuung genug Energie aufgenommen hatten, um das Speichervolumen zu verlassen. Dies wurde durch 28 ³He-Proportionalzähler außerhalb des Speichervolumens realisiert (68). Die Weiterentwicklung dieses ersten Experiments wurde bis 2000 durchgeführt (69). Das Ergebnis musste 2012 korrigiert werden: ($\tau_n = 881,6 \pm 2,0$) s (70).

2005 wurde von Serebrov et al. das Ergebnis der Weiterentwicklung des Gravitrapp-Experiments von 1989 veröffentlicht (71; 72; 73). Das Ergebnis von $(878,5 \pm 0,76)$ s ist bis heute die genaueste Messung der Neutronenlebensdauer. Da dieses Ergebnis deutlich vom damaligen Weltmittelwert abwich, spricht man vom Neutronenlebensdauer-Problem. Der heutige Weltmittelwert von $(880,1 \pm 1,1)$ s wurde durch das Ergebnis von Serebrov deutlich nach unten verschoben.

Da bei Speicherexperimenten die Verlustkanäle hauptsächlich durch die Wandeigenschaften beeinflusst werden, bietet es sich an, die Speicherung ohne Wandkontakt in einem Magnetfeld zu realisieren. Magnetische Speicherung ist zwar technisch anspruchsvoll und im Aufbau deutlich teurer als 'normale' Wandspeicherung, aber ausreichend vielversprechend. Das einzige Neutronenlebensdauerexperiment mit magnetischer Speicherung, das bis heute konkurrenzfähige Ergebnisse lieferte, wurde 2009 von Ezhov et al. vorgestellt. Mit einer Lebensdauer von $(\tau_n = 878,2 \pm 1,9)$ s liegt das Ergebnis im Bereich des Ergebnisses von Serebrov.

Es werden momentan mehrere Experimente aufgebaut, um die Lebensdauer des freien Neutrons mit hoher Präzision zu messen (74; 75; 76; 77). Ebenfalls werden die bereits vorhandenen Daten neu ausgewertet (78).

3.2.2. Elektrisches Dipolmoment der Neutrons

Sollte ein permanentes elektrisches Dipolmoment eines Elementarteilchens gefunden werden, würde dies eine CP^2 -Verletzung nachweisen. Dies wird deutlich, wenn man sich ein Teilchen vorstellt, dessen magnetisches und (hypothetisch existierendes) elektrisches Dipolmoment, parallel ausgerichtet sind. Unter Umkehr der Parität ändert sich die Richtung des elektrischen Dipolmoments, wohingegen die Orientierung des magnetischen Dipolmoments erhalten bleibt. Bei Zeitumkehr verhält es sich genau umgekehrt. Es kommt also zur Verletzung der P- und der T-Symmetrie. Dies führt nach dem CPT^3 -Theorem auch zu einer CP-Verletzung. CP-verletzende Prozesse sind bereits bekannt, so zum Beispiel der 2π -Zerfall des K^0 -Mesons (79). Viele Theorien der Teilchenphysik machen Vorhersagen über die Größe der CP-Verletzung. Diese widersprechen sich immer wieder, so zum Beispiel das Standardmodell, das eine deutlich kleinere Stärke der CP-Verletzung vorgibt als sie in den aktuellen Modellen zur Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie angenommen wird. Sollte ein Neutronendipolmoment gefunden werden, wäre dies ein geeignetes Mittel viele dieser konkurrierenden Theorien zu falsifizieren.

Die Suche nach dem elektrischen Dipolmoment des Neutrons dauert, genauso wie die Experimente zur Lebensdauer des Neutrons, schon einige Jahrzehnte. Allerdings verläuft die Suche nach einem möglichen elektrischen Dipolmoment deutlich homogener. Wie man in (7) nachlesen kann, wird das obere Limit kontinuierlich nach unten verschoben und liegt im Moment bei $2,9 \cdot 10^{-26}$ e-cm, gemessen am sogenannten RAL⁴-Sussex-Experiment (80). Durch das immer weitere Absenken der oberen Grenze konnten viele theoretische Modelle der Teilchenphysik ausgeschlossen werden. Eine Übersicht dazu findet sich zum Beispiel in (81). Das permanente elektrische Dipolmoment kann also, genauso wie die Lebensdauer des Neutrons, helfen, die Grundlagen der modernen Teilchenphysik zu verifizieren.

Es gibt aktuell drei Experimente mit UCN zur Bestimmung des Dipolmoments: Zwei am ILL in Frankreich und eines am PSI in der Schweiz. Eines der ILL-Experimente wird in Kooperation mit dem PNPI⁵ durchgeführt. Die Datenaufnahme wurde 2013 beendet, allerdings wurde noch kein Ergebnis veröffentlicht (82). Das zweite Experiment, das sogenannte CryoEDM, befindet sich noch vor der Datenaufnahme (83). Für dieses Experiment ist eine um zwei Größenordnungen kleinere Empfindlichkeit vorhergesagt. Das Experiment am PSI ist eine Weiterentwicklung des RAL-Sussex-Experiment und soll ungefähr einen Faktor fünf empfindlicher werden.

3.2.3. Weitere Experimente

Eine Serie von Experimenten beschäftigt sich mit Quantenzuständen von Neutronen im Gravitationsfeld der Erde. 2000 (84; 11) wurden diese erstmalig nachgewiesen. Es war der erste Nachweis von gebundenen Quantenzuständen im Gravitationsfeld. Neutronen eignen sich für dieses Experiment besonders, da sie ungeladen⁶ sind und so nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen. Das Experiment wurde weiterentwickelt und 2009 unter dem Namen QBounce veröffentlicht (85). Dieses Experiment soll zeigen, dass es möglich ist, mit UCN nach Abweichungen von der newtonschen Bewegung oder einer kurzreichweitigen fünften

²Symmetrie von Ladung (engl.: Charge) und Parität

³Symmetrie von Ladung (engl.: Charge), Parität und Zeit (engl.: Time)

⁴Rutherford Appleton Laboratory

⁵Petersburg Nuclear Physics Institute

⁶Eine mögliche elektrische Ladung des Neutrons im Bereich von $10^{-21} \cdot q_e$ hätte keinen Einfluss auf die Gravitationszustände.

Kraft zu suchen. Diese Experimente führten zur Entwicklung eines Neutronenspektrometers, das am ILL gebaut wird und permanent dort verbleiben soll: GRANIT (86; 87; 88). Dieses Spektrometer soll mit einer eigenen UCN-Quelle betrieben werden.

UCN werden nicht nur zur Grundlagenforschung eingesetzt. Es werden Versuche unternommen, durch den Einsatz von UCN die Strahlenschäden an gesundem Gewebe durch BNCT⁷ (89; 90) zu verringern (91). Bei der BNCT nehmen Patienten eine mit ¹⁰Bor angereicherte Substanz zu sich. ¹⁰Bor hat einen sehr hohen Einfangsquerschnitt für thermische Neutronen von 3835 barn. Da maligne Tumore einen schnelleren Stoffwechsel haben als gesundes Gewebe, reichert sich das ¹⁰Bor verstärkt im Tumorgewebe an. Wenn das Gewebe nun mit Neutronen bestrahlt wird, kommt es im Tumor verstärkt zu (n,α)-Reaktionen. Da α-Teilchen im Gewebe nur sehr geringe Reichweiten haben (kleiner 10 μm), werden nur Tumorzellen, die ¹⁰Bor aufgenommen haben, zerstört. Das gesunde Gewebe bleibt aufgrund der niedrigeren Anreicherung weitgehend unzerstört. Durch den Einsatz von UCN könnten die Strahlenschäden deutlich reduziert werden. UCN sollen durch dünne Schläuche, die mit Fomblin (5) beschichtet sind, direkt an den Tumor transportiert werden, ohne mit dem umliegenden Gewebe zu wechselwirken. Die Forschungen zum Einsatz von UCN befinden sich noch am Anfang, zeigen aber, dass UCN nicht nur zur Grundlagenforschung eingesetzt werden können.

⁷Bor-Neutronen-Einfang-Therapie, engl.: Boron neutron capture therapy

4. Testaufbau und Strahlzeit am ILL

2011 wurde eine dreiwöchige Strahlzeit am ILL in Grenoble durchgeführt. Sie diente dazu, den damaligen Stand der Entwicklung des Experiments mit einem Testaufbau zu untersuchen. Das Experiment wurde am sogenannten Teststrahl aufgebaut. Dieser wird, im Gegensatz zu den drei Hauptstrahlen, mit einem geringeren Neutronenfluss versorgt. Dafür stehen die Neutronen permanent zur Verfügung. Er ist, wie der Name sagt, für Testmessungen gut geeignet. Für Messungen, bei denen die Statistik wichtig ist, sind die drei Experimentstrahlplätze ausgelegt. Während der Strahlzeit wurden verschiedene horizontale Neutronenspiegel getestet, es wurde der Untergrund untersucht und Methoden zu seiner Reduzierung getestet. Im Folgenden sind der Aufbau des Experiments, die Ergebnisse und die Konsequenzen für den endgültigen Aufbau beschrieben.

4.1. Aufbau

Abbildung 4.1 zeigt eine Schemazeichnung des Experiments und den Einfluss einer Kraft auf die Neutronen auf die Abbildung.

In Abbildung 4.2 sieht man den Aufbau zu Beginn der Strahlzeit. Der Aufbau ist, wenn man ihn mit Abbildung 2.7 vergleicht, nur in einigen wenigen Punkten verändert. Um den Aufwand der Testmessungen zu reduzieren, wurde eine Flugstrecke von 50 cm gewählt. Als horizontale Neutronenleiter werden Floatglasplatten verwendet. Die Gitter haben eine Tiefe von 2 mm. Dies verringert die Anzahl an Neutronen, die an der Innenseite der Gitter reflektiert werden. Zusätzlich zu dieser Veränderung der Dicke wurde das Eingangsgitter gekrümmt und mit einem ortsabhängigen Faktor skaliert (siehe Abbildung 4.3) (In Abschnitt 2.3 sind die Berechnungen, die zu den skalierten und gebogenen Gittern geführt haben, gezeigt).

$$P = 1 - \frac{2x^2}{R^2} \quad (4.1)$$

R Länge der Flugbahn/Radius des Spiegels
x Position

P Aufpunkt

Die Krümmung ist durch

$$y = ax^2 \quad a = 4 \left[\frac{1}{m} \right] \quad (4.2)$$

gegeben. Es wurden während der Strahlzeit zwei verschiedene Gitter mit unterschiedlichen Schlitz- und Stegbreiten eingesetzt:

- Gitter A: Stegbreite 1,5 mm und Schlitzbreite 0,7 mm
- Gitter B: Stegbreite 1,5 mm und Schlitzbreite 0,4 mm

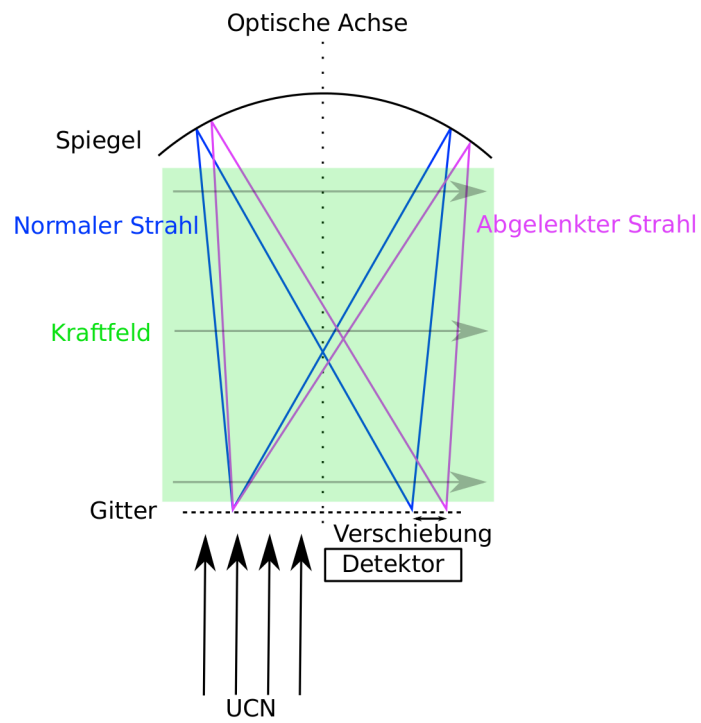


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des Experiments und der Entstehung einer Abbildungsverschiebung durch eine Kraft auf die Neutronen.

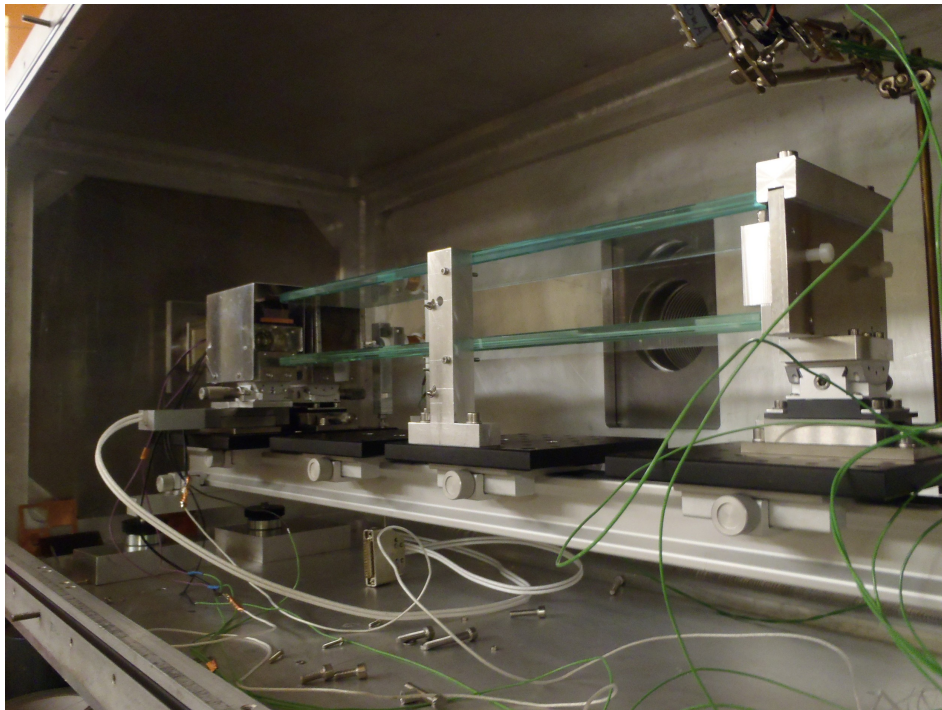


Abbildung 4.2.: Aufbau zu Beginn der Strahlzeit 2011.

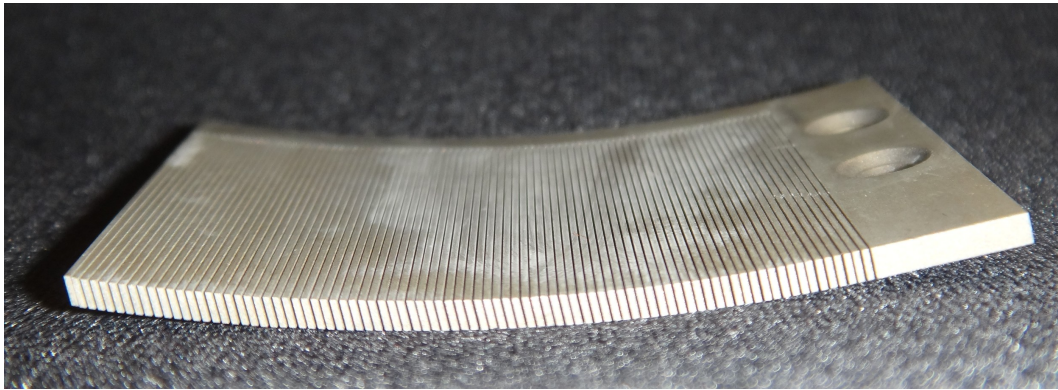


Abbildung 4.3.: Gekrümmtes Ausgangsgitter.

Der Spiegel hatte eine Nickeloberfläche mit einem Potential von 250 neV und einen Krümmungsradius von 500 mm. Während der Strahlzeit wurden verschiedene horizontale Neutronspeigelkombinationen und Materialien eingesetzt. Als Detektoren wurden zwei Szintillatoren aus ^6Li -dotiertem Glas verwendet, die auf Lichtleiter geklebt waren. Hinter den Lichtleitern kamen Photomultiplier zum Einsatz.

4.2. Zusammenfassung der systematischen Effekte

Auf dem Prinzip des Borisov-Experiments wurde ein erster Testaufbau entwickelt (92). Dieser wurde in einer Diplomarbeit weiterentwickelt und verschiedene systematische Effekte wurden untersucht (93). Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden hier kurz zusammengefasst.

- **Sensitivität:** Gleichung 2.50 wurde weiterentwickelt.

$$\delta q_n \propto \sqrt{\Sigma_N} \cdot \left| \frac{d\Sigma_N}{dx} \right|^{-1} = \left[\epsilon \tau \frac{B-b}{2b} \Phi_N h \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

ϵ	Effizienz des Detektors	τ	Messzeit
B	Gesamtbreite des Gitters	b	Schlitzbreite
Φ_N	Neutronenfluss	h	Höhe des Gitters
δq_N	Sensitivität	N	Zählrate
x	Gitterposition	Σ_N	Gesamtzahl Neutronen

Für das Experiment möchte man eine möglichst hohe Empfindlichkeit, also ein kleines δq_n , erreichen. Es lassen sich direkt einige Forderungen an das Experiment ableiten: Die Effizienz der Detektoren muss möglichst hoch sein, genauso wie der Neutronenfluss und die Gesamtmesszeit. Die Größe der Gitter ist durch die Größe des Neutroneneingangsleiters limitiert, sollte aber möglichst groß sein, das Gleiche gilt für die Höhe des Gitters. Die Schlitzbreite sollte möglichst klein sein. Allerdings gibt es auch hier limitierende Faktoren, wie zum Beispiel die Stabilität des Gitters, aber auch Grenzen in der Präzision bei der Herstellung.

- **Verkipfung:** Es wurde untersucht, welchen Einfluss verkippte Gitter auf das Detektor-

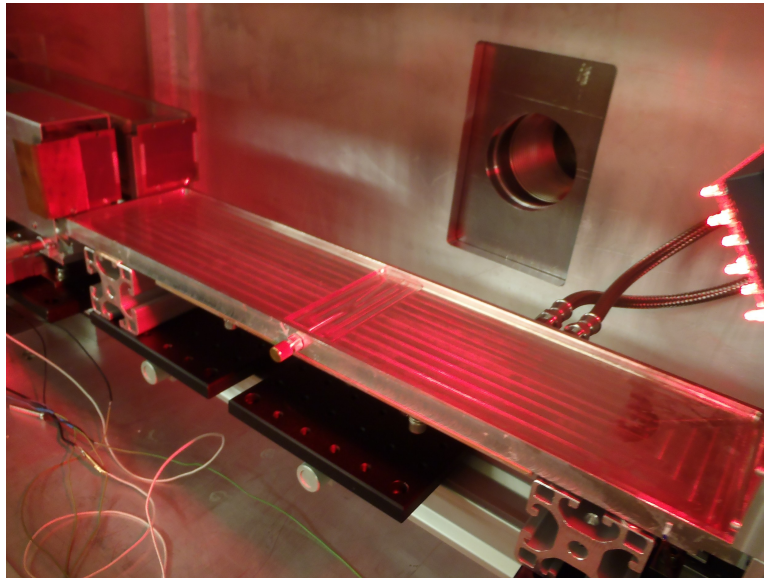


Abbildung 4.4.: Aufbau des Experiments ohne oberen Neutronenreflektor und mit der Fomlinwanne als unterem Reflektor.

signal haben. Dieser Einfluss ist bei Verkippungen, wie sie bei der Justage des Experiments erreicht werden können, gering und zu vernachlässigen.

- **Abbildung:** Die Eingangsgitter wurden zur Kompensation von Abbildungsfehlern mit einem ortsabhängigen Faktor skaliert und gekrümmt.
- **Oberflächenqualität:** Es wurde der Einfluss von Welligkeit der horizontalen Neutronenspiegel untersucht. Diese führen zu einer Aufweitung im Submillimeterbereich.
- **Flugzeit:** Bei einer Vergrößerung der Flugzeit, und damit verbunden auch einer Verlängerung der Flugstrecke, kommt es zu größeren Verlusten. In diesem Fall konkurrieren also eine Erhöhung der Sensitivität durch die verlängerte Flugzeit mit einer Verringerung der Sensitivität durch die gesunkene Zählrate. Es gilt, die Experimentlänge so zu wählen, dass die Sensitivität optimiert wird.

4.3. Modulationsmessungen

Während der Strahlzeit wurden Modulationskurven durch Verschiebung des Ausgangsgitters aufgenommen. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf der Untersuchung und dem Vergleich von verschiedenen horizontalen Neutronenspiegeln.

Man kann die Modulationskurve mit der Faltung dreier Funktionen beschreiben. Erstens mit der Faltung zweier Rechteckfunktionen, welche die Abbildung des Eingangs- auf das Ausgangsgitter darstellen. Zweitens mit einer Gaußfunktion, welche die Abweichung von einer idealen Abbildung bündelt, also die Divergenz, sowie Abbildungsfehler durch Ablenkung von Neutronen, zum Beispiel bei der Reflexion von den horizontalen Neutronenspiegeln. Die Faltung zweier gleicher Rechteckfunktionen ergibt eine Dreiecksfunktion mit doppelter Breite.

Das Ergebnis der Faltung mit einer Gaußfunktion ist

$$\begin{aligned}
f(x) = & \frac{N}{2} \left\{ [a(x - x_0) + b] \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_0 + b}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right. \\
& + [a(x - x_0) + b] + \frac{2a\sigma}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(x - x_0 + b)^2}{2\sigma^2} \right) \left. \right\} \\
& + \frac{N}{2} \left\{ [-a(x - x_0) + b] \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_0}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right. \\
& + [a(x - x_0) + b] - \frac{2a\sigma}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2} \right) \left. \right\} \\
& \frac{N}{2} \left\{ [-a(x - x_0) + b] \operatorname{erf} \left(\frac{-x + x_0 + b}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right. \\
& + [-a(x - x_0) + b] + \frac{2a\sigma}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(-x + x_0 + b)^2}{2\sigma^2} \right) \left. \right\} \\
& + \frac{N}{2} \left\{ [-a(x - x_0) + b] \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_0}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right. \\
& + [-a(x - x_0) + b] - \frac{2a\sigma}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2} \right) \left. \right\}.
\end{aligned} \tag{4.4}$$

x_0 Erwartungswert der Gaußfunktion σ Breite des Gaußfunktion

Diese Funktion wird im Folgenden an die Peaks angefitet. Damit soll der Parameter σ bestimmt werden. Dieser beschreibt die Breite der Gaußfunktion und ist also ein Maß für die Aufweitung der Abbildung. Ein zweiter Wert, um die Qualität der Abbildung zu beschreiben, ist der Kontrast. Dieser Wert spiegelt ein zweites Merkmal der Abbildung wider, nämlich das Verhältnis der Zählraten im Peak und dazwischen. Bei einer Messung ohne Untergrund, also ohne Signal zwischen den Peaks, ist der Kontrast eins. Der Kontrast wird aus

$$K = \frac{n_{max} - n_{min}}{n_{max} + n_{min}} \tag{4.5}$$

$n_{max/min}$ Zählrate im Maximum, bzw. im Minimum

bestimmt.

4.3.1. Überblick

Dieser Abschnitt soll einen Überblick über die einzelnen Messungen geben. Grundsätzlich wurden zwei verschiedene Materialien als horizontaler Spiegel getestet: Floatglas und Fomblin. Die Messungen mit Floatglas werden in Abschnitt 4.3.2 dargestellt. Es wurden zwei Konfigurationen getestet: Die in Abbildung 4.2 gezeigte, in der zwei Floatglasplatten verwendet werden, eine über und eine unter der Flugbahn. Bei dieser Messung wurde die Detektorabdeckung aus Abbildung 4.7 verwendet. Diese sollte UCN weit weg von der optischen Achse ausblenden, um

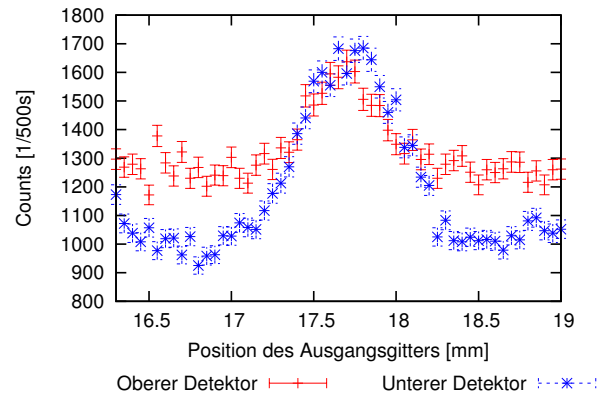


Abbildung 4.5.: Modulationskurve, gemessen mit zwei Floatglasplatten als horizontale Neutronenspiegel und Gittern mit einer Schlitzbreite von 0,4 mm; Es ist die Hälfte des oberen Detektors, die weg von der optischen Achse liegt, mit einer Kupferplatte abgeschirmt, so dass dieser Detektor nur die halbe Fläche im Vergleich zum unteren hat (siehe Abbildung 4.7).

Gitter	Kontrast	Breite der Gaußfunktion σ
Oberes Gitter	0,12	$0,115 \pm 22\%$
Unteres Gitter	0,26	$0,21 \pm 6\%$

Tabelle 4.1.: Daten der Modulation mit zwei Floatglasplatten.

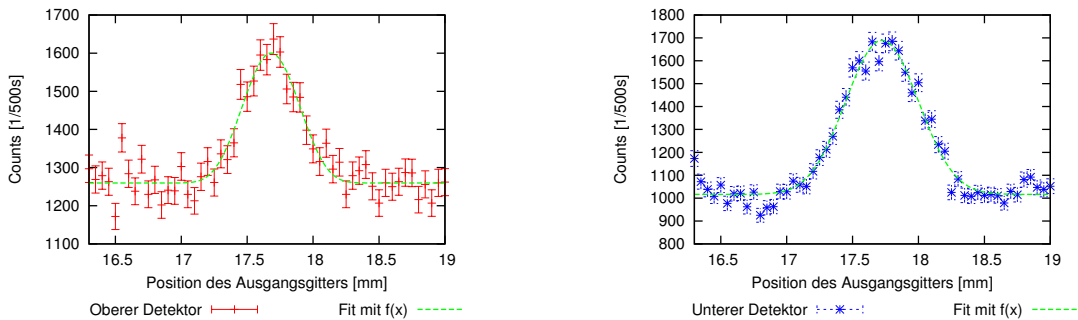
so die Abbildungsqualität zu verbessern. Es wurde auch eine Konfiguration ohne die obere Floatglasplatte getestet. Dadurch können zwar UCN die Apparatur nach oben verlassen, aber die Neutronen, die nachgewiesen werden, sind nur halb so oft reflektiert worden. Da bei jeder Reflexion die Gefahr einer Ablenkung besteht, ist diese Konfiguration eine vielversprechende Alternative zum Vorgängerexperiment. Es wurde eine schachbrettartige Abdeckung verwendet (Abbildung 4.10).

Als Alternative zu den Floatglasplatten wurde flüssiges Fomblin eingesetzt. Abbildung 4.4 zeigt das Setup für diese Messungen. Sie sind in Abschnitt 4.3.3 beschrieben. Für die Untersuchung von Fomblin und die Motivation für den Einsatz eines flüssigen Neutronenspiegels sei auf Kapitel 5 verwiesen. Für die Untersuchung von Fomblin wurde die äußere Hälfte der Detektoren verblendet (Abbildung 4.15).

4.3.2. Untersuchung von Floatglasplatten als horizontaler Spiegel

4.3.2.1. Zwei Floatglasplatten

In Abbildung 4.5 sieht man die Modulationskurven für den unteren und den oberen Detektor. In Tabelle 4.1 sind die Kennzahlen der Modulation dargestellt. Der Kontrast ist in der oberen Abbildung deutlich niedriger. Das Abdecken des äußeren Teils der Detektorfläche hat nicht zu einer Verbesserung des Kontrasts geführt. Man erkennt aber im Gegensatz dazu auch eine Verschlechterung der Qualität der Abbildung vom oberen zum unteren Gitter. Dies kann man aus der Form der Plateaus schließen. Während diese in den Daten des oberen Detektors



(a) Modulationskurve des oberen Gitters; Gefittet mit 4.4

(b) Modulationskurve des unteren Gitters; Gefittet mit 4.4

Abbildung 4.6.: Ausschnittweise Vergrößerung aus Abbildung 4.5 mit Fit. Fitfunktion siehe Gleichung 4.4.

vergleichsweise flach sind, wie man sie bei einer fehlerfreien Abbildung erwartet, sind die Plateaus in der blauen Kurve eher rund. Daraus lässt sich schließen, dass es mehrere Einflüsse auf die Abbildung gibt:

- Die schlechte Abbildung am unteren Detektor zeigt, dass UCN mit niedriger kinetischer Energie sehr oft an den Glasplatten reflektiert werden. Bei jeder Reflexion besteht die Möglichkeit, dass ein Querimpuls auf das Neutron übertragen wird. Solch ein Impuls führt zu einer Verschmierung der Abbildung. Es kann durch Reflexion an einer Unebenheit, also zum Beispiel einer Spur, die durch das Polieren entstanden ist, zu einem Impulsübertrag kommen.
- Als zweite Ursache für einen systematisch auftretenden Querimpuls kommen fehljustierte horizontale Neutronenleiter in Frage. Neutronen mit niedriger Energie werden häufiger im unteren Detektor detektiert, daher ist diese Verschmierung eher im unteren Detektor zu sehen. Diese Aufweitung ist auch in den Fitparametern zu sehen: Der Sigawert für den oberen Detektor ist $0,11483 \pm 0,02578$, wobei der für den unteren Detektor $0,21464 \pm 0,01372$ ist.
- Da der obere Detektor nur die halbe Fläche im Vergleich zum unteren hat, sollte man erwarten, dass auch die Zählrate halbiert ist. Dies ist nicht zu beobachten. Offensichtlich wird die Kurve durch einen erhöhten Untergrund im Vergleich zum unteren Detektor angehoben. Dafür spricht auch der verschlechterte Kontrast. Dies wirft die Frage nach dem Ursprung dieses Untergrunds auf. Darauf wird im weiteren Verlauf eingegangen werden (siehe Abschnitt 4.4).

In Abbildung 4.6 ist jeweils eine der Modulationen mit der o.g. Funktion (siehe Gleichung 4.4) gefittet.

4.3.2.2. Eine Floatglasplatte

In Abbildung 4.8 sieht man die Modulationskurven, die mit nur einer Glasplatte als horizontalem Neutronenleiter aufgenommen wurde. Dieser Neutronenleiter befand sich unterhalb der

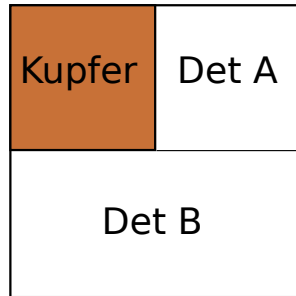


Abbildung 4.7.: Abdeckung der Detektoren bei der Messung mit zwei Floatglasplatten; die optische Achse ist rechts, die Blickrichtung ist in Richtung Gitter und Detektoren.

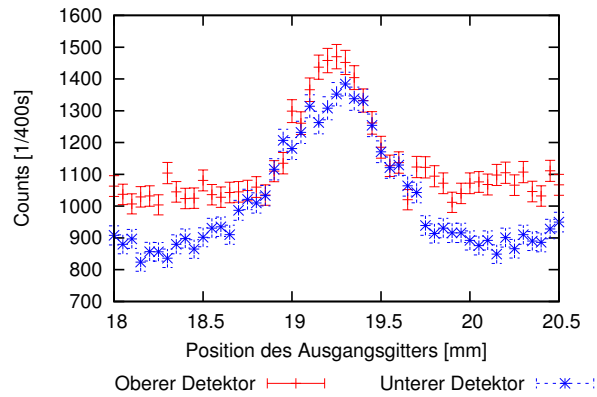
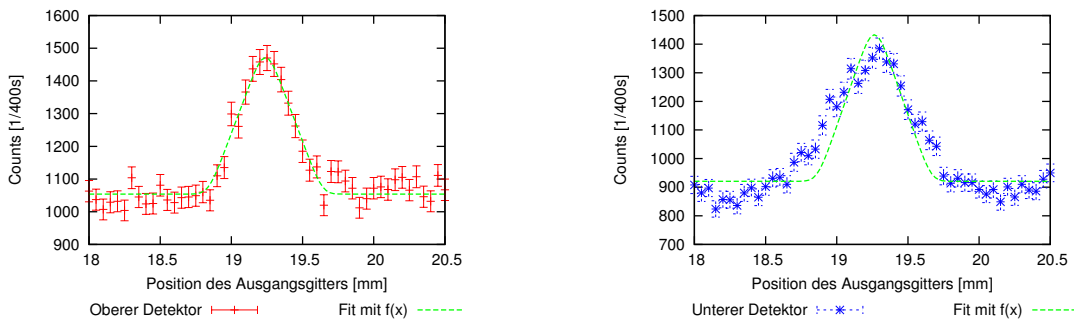


Abbildung 4.8.: Modulationskurve gemessen mit einer Floatglasplatte als unterem horizontalem Neutronenspiegel und Gittern mit einer Schlitzbreite von 0,4 mm. Das Ausgangsgitter war schachbrettartig abgedeckt (siehe Abbildung 4.10).



(a) Modulationskurve des oberen Gitters; Gefittet mit 4.4.

(b) Modulationskurve des unteren Gitters; Gefittet mit 4.4.

Abbildung 4.9.: Ausschnittweise vergrößerte und gefittete Modulationen aus Abbildung 4.8.

Gitter	Kontrast	Breite der Gaußfunktion σ
Oberes Gitter	0,14	$0,025 \pm 143\%$
Unteres Gitter	0,24	$0,23 \pm 5\%$

Tabelle 4.2.: Daten der Modulation mit einer Floatglasplatte.

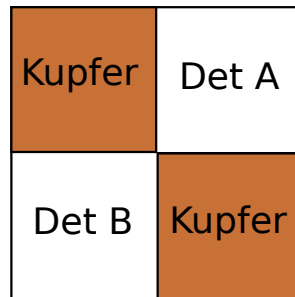


Abbildung 4.10.: Abdeckung des Ausgangsgitters in Schachbrettmuster; Die optische Achse ist rechts, Blickrichtung ist auf das Ausgangsgitter und die Detektoren.

Flugbahn. Dadurch ist die Flugbahn der Neutronen nicht nach oben begrenzt und UCN mit hoher Energie können verloren gehen. Es ist eine leicht niedrigere Zählrate zu erwarten. Für diese Messung wurde eine schachbrettartige Abdeckung der Detektoren gewählt (siehe Abbildung 4.10). Dadurch können Unterschiede in der Abbildungsqualität nah und entfernt von der optischen Achse untersucht werden.

Im Vergleich zu der Messung mit zwei Floatglasplatten sieht man für das untere Gitter nur leichte Veränderungen im Kontrast und der Aufweitung (Tabelle 4.2). Da UCN, deren Energie am unteren Ende des Spektrums liegt, nur wenig im Schwerfeld der Erde steigen können, werden sie sehr oft auf dem unteren Spiegel reflektiert, ohne einen oberen Spiegel erreichen zu können. Für diese Neutronen ist also auch keine Änderung gegenüber dem Setup mit zwei Spiegeln zu erwarten.

Die Modulation des oberen Detektors zeigt eine deutliche Verbesserung der Abbildung. Die Modulation ist deutlich ähnlicher der Dreiecksform einer idealen Abbildung. Daraus lässt sich schließen, dass viele Neutronen nun mit deutlich weniger Reflexionen die Apparatur passieren und somit eine geringere Störung erfahren. Allerdings war es nicht möglich, den Peak des oberen Detektors zu fitten. Der Wert für σ weist einen zehn mal so großen Fehler auf wie bei den anderen Messungen.

Gitter	Kontrast	Breite der Gaußfunktion σ
Oberes Gitter	n.a.	n.a.
Unteres Gitter	0,35	$0,18 \pm 4\%$

Tabelle 4.3.: Daten der Modulation mit dem Gitter mit der Schlitzbreite 0,2 mm.

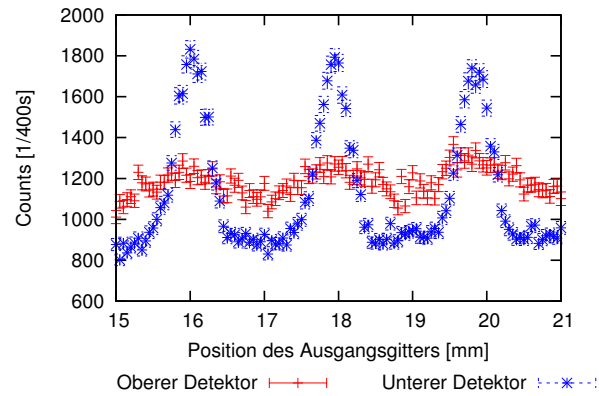


Abbildung 4.11.: Modulationskurve gemessen mit Floatglas als unterem horizontalen Neutronspegel und Gittern mit einer Schlitzbreite von 0,2 mm.

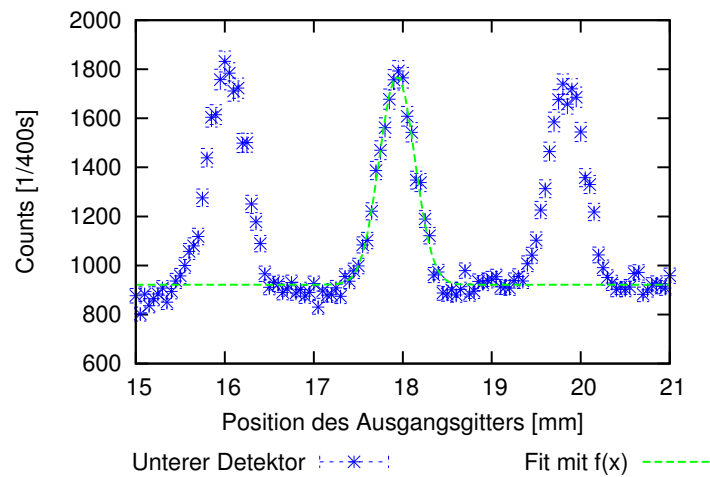


Abbildung 4.12.: Ausschnittsweise vergrößerte und gefittete Modulation aus 4.11.

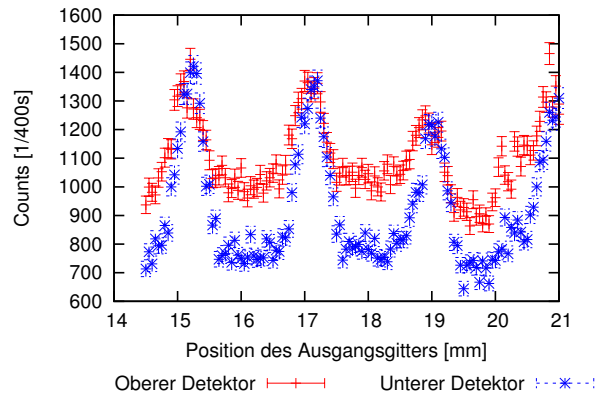
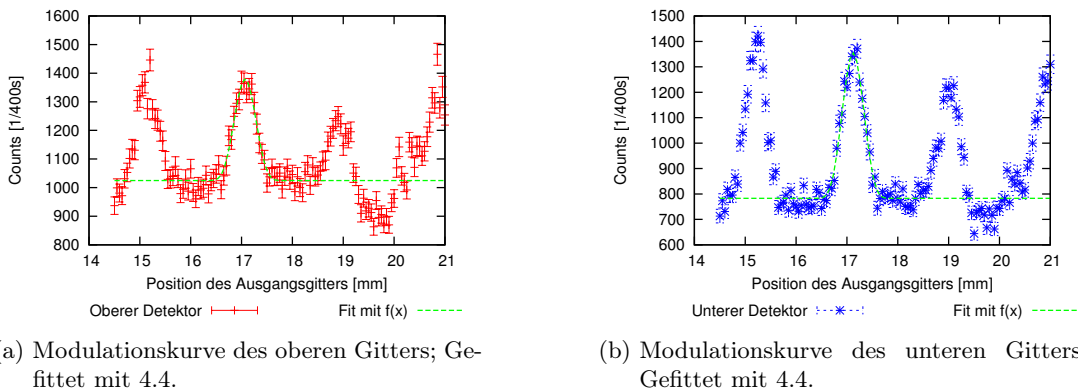


Abbildung 4.13.: Modulationskurve gemessen mit flüssigem Fomblin als unterem horizontalem Neutronenspiegel und Gittern mit einer Schlitzbreite von 0,4 mm.



(a) Modulationskurve des oberen Gitters; Gefittet mit 4.4.

(b) Modulationskurve des unteren Gitters; Gefittet mit 4.4.

Abbildung 4.14.: Ausschnittsweise vergrößerte und gefittete Modulationen aus 4.13.

4.3.2.3. Feine Gitter

Es wurden außer den Gittern mit 0,4 mm Schlitzn auch feinere Gitter mit 0,2 mm eingesetzt (siehe Abbildung 4.11). Diese Gitter hatten dieselben Maße wie die Groben und wurden ebenfalls durch Drahterosion hergestellt. Leider hat sich bei einer Untersuchung der Gitter nach der Strahlzeit herausgestellt, dass die nötige Fertigungsgenauigkeit nicht erreicht wurde. Als horizontaler Neutronenspiegel kam wieder eine einzelne Floatglasplatte zum Einsatz. Die Signale der beiden Detektoren unterscheiden sich deutlich von einander. Während im oberen Detektor keine Modulationen gemessen werden, ist eine Signalform im unteren Detektor sichtbar. Der Kontrast ist um ca. 50 % größer als mit den breiten Gittern und die Aufweitung ist um ca. 25 % kleiner.

4.3.3. Untersuchung von Fomblin als Neutronenspiegel

In Abbildung 4.13 sind die Modulationen für die Messung mit Fomblin als Neutronenspiegel zu sehen. In Tabelle 4.4 sind die Parameter der Signalform aufgelistet. Wie man auch in den Abbildungen sieht, ist die Aufweitung der Peaks für beide Detektoren annähernd gleich. Der

Gitter	Kontrast	Breite der Gaußfunktion σ
Oberes Gitter	0,17	0,14 \pm 10%
Unteres Gitter	0,27	0,10 \pm 12%

Tabelle 4.4.: Daten der Modulation mit Fomblin.

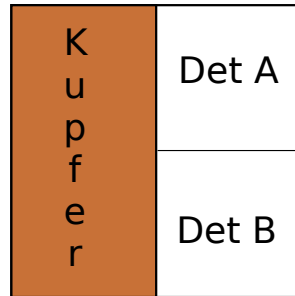


Abbildung 4.15.: Abdeckung, die während der Fomblinmessungen verwendet wurde.

Kontrast ist am unteren Gitter allerdings besser. Die Verschmierung der Abbildung, die durch Unebenheiten und Fehljustage der Glasplatten entstanden ist, ist am unteren Detektor nicht mehr zu sehen. Der erhöhte Untergrund im oberen Detektor ist auch in dieser Messung zu beobachten, es handelt sich also um einen systematischen Effekt, der allerdings nicht von den horizontalen Neutronenspiegeln verursacht wird. Die Unterdrückung des Untergrundes war ein eigener Aspekt der Strahlzeit und wird später in diesem Kapitel beschrieben.

Der Einsatz eines flüssigen Neutronenspiegels zeigt eine deutliche Verbesserung der Signalform im unteren Detektor aufgrund der perfekt glatten und fehlerfrei justierten Oberfläche.

4.4. Absorbertest zur Untergrundreduktion

In Abschnitt 4.3 ist in allen Messungen ein hoher Untergrund zu sehen. Der Untergrund bestimmt die Zählrate zwischen den Maxima und damit den Kontrast. Ideal ist folglich eine Zählrate von null in den Plateaus. Die Neutronen, die in den Plateaus detektiert werden, können verschiedenen Ursprungs sein:

- Es können Neutronen sein, die in der Kammer gespeichert sind. Also Neutronen, welche die Apparatur verlassen haben, an der Kammer reflektiert und dann detektiert werden.
- UCN können, nachdem sie das Eingangsgitter passiert haben, durch die schon erwähnten Effekte einen Querimpulsübertrag erfahren. Dies führt zu einer Unschärfe der Abbildung.
- VCN aus der UCN Turbine und der neben dem Experiment befindlichen VCN-Kabine können detektiert werden.
- Da die UCN mit Szintillatoren und Photomultipliern nachgewiesen werden, können auch Photonen mit entsprechender Energie von den Detektoren als UCN interpretiert werden.

Um den Ursprung dieses Untergrundes zu bestimmen und nach Möglichkeit einzudämmen, wurden einige Messungen mit verschiedenen Absorberrn durchgeführt. Dazu wurden Absorber

parallel zur Flugbahn rechts und links der Glasplatten installiert. Es wurde jeweils ein kleiner Bereich nahe der optischen Achse mit niedriger Statistik abgefahren. Die Daten sind in den Abbildungen 4.16 und 4.17 zu sehen.

Die Absorberplatten als Flugbahnbegrenzung zeigen nicht die gewünschte Wirkung. Die Zählraten unterscheiden sich nicht deutlich von denen ohne Absorber. Die PE¹-Folie am Boden der Vakuumkammer führte allerdings zu einer Halbierung der Zählrate. Offensichtlich handelt es sich bei einem großen Teil des Untergrunds um in der Kammer gespeicherte Neutronen. Da diese Neutronen durch die Gravitation nach unten beschleunigt werden, können sie von der Folie am Kammerboden sehr gut absorbiert werden. Das Konzept, den Kammerboden mit einem Absorber auszukleiden, soll für das endgültige Experiment übernommen werden.

4.5. Fazit

Es konnten durch Messungen mehrere entscheidende Aspekte des Experiments untersucht werden. Es gelang, das Verständnis der Apparatur zu verbessern und auf ein Niveau zu bringen, an dem die Konstruktion der finalen Apparatur begonnen werden konnte. Im Verlauf der Strahlzeit konnten mehrere große Probleme gelöst werden.

Aus diesen Ergebnissen lassen sich einige Konsequenzen für den neuen Aufbau ableiten:

- Durch den Verzicht auf einen oberen Neutronenspiegel, der, wie gezeigt wurde, keine nennenswerten Vorteile bringt, vereinfacht sich der Aufbau deutlich.
- Aus dem Vergleich zwischen den Modulationen mit einer oder zwei Glasplatten und dem Fomblin zeigt sich, dass die Oberflächenqualität und die Justage der horizontalen Neutronenspiegel einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität der Abbildung und damit auf die Genauigkeit der Messung haben. Die Effekte der flüssigen Oberfläche spiegeln sich in einer deutlich verbesserten Auflösung wider. Schon im Vorfeld der Strahlzeit wurden weitreichende Anstrengungen unternommen, die Floatglasplatten durch Neutronenspiegel besserer Oberflächenqualität zu ersetzen. Dabei wurden verschiedene Ansätze geprüft:
 - Floatglasplatten haben aufgrund ihres Herstellungsprozesses noch immer eine makroskopische Oberflächenunebenheit, sprich eine nicht verschwindende Welligkeit. Leider gibt es kein Verfahren, mit dem Glasplatten der benötigten Größe (100 mm x 500 mm für den Testaufbau und 100 mm x 1500 mm für den endgültigen Aufbau) mit ausreichend kleinen Oberflächenunebenheiten hergestellt werden können. Da alle gängigen Verfahren zum Polieren von Oberflächen Werkzeuge verwenden, um mikroskopische Rauigkeiten zu beseitigen, entstehen Welligkeiten durch Maschinenspuren. Für den endgültigen Aufbau sind Glasplatten daher nicht einsetzbar.
 - Da bei Kristallen die Oberflächenqualität durch die Umgebungsparameter während des Wachstums beeinflusst werden kann, sind sie vielversprechende Kandidaten, wenn es um sehr glatte Oberflächen geht. Daher wurde geprüft, ob es eine Verbindung gibt, die alle Anforderungen an einen Neutronenspiegel für ein Ladungsexperiment erfüllt:
 - * Glatt bezüglich Rauigkeit und Welligkeit

¹Polyethylen

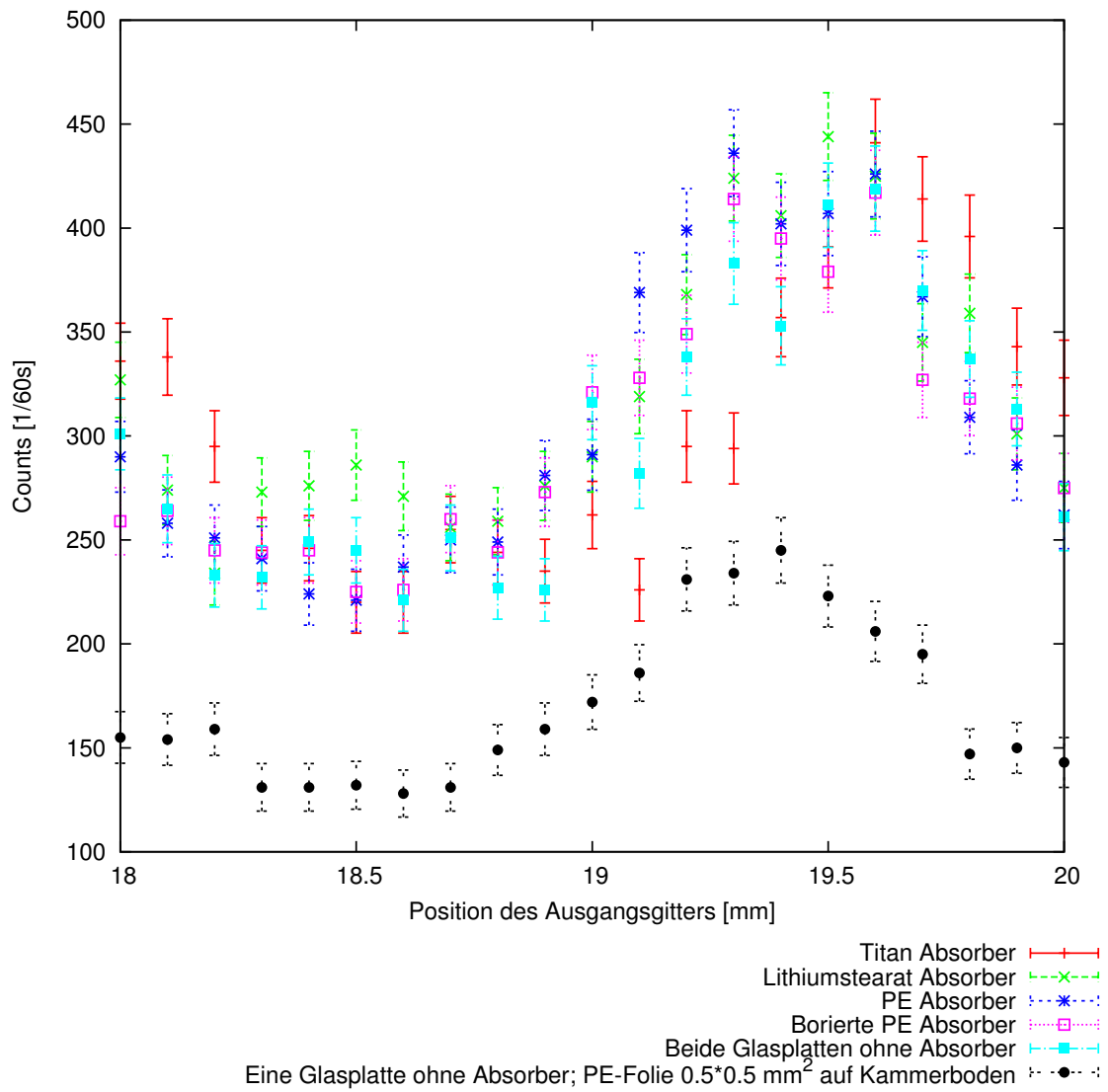


Abbildung 4.16.: Vergleich verschiedener Absorber; Daten des oberen Detektors.

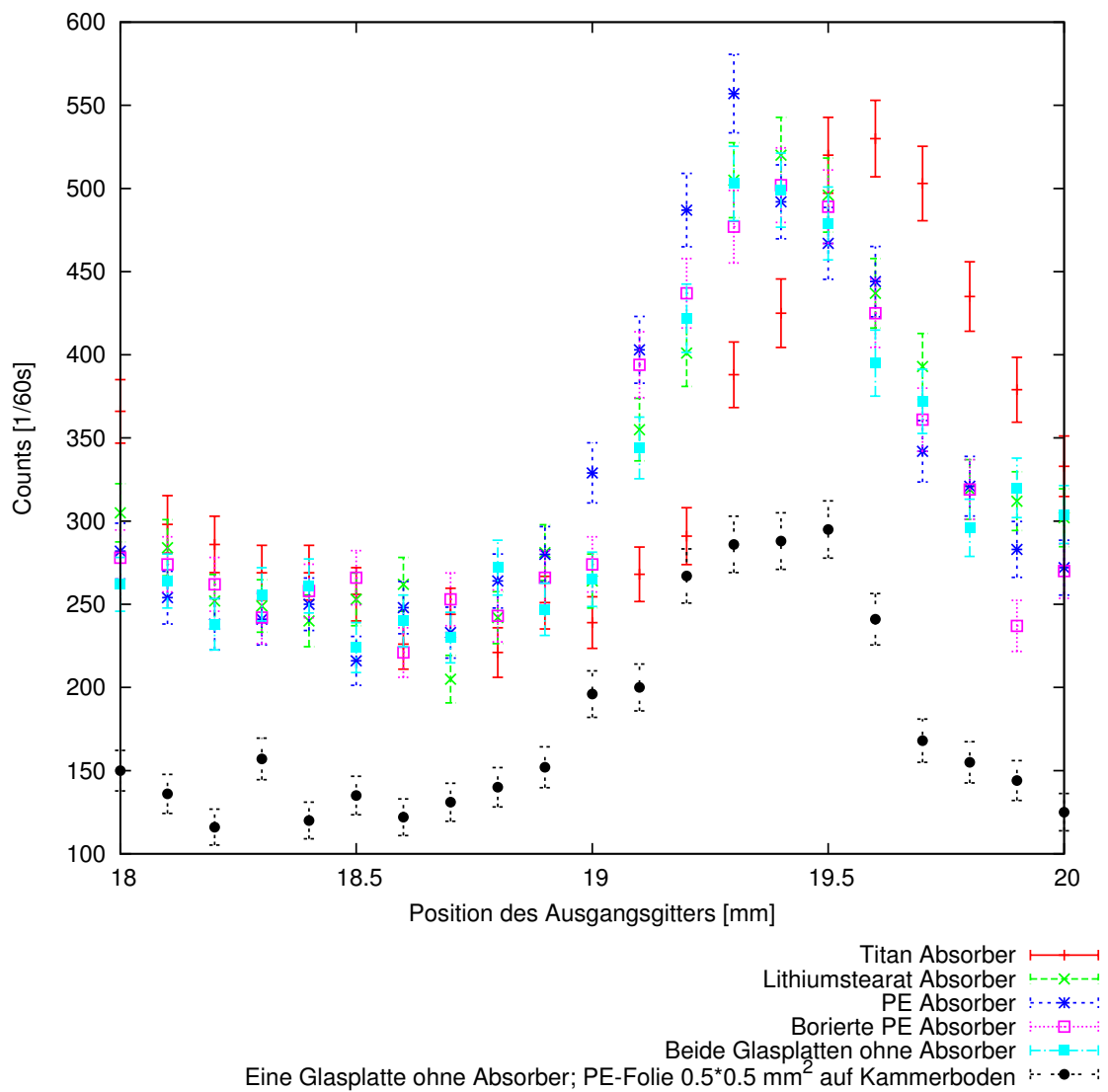


Abbildung 4.17.: Vergleich verschiedener Absorber; Daten des unteren Detektors.

- * Nicht giftig
- * Vakuumtauglich und nicht hydroskopisch
- * Nicht elektrisch leitend
- * Ausreichend hart, um eine Durchbiegung auf der Länge von 1500 mm zu verhindern
- * Die einzelnen Atome des Kristalls müssen niedrige Absorptionskoeffizienten für Neutronen haben
- * Die Verbindung muss ein möglichst hohes Potential haben, um Neutronen effizient zu reflektieren

Diese Anforderungen werden zum Beispiel von Magnesiumoxid erfüllt. Allerdings ist die benötigte Größe ein Problem und es konnte kein Anbieter gefunden werden, der eine solche Größe anbieten konnte.

- Da eines der Hauptprobleme die Größe des Spiegels ist, wurde überlegt, ihn aus mehreren Teilen fertigen zu lassen. Allerdings käme es immer zu einem leichten Versatz der einzelnen Segmente sowie zu Verkippungen.

Da diese Möglichkeiten alle nicht praktikabel sind und die Untersuchungen gezeigt haben, dass der Verzicht auf einen oberen Neutronenspiegel nicht zu gravierenden Verlusten bei der Zählrate führt, wird im neuen Aufbau auf den oberen Spiegel verzichtet. Der untere Leiter wird aus einer Flüssigkeit (siehe Kapitel 5) bestehen. Dadurch entfällt mit der Justage des Spiegels eine weitere Fehlerquelle.

- Die Verwendung von feineren Gittern ist offensichtlich möglich, solange die Justage der einzelnen Komponenten verbessert wird.
- Der Untergrund in der Kammer ist deutlich zu hoch und verringert den Kontrast der Messung. Es muss weiter geklärt werden, wie dieser Untergrund entsteht.
- Durch einen Absorber am Kammerboden konnte der Untergrund um ca. 50% reduziert werden. Dadurch erhöht sich der Kontrast der Abbildung.
- Das Konzept der Neutronenabsorber parallel zur Flugbahn konnte als wirkungslos verworfen werden. Dadurch reduziert sich der konstruktive Aufwand der endgültigen Apparatur.

Durch diese Ergebnisse war es möglich, die Apparatur, wie sie in Kapitel 6 beschrieben ist, zu konstruieren.

5. Der flüssige Fomblinspiegel

Die Idee, einen flüssigen Spiegel zu verwenden, kam im vergangenen Jahrhundert immer wieder auf, wenn es um die Konstruktion neuer Teleskope ging. Bereits 1909 wurde die Beschreibung eines Teleskops mit einem Hohlspiegel aus rotierendem, flüssigem Quecksilber veröffentlicht (94). In dieser Arbeit werden noch frühere Arbeiten zu dieser Idee erwähnt. Ermanno Borra arbeitet seit den frühen Achtzigern an der Weiterentwicklung dieser Idee (95; 96), und es konnte zum Beispiel ein 6 Meter Teleskop in Kanada realisiert werden (97).

2007 stellte Borra die Idee vor, ein Teleskop mit einem Spiegel aus einer ionischen Flüssigkeit herzustellen (98). Ionische Flüssigkeiten sind Salze mit einem Schmelzpunkt unter 100 °C (99). Er plante dieses Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von bis 100 m für den Einsatz auf dem Mond. Durch den Einsatz eines Flüssigspiegels sinkt das Gewicht drastisch und ein Transport zum Mond ist vorstellbar. Für den Einsatz auf dem Mond sind natürlich andere Anforderungen zu erfüllen als für den Einsatz auf der Erde. Die Flüssigkeit muss einen möglichst niedrigen Dampfdruck haben. Diese Eigenschaft führt dazu, dass ein solcher Spiegel auch für den Einsatz in Experimenten unter Vakuum eingesetzt werden kann. Neben ionischen Flüssigkeiten wurde auch ein Silikonöl getestet, das sich allerdings als ungeeignet für ein Teleskop erwies.

Die Kombination der Idee eines flüssigen vakuumtauglichen Spiegels als Neutronenleiter und dem bereits praktizierten Einsatz von Fomblin in Experimenten (z.B. (67; 72)) mit UCN führten uns zu der Idee, einen Spiegel aus flüssigem Fomblin einzusetzen. Auf die Eigenschaften dieses Materials wird in diesem Kapitel eingegangen.

5.1. Eigenschaften von Fomblin

Unter dem Namen Fomblin¹ werden von Solvay Solexis verschiedene PFPE vertrieben. PFPE sind vollfluorierte Polymere. Abbildung 5.1 zeigt die Struktur der Polymere der Art Fomblin Y, also Öle mit nichtlinearen Ketten. Es gilt $n/m = 20 - 40$.

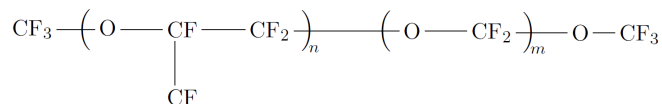


Abbildung 5.1.: Strukturformel von Polymeren des Typs Fomblin Y (100).

Fomblin dieser Gruppe sind flüssig und haben Viskositäten zwischen 10 und 1900 m²s⁻¹. Sie sind alle bis zu einem gewissen Maße vakuumtauglich, chemisch und thermisch stabil, nicht leitend und nicht toxisch. Fomblin bestehen ausschließlich aus Kohlenstoff-, Fluor- und Sauerstoffatomen. Diese Elemente haben niedrige Absorptions- und Streuquerschnitte

¹Fomblin ist ein eingetragenes Markenzeichen der Firma Solvay-Solexis.

Element	Einfangsquerschnitt [barn]	Streuquerschnitt [barn]
Kohlenstoff	$3,5 \cdot 10^{-3}$	5,5
Fluor	$9,6 \cdot 10^{-3}$	4,0
Sauerstoff	$0,2 \cdot 10^{-3}$	4,2
Wasserstoff	0,3	82,3

Tabelle 5.1.: Streu- und Einfangsquerschnitte von Kohlenstoff, Fluor und Sauerstoff für thermische Neutronen. Zum Vergleich sind die Werte für Wasserstoff aufgeführt (101).

Eigenschaft	Einheit	18/8	140/13
Kinetische Viskosität (@ 20 °C)	cSt	190	1508
Stockpunkt	°C	-42	-23
Dampfdruck (@ 20 °C)	mbar	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$6,6 \cdot 10^{-13}$
Oberflächenspannung	dynes/cm	20	21

Tabelle 5.2.: Eigenschaften der beiden verwendeten Fomblin: Y-HVAC 18/8 und 140/13 (100).

für Neutronen und eignen sich daher als Material für UCN-Experimente. In Tabelle 5.1 sind zum Vergleich auch die entsprechenden Werte für Wasserstoff aufgeführt. Die Wirkungsquerschnitte dieser drei Elemente sind jeweils um mindestens eine Größenordnung niedriger als bei Wasserstoff. Vakuumtaugliche, wasserstoffhaltige Polymere sind also nicht als Alternative geeignet. Es wurden zwei Öle der Y-HVAC Serie untersucht. Diese Serie ist hochvakuumtauglich und wird normalerweise als Schmiermittel für Pumpen eingesetzt. Ihre für diese Arbeit relevanten Eigenschaften sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die beiden Öle wurden ausgewählt, da sie aus der Serie der hochvakuumtauglichen Öle die beiden Extrema hinsichtlich Viskosität und Dampfdruck darstellen.

5.2. Amorphie

5.2.1. Grundlagen

PFPE erstarrt, wie die meisten andere Polymere, nicht spontan, sondern vollzieht einen langsamen Phasenübergang in einen amorphen Zustand. In einem amorphen Festkörper haben die Moleküle keine geordnete Struktur, sondern sind zufällig angeordnet - lediglich eine Nahordnung kann auftreten. Für einen solchen Phasenübergang gibt es keine Übergangstemperatur, sondern einen Übergangsbereich, da es sich nicht um einen spontanen Prozess handelt. Phasenübergänge werden nach Ehrenfest in verschiedene Klassen eingeteilt. Dabei gilt: Für einen Phasenübergang n-ter-Ordnung ist mindestens eine n-te-Ableitung der Gibbs-Energie G unstetig, aber alle (n-1)-ersten Ableitungen sind stetig (102). Kristallisation ist ein Beispiel für einen Phasenübergang erster Ordnung.

$$G(T, p, N) = U(S, V, N) + pV - TS \quad (5.1)$$

G	Gibbs-Energie	T	Temperatur
p	Druck	N	Teilchenzahl
U	Innere Energie	S	Entropie
V	Volumen		

Im Fall der Kristallisation sind sowohl die Entropie als auch das Volumen unstetig.

$$S = - \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T \quad (5.2)$$

Dies äussert sich in der sogenannten Umwandlungswärme und der Volumenänderung beim spontanen Vorgang der Kristallisation. Bei einem Phasenübergang zweiter Ordnung sind die ersten Ableitungen stetig. Es kommt also zu keiner spontanen Änderung im Volumen und der gespeicherten Energie. Es kommt allerdings zu einer langsamen Änderung der Wärmekapazität und der Viskosität. Aufgrund der fehlenden Fernordnung sind amorphe Festkörper nicht vollständig starr. Allerdings finden die Bewegungen nur noch auf sehr langen Zeitskalen statt.

Aufgrund des elektrischen Feldes, das im Ladungsexperiment eingesetzt werden wird, erschien es zunächst notwendig, das Fomblin einzufrieren, nachdem es sich in der Apparatur justiert hat. Ohne diese Erhöhung der Viskosität würde sich die Fomblinoberfläche durch das elektrische Feld verformen. Für eine genaue Beschreibung des Verhaltens von Fomblin in einem elektrischen Feld sei auf die, zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht erschienene, Dissertation von Christian Siemensen verwiesen.

5.2.2. Temperaturverhalten

Da der vom Hersteller angegebene Stockpunkt nach DIN EN 23015 die Temperatur angibt, bei der nach 10 Sekunden kein Fließen festzustellen ist, unser Experiment aber auf größeren Zeitskalen stattfindet, haben wir das Fließverhalten bei niedrigeren Temperaturen untersucht. Dazu wurde das Fomblin mit einem Peltierelement gekühlt und die Wanne anschließend schräg gestellt. Die Wärme des Peltierelementes wird mit einer Wasserkühlung abgeführt. Da kein gekühltes Wasser zur Verfügung stand, ist die erreichbare Temperatur limitiert. Aufgrund des deutlich höheren Stockpunktes wurde diese Messung nur mit Fomblin 140/13 durchgeführt. Mit dem Peltierelement sind die Temperaturen, die für eine Untersuchung von Fomblin 18/8 notwendig sind, nicht erreichbar. Das Fließverhalten wurde mit einer Kamera aufgezeichnet und anhand der Aufnahmen ausgewertet. Um zu verhindern, dass Wasser auf der Oberfläche ausfriert, wurden die Experimente im Vakuum durchgeführt.

Es wurden dabei sowohl verschiedene Temperaturen als auch verschiedene Wannenmaterialien und -größen verwendet (siehe Tabelle 5.3). Aus diesen Messungen lassen sich mehrere Dinge ableiten. Da der Größenunterschied zwischen den Wannen die deutlich tiefere Temperatur (bis zu 13,8 °C Temperaturunterschied) nicht vollständig erklärt, ist offensichtlich der Wärmeübertrag von Kupfer auf Fomblin deutlich besser als der von Messing auf Fomblin. Daher wird die Wanne für das neue Experiment aus Kupfer gefertigt. Aus dem Fließverhalten lässt sich schließen, dass eine Temperatur von unter -47,5 °C zu einer festen Fomblinfläche führt. Es konnte also eine obere Temperaturgrenze für den Einsatz von erstarrtem Fomblin gefunden werden.

Wanne	Temperatur [°C]	Zeit [min]	Fließverhalten
Messingwanne	$-33,7 \pm 1,2$	80	leichtes Fließen
Messingwanne	$-33,7 \pm 1,2$	160	deutliches Fließen
Kupferwanne	$-37,5 \pm 0,5$	35	leichtes Fließen
Kupferwanne	$-47,5 \pm 0,5$	195	kein Fließen

Tabelle 5.3.: Übersicht über die Messung zum Fließen des Fomblins.

Fomblintyp	Schichtdicke [mm]	Risstemperatur [°C]
18/8	1	-63,62
	2	-84,27
	4	-61,3
140/13	1	-68,37
	3	-57,33
Kupferwanne	2	-64,28
	4	-69,41

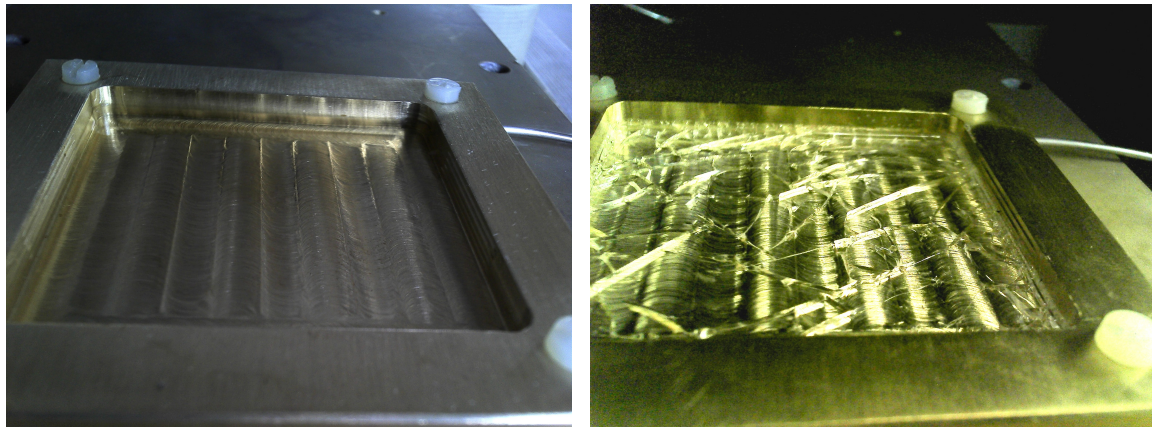
Tabelle 5.4.: Risstemperaturen der beiden Fomblinöle bei verschiedenen Schichtdicken.

Wenn die Temperatur des Fomblins zu tief sinkt, reißt die Schicht (siehe Abbildung 5.2). Um diesen Effekt zu untersuchen, wurden verschiedene Schichtdicken der beiden Fomblinöle bis zum Reißen abgekühlt. Die Temperaturen von Wanne und Fomblin wurden mit Platinwiderständen gemessen. Um niedrigere Temperaturen als mit dem Peltierelement zu erreichen, wurde eine Kühlschlange mit flüssigem Stickstoff eingesetzt. Zum Zeitpunkt dieser Messungen stand noch keine PID²-geregelter Stickstoffversorgung zur Verfügung. Daher unterscheiden sich die Abkühlraten der einzelnen Messungen und es wird in den Graphen auf eine Zeitachse verzichtet. Die typische Zeitskala für einen Abkühlprozess liegt zwischen 5 und 30 Minuten. In Tabelle 5.4 sind die Messungen aufgeführt.

Abbildung 5.3 zeigt die Messungen für Fomblin 18/8. Es wurden 3 verschiedene Schichtdicken zum Reißen gebracht: 1 mm, 2 mm und 4 mm. Für die 1 mm-Schicht wurde die Messung zusätzlich unter einer 100 mbar Stickstoffatmosphäre wiederholt.

Besonders auffällig ist der sprunghafte Anstieg der Temperatur kurz nach dem Reißen, den man bei den Daten der 1 mm- und der 2 mm- Schicht sieht. Bei der 4 mm-Schicht ist dieser Effekt nicht zu beobachten. Dieser Temperaturanstieg lässt sich damit erklären, dass es beim Übergang in die glasartige Phase zu einer Verringerung der Wärmekapazität kommt. Daher resultiert die im Material gespeicherte Energie vor dem Glasübergang in einer niedrigeren Temperatur als nach dem Glasübergang (103). Wenn das Material in der Flüssigphase ist, ist die Energie sowohl in Vibrationen der Moleküle, als auch in der Bewegung der Moleküle gespeichert. In der Glasphase können sich die Moleküle nicht mehr bewegen - es wird also nur noch in der Vibration der Moleküle Energie gespeichert und die Wärmekapazität sinkt. Dadurch erklärt sich auch, warum man den Anstieg nicht in der Wannentemperatur sieht (siehe Abbildung 5.4). Da keine zusätzliche Energie frei wird, sondern nur die vorhandene Energie zu einer höheren Fomblintemperatur führt und die Fomblinmenge klein gegenüber der

²Proportional-Integral-Differential



(a) Fomblin vor dem Reißen

(b) gerissenes Fomblin

Abbildung 5.2.: Aufnahmen einer gerissen und einer nicht gerissen Fomblinoberfläche.

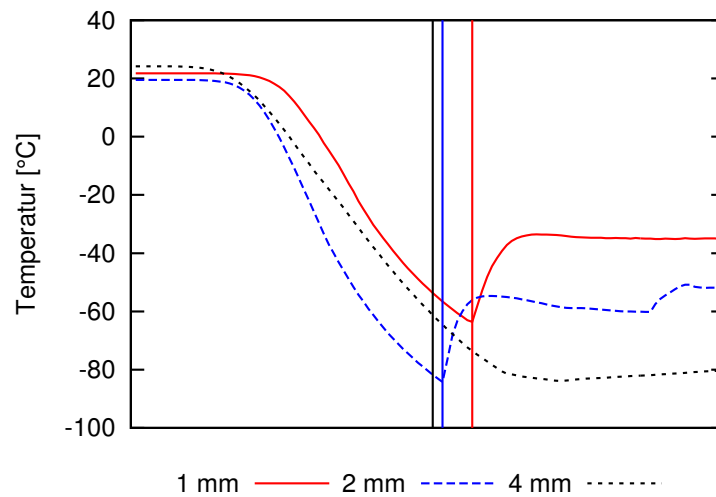


Abbildung 5.3.: Vergleich des Temperaturverlaufs in Fomblin 18/8 bei unterschiedlichen Schichtdicken. Die Linien markieren das Reißen.

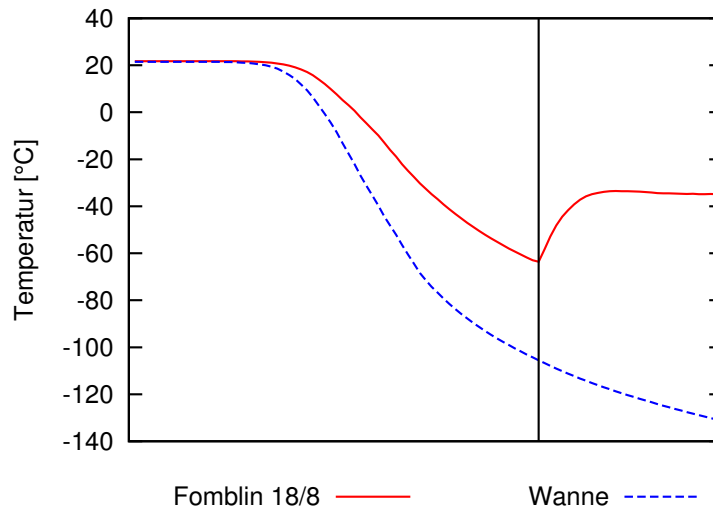


Abbildung 5.4.: Vergleich von Wannen- und Fomblintemperatur für Fomblin 18/8 bei einer Schichtdicke von 1 mm.

Wanne ist, kann die auf die Wanne übertragene Energie leicht von der Kühlung abgeführt werden. Der Übergang in ein Plateau lässt sich auf den verschlechterten thermischen Kontakt zurückführen. Im Gegensatz zum flüssigen und fast erstarrten Fomblin, das Kontakt mit dem gesamten Boden der Wanne hat, hat das gerissene Fomblin nur noch an manchen Stellen Kontakt, da es neben dem Reißen auch zu Verwerfungen kommt. In Abbildung 5.5 sieht man dasselbe Verhalten für Fomblin 140/13.

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sind die Temperaturkurven für 1 mm bis 4 mm dicke Schichten Fomblin 140/13 gezeigt. Die Kurven in Abbildung 5.6 wurden mit der Messingwanne aufgenommen, in Abbildung 5.7 wurde eine Kupferwanne verwendet. Damit sollte kontrolliert werden, ob das Reißen durch das Wannenmaterial beeinflusst wird (z.B. durch verschiedene Ausdehnungskoeffizienten). Dies ist offensichtlich nicht der Fall.

Abbildung 5.8 zeigt das Verhalten der beiden Fomblin im Vergleich. Dazu wurden die Temperaturverläufe der 2 mm-Schicht in einem Diagramm geplottet. Wenn man berücksichtigt, dass die beiden Öle in unterschiedlichen Zeitskalen ohne Regelung abgekühlt wurden, verlaufen die Kurven sehr parallel. Man sieht deutlich die niedrigere Übergangstemperatur von Fomblin 140/13. Aufgrund des einfachen Experimentaufbaus und der vielen unkontrollierten Parameter ist ein Vergleich der Daten schwierig. Allerdings wird trotz dieser Probleme deutlich, dass man das Reißen verhindern kann, indem man die Fomblinoberfläche nicht unter -55 °C abkühlt.

Zusätzlich zu dieser Untersuchung wurde am MPIP³ von Frau Räder eine Messung der Glasübergangstemperatur mit DSC⁴ durchgeführt. Das Messprinzip ist folgendes: Zwei gleiche Tiegel werden in Wasserbädern mit gleicher Temperatur und gleicher Temperaturänderung platziert. Einer der Tiegel ist leer, der andere enthält die Probe. Da Phasenübergänge entweder endotherm oder exotherm ablaufen, kommt es bei einem Phasenübergang zu einer Temperaturänderung der Probe im Verhältnis zum Referenztiegel.

³Max-Planck-Institut für Polymerforschung

⁴Dynamische Differenzkalorimetrie, englisch: differential scanning calorimetry

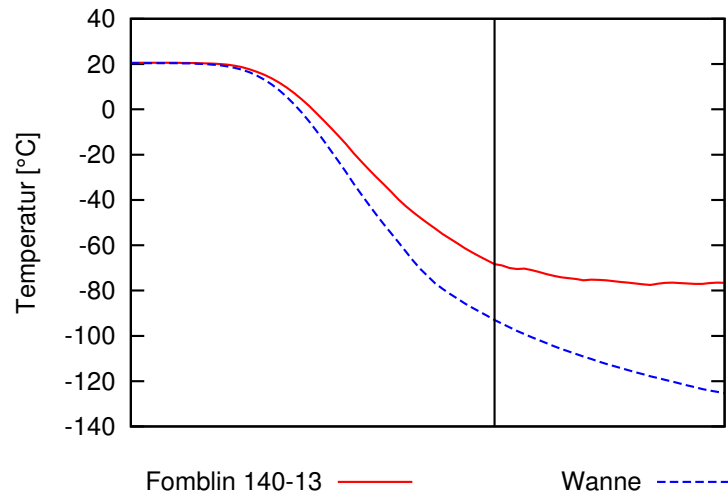


Abbildung 5.5.: Vergleich von Wannentemperatur und Fomblintemperatur für Fomblin 140/13.

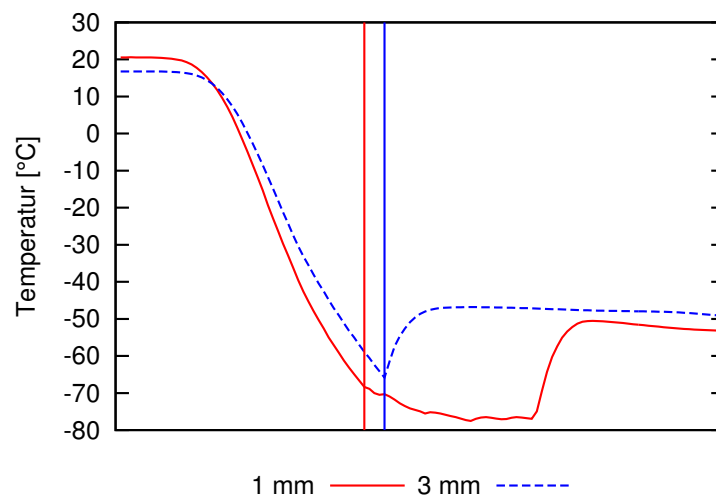


Abbildung 5.6.: Temperaturverlauf von Fomblin 140/13 für 1 mm und 3 mm Schichtdicke.

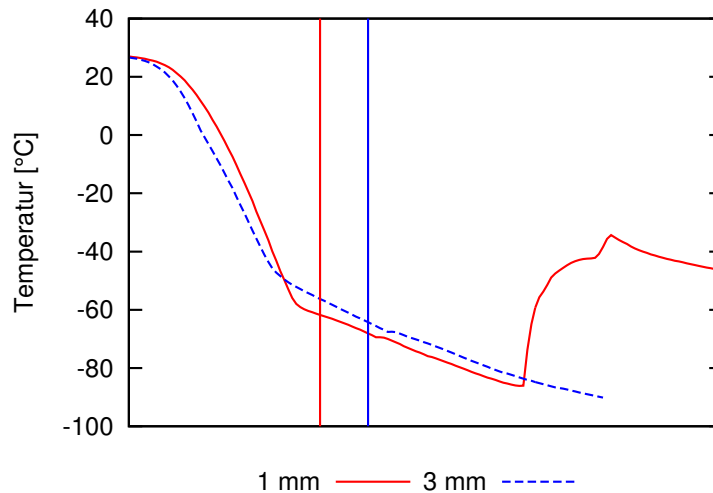


Abbildung 5.7.: Temperaturverlauf von Fomblin 140/13 für 2 mm und 4 mm Schichtdicke in der Kupferwanne.

Für Fomblin 140/13 ergibt sich eine Glasübergangstemperatur von $-64,01\text{ °C}$ und für Fomblin 18/8 ein Wert von $-74,57\text{ °C}$ (104).

5.3. Blasenbildung

2011 wurde von uns das erste Mal Fomblin als flüssiger Neutronenspiegel eingesetzt. Die Ergebnisse der Messung mit UCN wurden bereits in Kapitel 4 beschrieben. Parallel dazu wurden erste Erfahrungen mit dem Einsatz von Fomblin gemacht. So wurde starke Blasenbildung beim Abpumpen beobachtet, wie sie in Abbildung 5.9 zu sehen ist. Diese Blasen bildeten sich bei einem Druck von 10^{-3} mbar beim ersten Abpumpen. Offensichtlich kommt es zu Lufteinschlüssen beim Füllen der Wanne oder durch Störungen der Oberfläche. Da die Blasen nach ungefähr einer Stunde alle zerplatzt sind, stören sie das Experiment nicht. Allerdings dürfen die optischen Komponenten, also der Spiegel, die Gitter und die Detektoren, erst nach einem ersten Pumpen installiert werden, um Fomblinspritzer auf diesen Oberflächen zu verhindern.

5.4. Röntgenuntersuchung

Röntgenstrahlung gehört in der Festkörperphysik zum Standardrepertoire bei der Untersuchung von Materialien. Man kann sowohl Oberflächeneigenschaften untersuchen als auch Informationen über die Kristallstruktur und die Dicke des Materials oder der Schichtfolgen gewinnen. Da es sich bei Fomblin um einen amorphen Stoff handelt, fehlt die Kristallstruktur. Allerdings können Informationen über alle für den Einsatz in diesem Experiment nötigen Eigenschaften gewonnen werden: Rauigkeit, Welligkeit und eine mögliche Ausbildung von Phasengrenzen beim Kühlen.

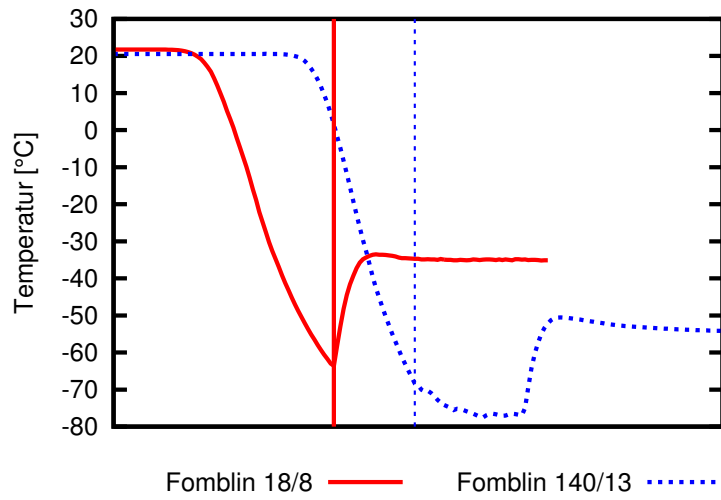


Abbildung 5.8.: Vergleich der beiden Fomblinsorten bei einer Schichtdicke von 1 mm.

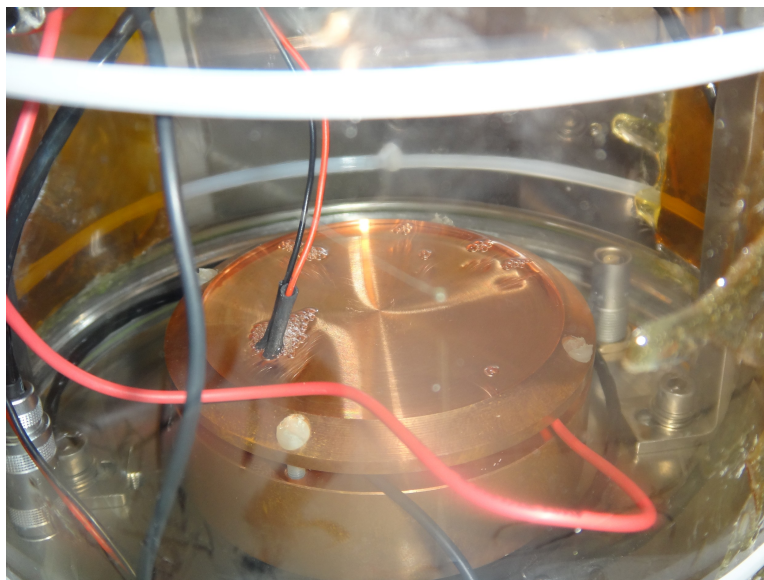


Abbildung 5.9.: Blasenbildung beim ersten Abpumpen von Fomblin. Aufgenommen am Aufbau zur Röntgenuntersuchung.

5.4.1. Theoretische Betrachtung

5.4.1.1. Mikroskopische Oberflächenuntersuchung

Um mikroskopische Unebenheiten, also Kapillarwellen und intrinsische Oberflächenrauigkeit, zu untersuchen, wurde eine sogenannte XRR⁵-Messung durchgeführt.

Wenn Röntgenstrahlung auf Materie trifft, wird ein Teil der Strahlung reflektiert, ein Teil transmittiert, bzw. absorbiert. Wie groß welcher Anteil ist, hängt vom Brechungsindex des Materials ab. Der Brechungsindex n für Röntgenstrahlung wird durch

$$n = 1 - \delta - i \cdot \beta \quad (5.3)$$

beschrieben (105). Dabei gilt

$$\delta = \frac{\lambda^2 r_e \rho}{2\pi} \quad \beta = \frac{\lambda \mu}{4\pi} \quad (5.4)$$

δ	Dispersionsterm	λ	Wellenlänge
r_e	Elektronenradius = $2,814 \cdot 10^{-15} m$	ρ	Dichte
β	Absorptionsterm	μ	Absorptionskoeffizient

Gleichung 5.4 ist eine Näherung, die man anwenden kann, wenn das Medium homogen und die Energie der Röntgenstrahlung weit abseits von Absorptionskanten liegt. In diesem Fall hängt der Brechungsindex ausschließlich von der Elektronendichte ab (105; 106).

Das Verhalten von Röntgenstrahlen an einer Grenzfläche wird durch das Snelliussche Brechungsgesetz und die Fresnelschen Formeln beschrieben. Snellius beschrieb die Richtungsänderung von Wellen beim Grenzübergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes.

$$\cos \alpha = n \cdot \cos \alpha' \quad (5.5)$$

Bei XRR-Messungen wird unter kleinen Winkeln ($< 5^\circ$) eingestrahlt. Daher kann man Gleichung 5.5 umschreiben und erhält:

$$\alpha^2 = \alpha'^2 + 2\delta - 2i\beta = \alpha'^2 + 2\alpha_c^2 - 2i\beta \quad \text{mit} \quad \alpha_c = \sqrt{2\delta}. \quad (5.6)$$

Die Fresnelschen Gleichungen beschreiben die Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten einer perfekt glatten Grenzfläche.

$$r(\alpha) = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\alpha - \alpha'}{\alpha + \alpha'} \quad (5.7)$$

E_r Reflektierte Energie E_i Eingestrahlte Energie

$$t(\alpha) = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\alpha}{\alpha + \alpha'} \quad (5.8)$$

E_t Transmittierte Energie

⁵engl.: X-Ray Reflectometry (Röntgenreflektometrie)

Die entsprechenden Koeffizienten für die Intensität werden mit Großbuchstaben gekennzeichnet.

$$R(\alpha) = \frac{I_r}{I_i} = |r|^2 \quad \text{und} \quad T(\alpha) = \frac{I_t}{I_i} = |t|^2 \quad (5.9)$$

R_r Reflektierte Intensität I_i Eingestrahlte Intensität
 I_t Transmittierte Intensität

Mit 5.6 kann man die reflektierte Intensität so formulieren:

$$R = \left| \frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 - \alpha_c^2 + 2i\beta}}{\alpha + \sqrt{\alpha^2 - \alpha_c^2 + 2i\beta}} \right|^2 \quad (5.10)$$

Dieser Formalismus ist nur für spekulare Reflexion gültig.

Man kann den Streuvorgang im reziproken Raum beschreiben. Dieser Raum hat die Dimension eines kubischen Impulses. Man beschreibt die einfallende und ausfallende Welle mit k_i und k_f , welche mit der Oberflächennormalen in einer Ebene, der Streuebene, liegen. In diesem Raum werden die Wechselwirkungen durch Impulsänderungen beschrieben. Die x-Achse wird parallel zur Oberfläche in der Streuebene definiert, die z-Achse parallel zur Oberflächennormalen. Mit $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ und $Q_z = 2k \sin(\alpha)$ (dies folgt aus der Forderung nach rein spekularer Reflexion), kann man die Fresnelreflexion im reziproken Raum so formulieren:

$$R_F(Q_z) = \left| \frac{Q_z - \sqrt{Q_z^2 - Q_c^2 + 2i(2k)^2\beta}}{Q_z + \sqrt{Q_z^2 - Q_c^2 + 2i(2k)^2\beta}} \right| \quad (5.11)$$

k Wellenvektor Q Impulsübertrag
 I_t Transmittierte Intensität

Reale Oberflächen stellen keinen spontanen, sondern einen kontinuierlichen Übergang in der Elektronendichte dar. Man kann für den Gradienten der Elektronendichte eine Gaußverteilung annehmen (105; 107)

$$\frac{df}{dz} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{\sigma}\right)^2} \quad (5.12)$$

und das Verhältnis von Fresnel-Reflektivität und der Reflektivität einer realen Oberfläche wie folgt beschreiben:

$$\frac{R(Q)}{R_F(Q)} = \left| \int_0^\infty \left(\frac{df}{dz} \right) e^{iQz} dz \right| \quad (5.13)$$

und erhält mit 5.12

$$R(Q) = R_F(Q) e^{-Q^2\sigma^2}. \quad (5.14)$$

Zur Auswertung der Daten kann der sog. Parrat-Algorithmus verwendet werden (108; 107). Dieser wird in den genannten Quellen ausführlich beschrieben. Daher wird an dieser Stelle auf eine Beschreibung verzichtet.

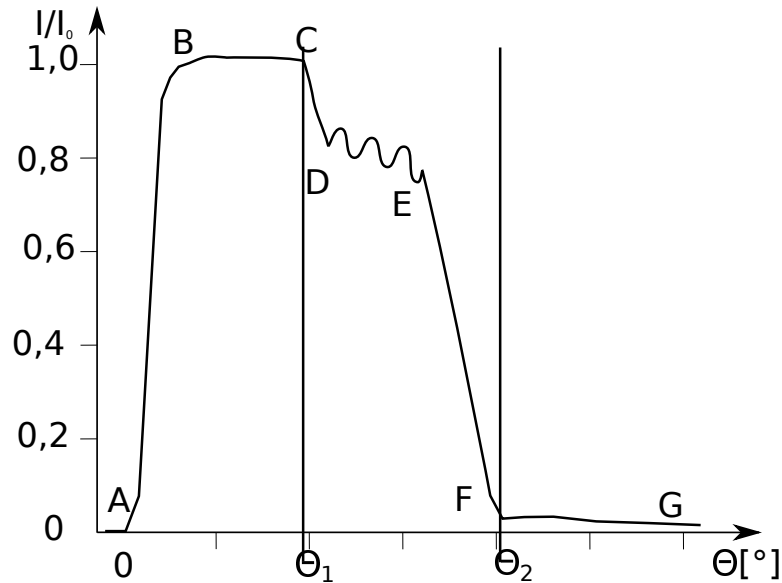


Abbildung 5.10.: Schema der Zonen einer Reflektometriemessung.

5.4.1.2. Makroskopische Oberflächenuntersuchung

Um die Oberfläche zu untersuchen, muss die Röntgenstrahlung unter flachem Winkel ($< 5^\circ$) auf die Oberfläche eingestrahlt werden. Unter einem so flachen Winkel kann die Röntgenstrahlung nur wenige Atomlagen tief in das Material eindringen und wechselwirkt nur mit den Elektronen der Oberfläche. Diese Technik wird als XRR bezeichnet und wurde 1954 das erste Mal beschrieben (108).

Bis zu einem kritischen Winkel Θ_{C1} tritt nur Totalreflexion an der Grenzfläche Probe/Luft auf. Bei größeren Winkeln tritt die Strahlung in die Probe ein. Bis zu einem Winkel Θ_{C2} kommt es zur Totalreflexion an der unteren Grenze der Probe. In Abbildung (5.10) sieht man ein Schema der verschiedenen Bereiche einer Reflektometriemessung.

- AB: Der Strahl fällt parallel zur Probenoberfläche ein. Erst für Winkel $\Theta > 0$ tritt Reflexion ein und die Intensität steigt an.
- BC: Bis zum kritischen Winkel Θ_{C1} tritt Totalreflexion auf.
- CD: Sobald der Bereich der Totalreflexion verlassen wird, fällt die Intensität stark ab.
- DE: Es kommt zu Oszillationen mit deutlichen Minima und Maxima in der Intensität. Diese entstehen durch Interferenz der beiden totalreflektierten Strahlen.
- EF: Wenn der Winkel Θ_{C2} überschritten wird, kommt es an der Unterseite zu keiner Totalreflexion mehr und die Intensität geht zurück.
- FG: Wenn die Probe sehr dünn ist, kann sie von der Röntgenstrahlung durchdrungen werden und es kommt zu Reflexionen an der hinteren Grenzschicht. Dies führt zu weiteren Oszillationen.

Wenn es sich nicht um eine einzelne Schicht handelt, sondern um ein System mehrerer Schichten, dann kommt es im Abschnitt DE zur Überlagerung mehrerer Oszillationsfrequenzen. Diese

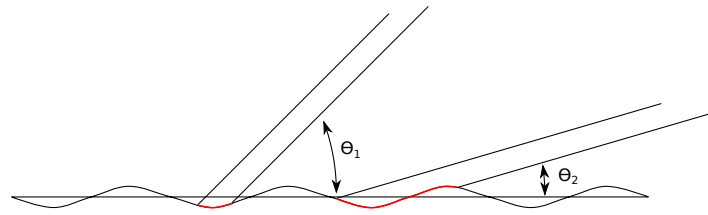


Abbildung 5.11.: Illustration der beleuchteten Fläche (rot) bei zwei verschiedenen Einfallswinkeln: $\Theta_1 > \Theta_2$.

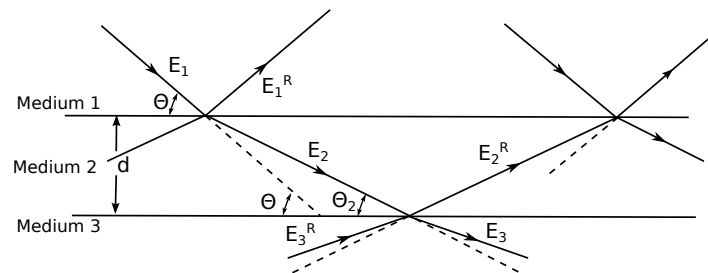


Abbildung 5.12.: Skizze der Reflexion und Beugung an zwei Grenzschichten.

Oszillationen treten nur bis zu einer maximalen Schichtdicke im Submikrometerbereich auf. Die von uns untersuchte Fomblinschicht hat eine Schichtdicke von über 1 mm. Sollten trotzdem Oszillationen sichtbar sein, könnte man aus ihnen auf eine Oberflächenphase im Fomblin oder zum Beispiel einen dünnen Wasserfilm auf der Probe schließen.

Um die makroskopische Struktur der Oberfläche zu untersuchen, wurde das totalreflektierte Strahlprofil unter verschiedenen Winkeln von $0,1^\circ$ bis 2° gemessen. Aus der Verbreiterung des Profils im Vergleich zum direkten Strahl kann auf die Abbildungsqualität rückgeschlossen werden. Durch die Vergrößerung des Winkels verkleinert sich die bestrahlte Fläche. Wenn die bestrahlte Fläche klein im Verhältnis zur Wellenlänge wird, verschwindet die Verbreiterung.

Zur Auswertung der Daten kann man die Braggformel (Gleichung 5.15) (109) heranziehen. Sie liefert eine gute Näherung.

$$n\lambda = 2d \sin \Theta \quad \implies \quad d = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{n}{\sin \Theta} \quad (5.15)$$

n Beugungsordnung
d Schichtdicke

λ Wellenlänge
 Θ Einfallswinkel

Trägt man nun die Ordnung der Maxima gegen den Sinus ihrer Position auf, kann man aus der Steigung der Geraden die Schichtdicke bestimmen. Dass es sich bei der Verwendung der Braggformel nur um eine Näherung handelt, ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Wenn die Röntgenstrahlung einen Material- oder Phasenübergang durchläuft, kommt es zu Beugungseffekten, die in der Formel nicht berücksichtigt werden.

5.4.2. Aufbau und Justage

Das im Verlauf dieser Arbeit benutzte 2-Kreis-Diffraktometer war ein Gerät des Typs Seifert XRD 3000 TT. Dieser Typ arbeitet in der Bragg-Brentano-Geometrie, wie sie in 5.13 gezeigt

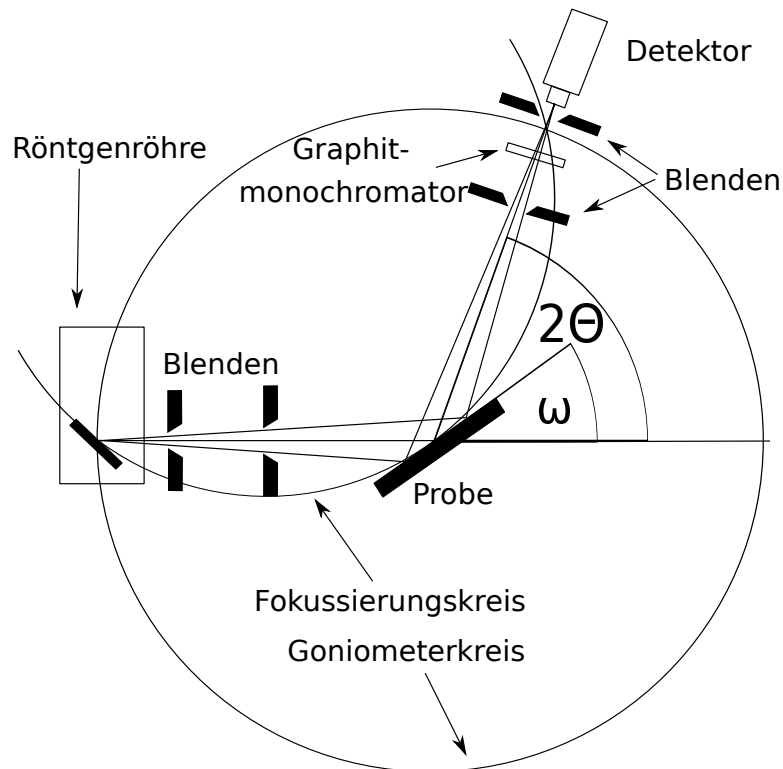


Abbildung 5.13.: Schematische Darstellung des Zweikreisdiffraktometers.

wird und 1924 das erste Mal vorgeschlagen wurde (110). In dieser Anordnung befindet sich die Röntgenquelle auf einem Kreis mit dem Bewegungsbereich des Detektors. Prinzipiell wird diese Geometrie realisiert, in dem die Abstände zwischen Fokuspunkt der Quelle und Probe sowie Probe und Detektorblende gleich sind. Die Verkippung der Probe geschieht mit der halben Geschwindigkeit der Detektorbewegung. Die Quelle bewegt sich nicht.

Da wir eine flüssige Probe untersuchen, ist eine Verkippung der Probe nicht durchführbar. Analog zur normalen Bragg-Brentano-Geometrie, wie sie für einkristalline oder Pulverproben verwendet wird, kann man dieselben Konfigurationen auch erreichen, indem die Probe fixiert bleibt und sich Detektor und Quelle bewegen.

Als Röntgenquelle wird eine Kupferanode verwendet, deren Strahlung durch einen Monochromator weitgehend auf die K_{α} – Linien reduziert wird. Die Wellenlänge der $Cu - K_{\alpha_1}$ -Linie beträgt 0,154 nm. Die angelegte Beschleunigungsspannung war 40 keV, der Strom betrug 30 mA.

Zur Kollimation des Strahls wurden auf der Seite der Quelle zwei Blenden mit einem horizontalen Schlitz und einer Öffnung von $0,2^{\circ}$ bzw. $0,05^{\circ}$ verwendet. Auf der Seite des Detektors wurden zwei Blenden verwendet. Zusätzlich verfügt das Gerät über eine automatische Absorbereinstellung. Um die Zählrate in einem für den Detektor geeigneten Bereich zu halten, können fünf verschiedene Absorber eingesetzt werden, die die Zählrate jeweils um einen Faktor sieben reduzieren. Die ausgegebenen Daten werden automatisch mit dem Faktor multipliziert, so dass man die wirkliche Zählrate erhält. Dadurch kann der Absorber auch während einer Messung verändert werden.

Für die Justage der Probe werden die Höhe und die Neigung in einem iterativen Prozess

optimiert. Dabei wird die Probe in halber Höhe des Strahlprofils installiert, wenn Quelle und Detektor auf der Nullposition stehen. Um Verkippungen der Probe auszugleichen, wird ein sogenannter Omegascan bei kleinem Winkel durchgeführt, so dass es zur Totalreflektion kommt. Nun wird aus dem Vergleich von Einfallswinkel und Ausfallswinkel (es gilt im Allgemeinen: Einfallswinkel = Ausfallswinkel) im Maximum eine mögliche Verkippung der Probe bestimmt. Das Gerät bietet die Möglichkeit, einen solchen konstanten Offset zu berücksichtigen.

Die Messungen wurden an einem Aufbau der Arbeitsgruppe von Herrn Dr. Mezger am MPIP durchgeführt. Der Aufbau ist dafür ausgelegt, Röntgenuntersuchungen von Flüssigkeiten im Vakuum und unter Kühlung durchzuführen. In Abbildung 5.14 ist der Aufbau ohne die Glasglocke für das Vakuum zu sehen. Im Hintergrund ist der Goniometerkreis (1) mit einer schwarzen Skala dargestellt. Auf der linken Seite ist die Quelle (2) zu sehen, auf der rechten Seite der Detektor (3). Die Kupferwanne in der Mitte (4) wurde, zusammen mit dem Kupfersockel, speziell für diesen Versuch angefertigt. Zwischen Wanne und Sockel ist ein Peltierelement angebracht, um zusätzlich zur Kühlung mit IN_2 ⁶ (6) eine schnell reagierende Kühlung zu gewährleisten. Die Ränder der Wanne sind angeschrägt. Sie wird mit Fomblin leicht überfüllt, so dass auch unter 0° Einstrahlwinkel gemessen werden kann. Unter dem Kupfersockel befindet sich ein Edelstahlsockel, der mit flüssigem Stickstoff im Durchflussverfahren gekühlt wird. Die beiden Kühlprozesse wurden jeweils mit einem PID-Regler gesteuert und es konnte im Sockel eine Temperaturstabilität von ± 2 K, auf der Fomblinoberfläche von ± 1 mK erreicht werden. Die Stickstoffkühlung wird mit einem 200 Liter Dewar realisiert, der sowohl aus der Gas-, als auch aus der Flüssigphase arbeiten kann. Der PID-Regler steuert die beiden Ventile getrennt, so dass auch auf höhere Temperaturen geregelt werden kann. In diesem Experiment wurde auf -50 °C geregelt. Mit dem Peltierelement wurde die Temperatur im Fomblin auf -55 °C stabilisiert.

In Abbildung 5.15 ist der Aufbau inklusive Vakuumblock zu sehen. Mit der angeschlossenen Pumpe konnte ein Druck von 0,1 mbar erreicht werden. Die Messungen wurden bei 10 mbar durchgeführt. Um das Ausfrieren von Wasser auf der Oberfläche zu verhindern, wurde der Aufbau zunächst nach jedem Belüften drei Mal mit Stickstoff gespült.

Abbildung 5.16 zeigt eine Großaufnahme des inneren Aufbaus. Zwischen der Wanne (1) und dem Sockel (2) sieht man den Zwischenraum, in dem das Peltierelement (3) installiert ist. Die Kontaktflächen sind mit Wärmeleitpaste bedeckt. Der PT1000-Sensor (4) wurde an einer Art Kabelbrücke befestigt und hängt von oben in die Wanne.

5.4.3. Ergebnisse

5.4.3.1. Mikroskopische Betrachtung

Es wurden XRR-Messungen bei vier verschiedenen Temperaturen durchgeführt, um das Verhalten der Morphologie über dem relevanten Temperaturbereich zwischen Raumtemperatur und -55 °C zu untersuchen. Dabei wurden Messungen bei Raumtemperatur (ca. 24 °C), 0 °C, -30 °C und -55 °C durchgeführt. Abbildung 5.17 zeigt exemplarisch eine der Kurven. (Die anderen Abbildungen finden sich im Anhang A.1) In Tabelle 5.5 sind die Rauigkeiten bei den untersuchten Temperaturen aufgelistet. Bei Raumtemperatur hat die Fomblinoberfläche eine Gesamtrauigkeit von ca. 5 Å. Mit sinkender Temperatur sinkt auch die Rauigkeit. Solche Rauigkeiten sind für Neutronenspiegel hervorragende Werte. Ähnlich glatte Oberflächen können nur mit teuren Beschichtungsverfahren hergestellt werden.

⁶Flüssiger Stickstoff

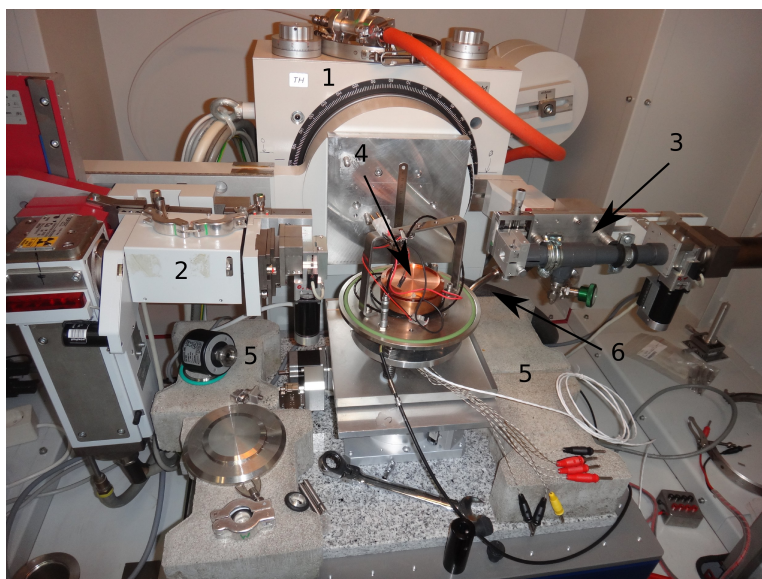


Abbildung 5.14.: Aufbau zur Reflektometriemessung; 1) Goniometerkreis, 2) Röntgenkathode, 3) Detektor 4) Probe 5) Steine zur Stabilisierung des Systems 6) Anschlüsse der LN₂-Kühlung.

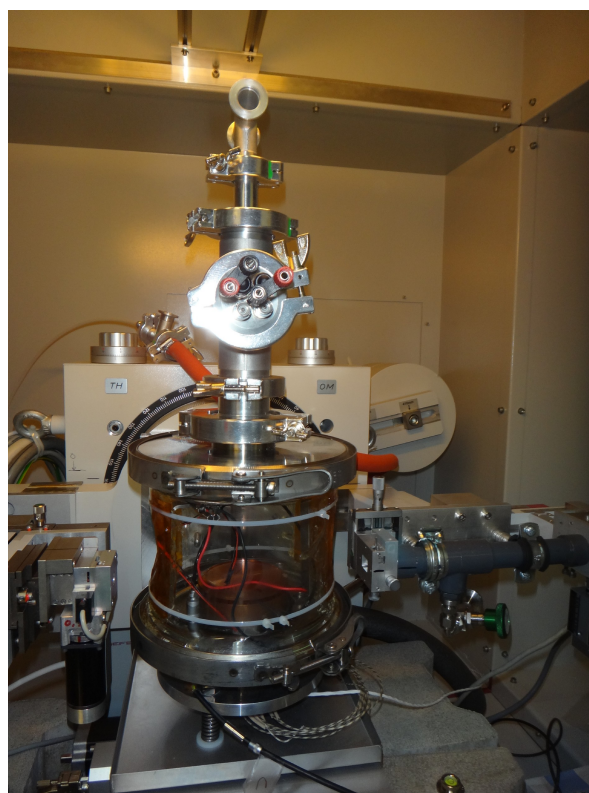


Abbildung 5.15.: Reflektometrieaufbau mit Vakuumglocke.

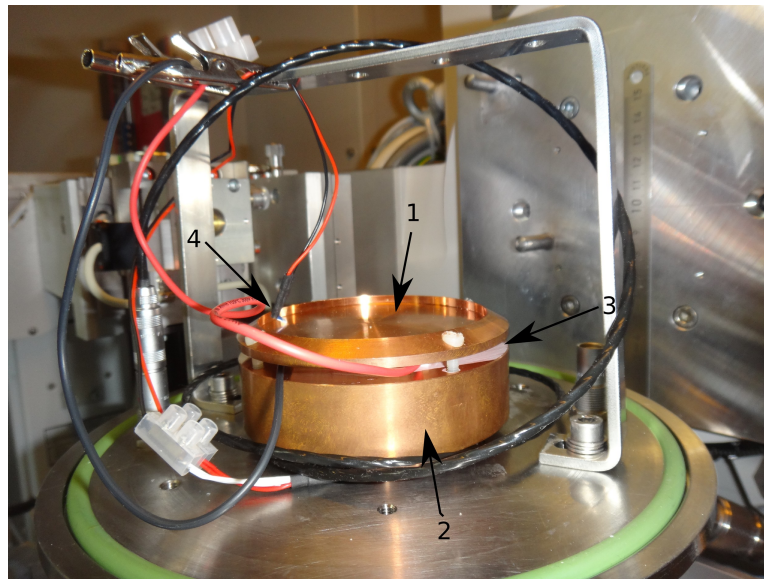


Abbildung 5.16.: Fotografie des inneren Aufbaus; 1) Fomblinwanne, 2) Sockel zur Verbindung von Kühlfinger und 3) Peltierelement 4) PT1000 Temperatursensor.

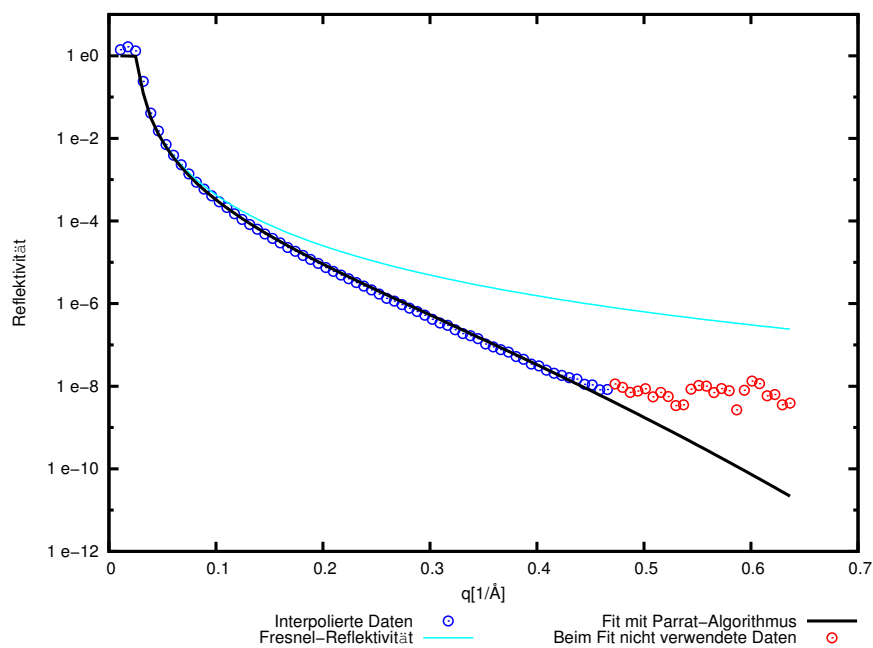


Abbildung 5.17.: Reflektivität bei Raumtemperatur; es sind außerdem die Fresnel-Reflektivität und die Kurve des Fits gezeigt. Für den Fit wurden einige Punkte bei sehr kleinem Impulsübertrag nicht berücksichtigt, da in diesem Bereich zu niedrige Zählraten gemessen wurden, um verlässliche Aussagen zu treffen.

T [°C]	$\sigma_{\text{intrinsisch}} [\text{Å}]$	$\sigma_{\text{kapillar}} [\text{Å}] @ 0,25 [\text{Å}^{-1}]$	$\sigma_{\text{total}} [\text{Å}]$
24	2,93	4,35	5,24
0	2,33	4,17	4,78
-30	1,96	3,93	4,39
-55	1,5	3,73	4,02

Tabelle 5.5.: Rauigkeiten der Fomblinoberfläche bei verschiedenen Temperaturen.

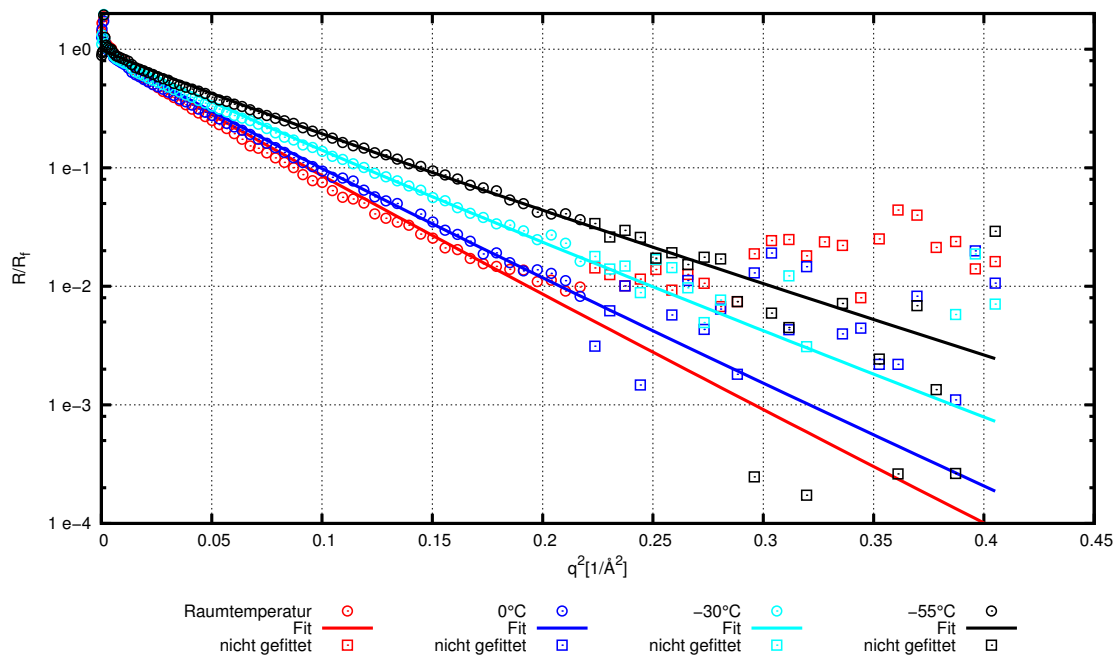


Abbildung 5.18.: Vergleich der XRR-Messungen; Die Darstellung ist an Gleichung 5.14 angelehnt, so dass die Steigung der Geraden näherungsweise dem Quadrat der Rauigkeit entspricht.

Zum Vergleich der Messungen eignet sich eine Darstellung, die an Gleichung 5.14 angelehnt ist. In Abbildung 5.18 ist das Verhältnis aus gemessener und theoretischer Reflektivität in logarithmischer Darstellung gegen das Quadrat des Impulsübertrags aufgetragen. In dieser Auftragungsform erhält man näherungsweise eine Gerade, deren Steigung dem Quadrat der Rauigkeit entspricht. Dass es sich nur näherungsweise um eine Gerade handelt, liegt daran, dass die gemessene Rauigkeit vom Impulsübertrag, also dem Winkel, unter dem gemessen wird, abhängig ist. Dies führt zu einer leichten Änderung der Rauigkeit über den Messbereich.

An Abbildung 5.18 erkennt man deutlich einen Trend in der Morphologie des Fomblins. Die Rauigkeit ist offensichtlich dahingehend mit der Temperatur korreliert, dass sie mit sinkender Temperatur abnimmt.

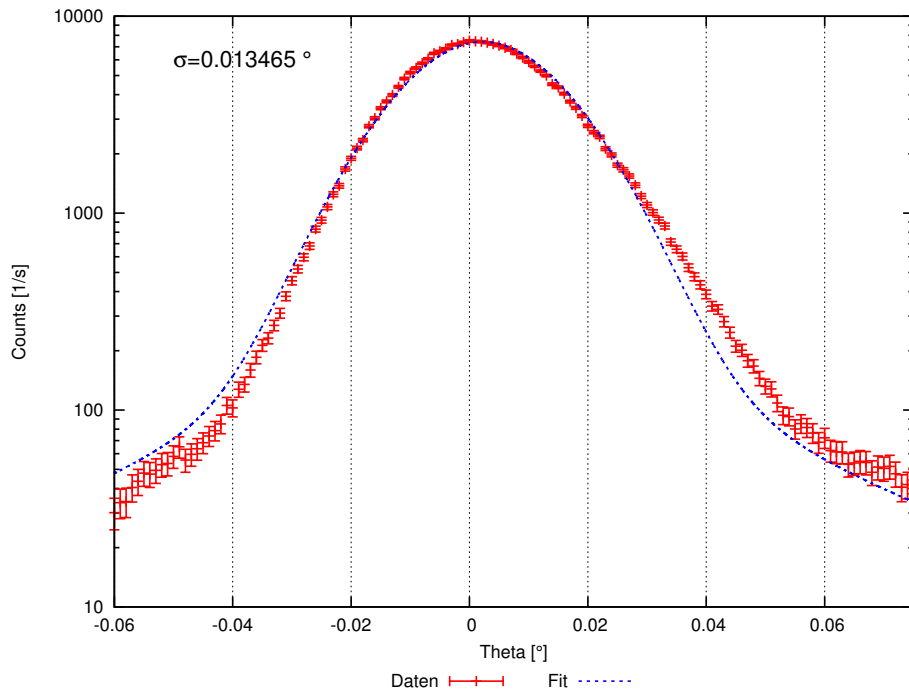


Abbildung 5.19.: Profil des primären Strahls; Sigma ist die Halbwertsbreite der Gaußfunktion, die an die Daten gefittet wurde.

5.4.3.2. Makroskopische Betrachtungen

Um makroskopische Verwerfungen der Fomblinoberfläche zu untersuchen, wurden sowohl der Primärstrahl als auch die reflektierten Strahlen bei verschiedenen Einfallswinkeln untersucht. Die Messung wurde sowohl bei Raumtemperatur als auch bei -55 °C durchgeführt. So sollten mögliche Unterschiede in der flüssigen und der erstarrten Phase nachgewiesen werden.

Abbildung 5.19 zeigt das primäre Strahlprofil. Es dient als Vergleich für die reflektierten Profile. Diese zeigen im Fall einer idealen Abbildung die halbe Breite des primären Strahls.

$$\begin{aligned} \text{Breite des direkten Strahls : } \sigma &= 0,01347^\circ \\ \text{Erwartete Breite der reflektierten Strahlen : } \sigma &= 0,00673^\circ \end{aligned} \quad (5.16)$$

In Abbildung 5.20 sind drei Reflexionsprofile gezeigt. Diese wurden über Nacht direkt hintereinander aufgenommen. Mit dieser Messung sollte die Stabilität der Abbildung über einen längeren Zeitraum kontrolliert werden. Man erkennt einen Versatz in der Peaklage und der Intensität. Für die Analyse der Oberflächenqualität sind diese beiden Parameter nicht relevant, daher führt dieser Drift nicht zu einer Verfälschung des Ergebnisses. In den Fitergebnissen sieht man, dass sich auch die Breite der Peaks leicht ändert. Diese Änderung ist allerdings so gering, dass sie im Bereich des Gerätefehlers liegt. Als Ursache für die Veränderung von Peaklage und Intensität kommt vor allem eine Veränderung der Probenhöhe in Frage. Diese könnte zum Beispiel durch minimales Nachgeben der verwendeten Kunststoffschrauben entstehen. Da der Raum, in dem die Messungen durchgeführt wurden, keine konstante Temperatur

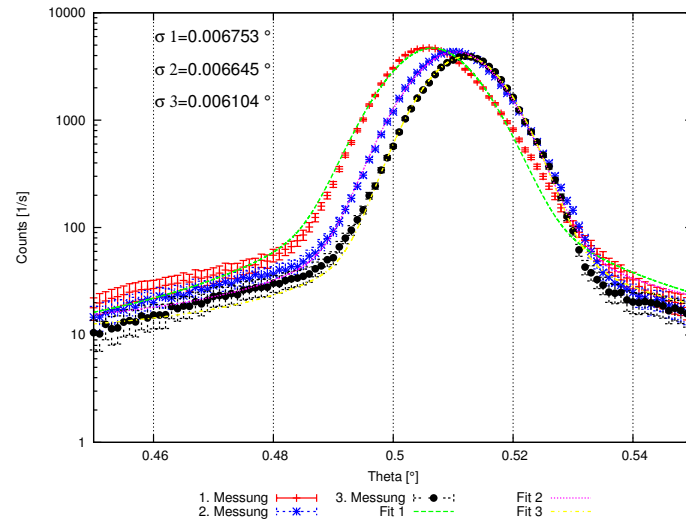


Abbildung 5.20.: Messung zur Kontrolle der Stabilität der Reflexion über eine Zeit von ca. 12 Stunden. Der Drift in der Lage ist für die Auswertung weitgehend unerheblich. Die Veränderung der Peakbreite im Submilligradbereich liegt im Rahmen der Geräteauflösung.

hatte, sind auch thermische Veränderungen durch die über Nacht sinkende Temperatur (ca. 3 °C) eine mögliche Ursache.

Die Abbildungen 5.21 und 5.22 zeigen die Reflexionsprofile, die gemessen wurden. Die Maxima der einzelnen Kurven folgen eindeutig den XRR-Messungen (siehe Abschnitt 5.4.3.1). Im Folgenden wird auf einzelne, besonders interessante Messungen eingegangen. Weitere Kurven sind im Anhang (A.2) zu finden. Bei der Temperatur von -55 °C wurden weniger Messungen durchgeführt, da die Kühlung nur eine begrenzte Zeit unterbrechungsfrei aufrechterhalten werden konnte.

Beim Vergleich der Messungen bei den beiden Temperaturen erkennt man, dass die Kurven bei Raumtemperatur sehr viel gleichmäßiger sind. Die Kurven bei gekühltem Fomblin werden bereits unter $\Theta = 0,5^\circ$ deutlich asymmetrisch. Bei $\Theta = 0,05^\circ$ ist überhaupt kein Peak mehr zu erkennen. Die konstante hohe Zählrate zeigt, dass es weiterhin zur Reflexion kommt, allerdings ist die Reflexion über einen weiten Winkelbereich gestreut. Wenn man sich den Footprint⁷ von über 50 mm in Strahlrichtung anschaut, wird klar, dass mehr als die Wanne beleuchtet wird. Da die Oberfläche viele Unebenheiten aufweist, wird die Röntgenstrahlung an nahezu allen verschiedenen Winkeln reflektiert, also auch in alle Winkel, die in einem Raumbereich in Vorwärtsrichtung liegen, isotrop und homogen reflektiert.

Um die Breite der Peaks zu bestimmen, wurden die Daten gefittet. Der direkte Strahl entspricht einer Gaußkurve:

⁷Der Begriff Footprint beschreibt die ausgeleuchtete Fläche. In diesem Setup ändert sich nur die Ausdehnung dieser Fläche in Strahlrichtung durch die Veränderung des Einfallswinkels. Die Breite wird durch die Kollimatorschlitze festgelegt und wurde während der Messungen nicht verändert.

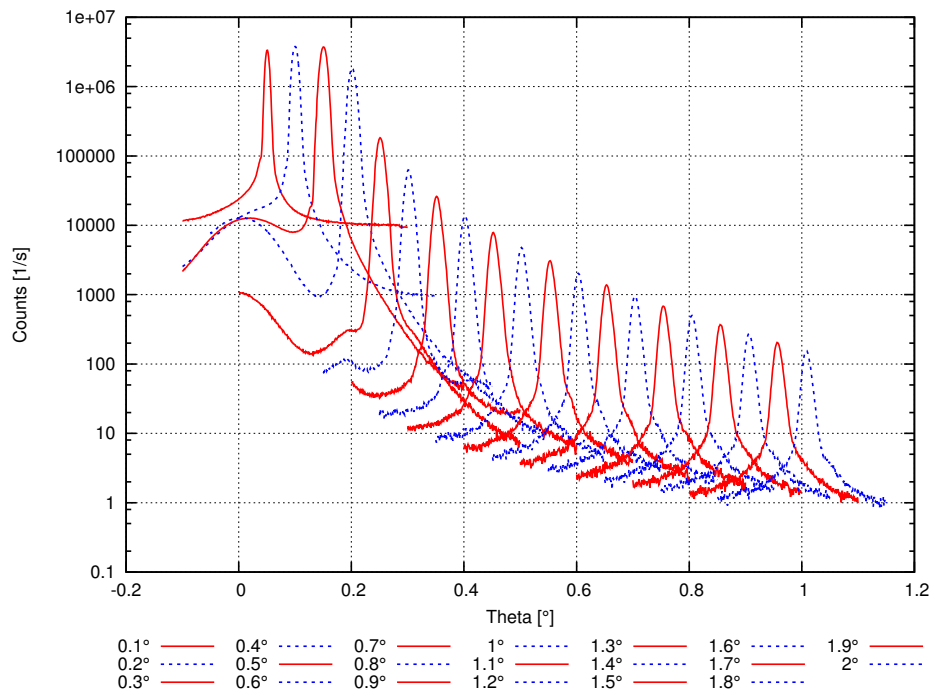


Abbildung 5.21.: Übersicht über die Reflexionsprofile bei Raumtemperatur.

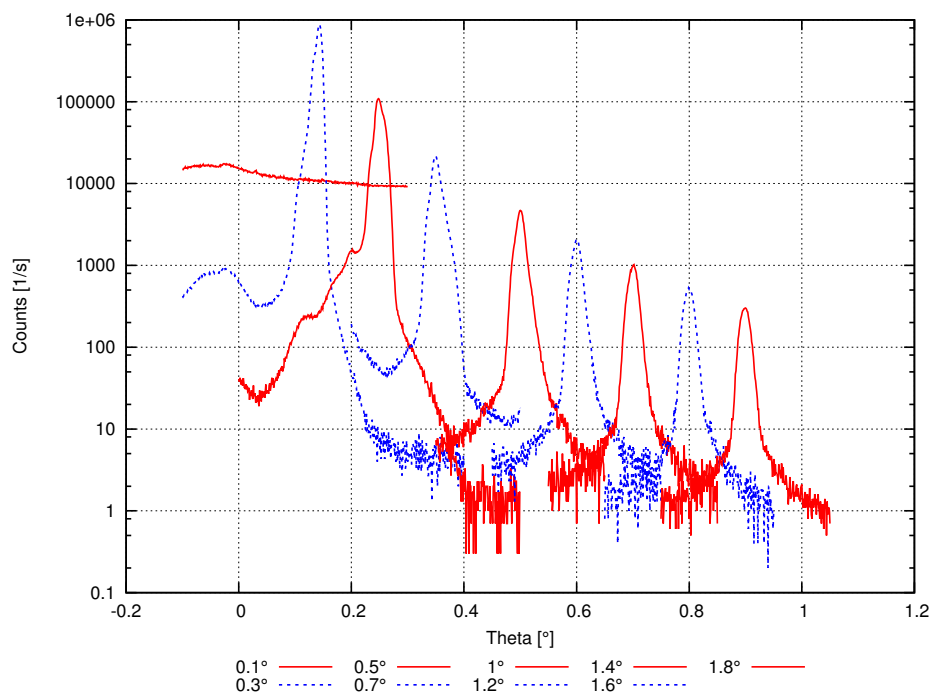


Abbildung 5.22.: Übersicht über die Reflexionsprofile bei -55 °C.

$\Theta [^\circ]$	Footprint [mm]	$\Theta [^\circ]$	Footprint [mm]
0,05	57,3	0,55	5,2
0,1	28,6	0,6	4,8
0,15	19,1	0,65	4,4
0,2	14,3	0,7	4,1
0,25	11,5	0,75	3,8
0,3	9,5	0,8	3,6
0,35	8,2	0,85	3,4
0,4	7,2	0,9	3,2
0,45	6,4	0,95	3,0
0,5	5,7	1	2,9

Tabelle 5.6.: Übersicht über die beleuchtete Fläche für die verschiedenen Einfallswinkel. Die Breite der Fläche bleibt bei allen Messungen konstant, es ändert sich lediglich die Ausdehnung in Strahlrichtung.

$$G(x) = \frac{A}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}}. \quad (5.17)$$

A Fläche der Kurve σ Peakbreite
 x_0 Erwartungswert

Der reflektierte Strahl entspricht der Faltung dieser Gaußkurve mit einer Störung. Für diese Störung kann man eine Lorentzfunktion (Gleichung 5.18) ansetzen. Die entstehende Funktion nennt man Voigt-Funktion (106).

$$L(x) = \frac{A}{\pi} \cdot \frac{\sigma}{\sigma^2 + (x - x_0)^2} \quad (5.18)$$

Da das Faltungsintegral nicht analytisch lösbar ist, wird häufig die sogenannte Pseudo-Voigt-Funktion verwendet. Diese nähert das Voigtprofil durch die Linearkombination von Gauß- und Lorentzkurve.

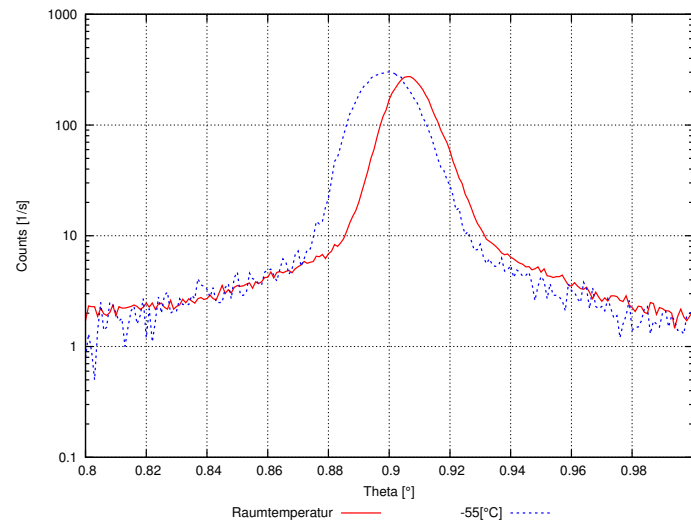
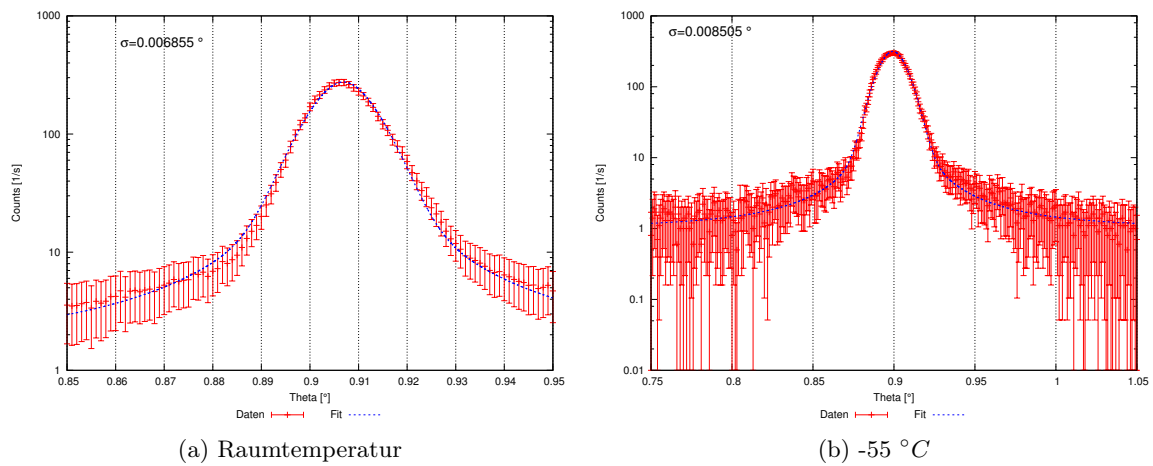
$$V(x) = m \cdot L(x) + (1 - m) \cdot G(x) \quad (5.19)$$

Diese Funktion wird im Folgenden verwendet.

Die Abbildungen 5.23 und 5.24 zeigen die beiden Profile bei $\Theta = 1,8^\circ$. Bei Raumtemperatur entspricht die Profilbreite nahezu perfekt der Erwartung. Die Kurve bei gekühltem Fomblin ist leicht verbreitert.

In Abbildung 5.25 und 5.26 sind die Reflexionsprofile unter einem Einfallswinkel von $\Theta = 0,5^\circ$ gezeigt. Man sieht eine deutliche Asymmetrie in der Kurve mit gekühltem Fomblin, die zusätzlich zur Aufweitung im Vergleich mit der Messung ohne Kühlung auftritt. Diese Aufweitung tritt bei allen Messungen auf. Die Asymmetrie verstärkt sich mit abnehmenden Winkel immer weiter.

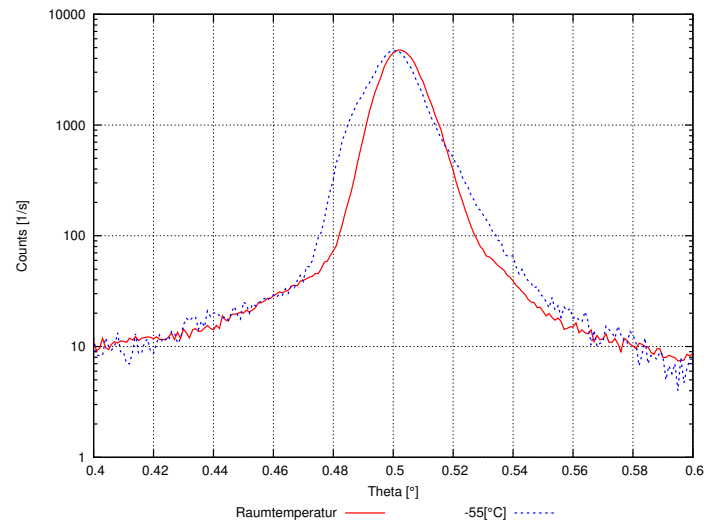
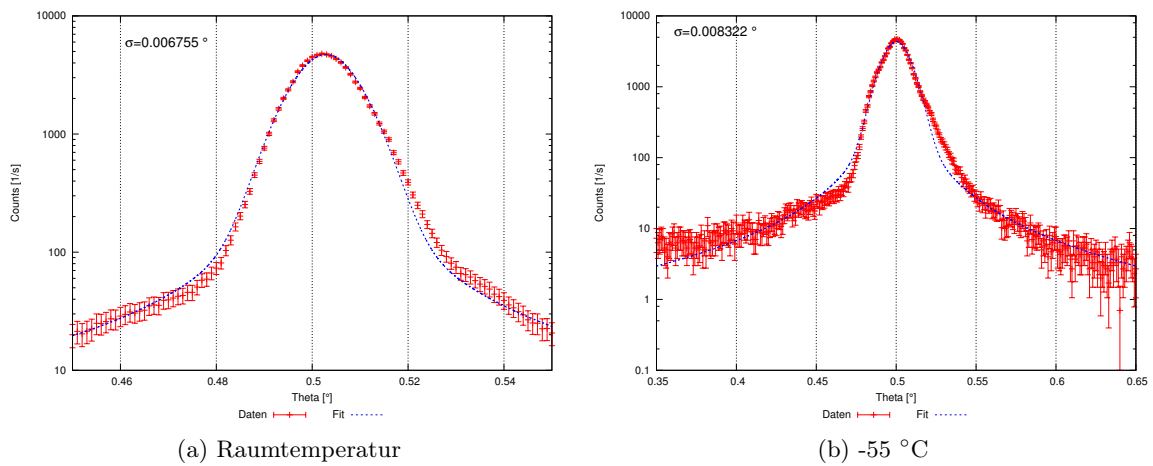
Bei kleineren Winkeln, hier am Beispiel eines Einfallswinkels von $\Theta = 0,25^\circ$ gezeigt (siehe Abbildung 5.28b), treten neben dem Hauptmaximum mehrere zusätzliche, deutliche schwächere Maxima auf. Diese entstehen, wenn die Röntgenstrahlung nicht an einer ebenen Fläche

Abbildung 5.23.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,9^\circ$.

(a) Raumtemperatur

(b) -55 °C

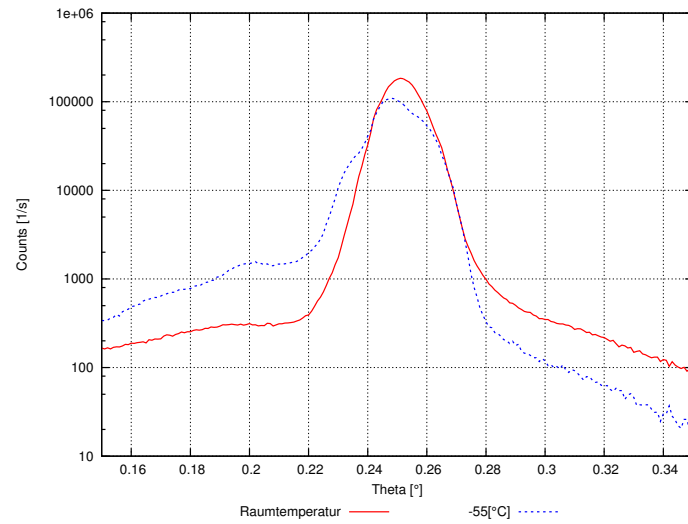
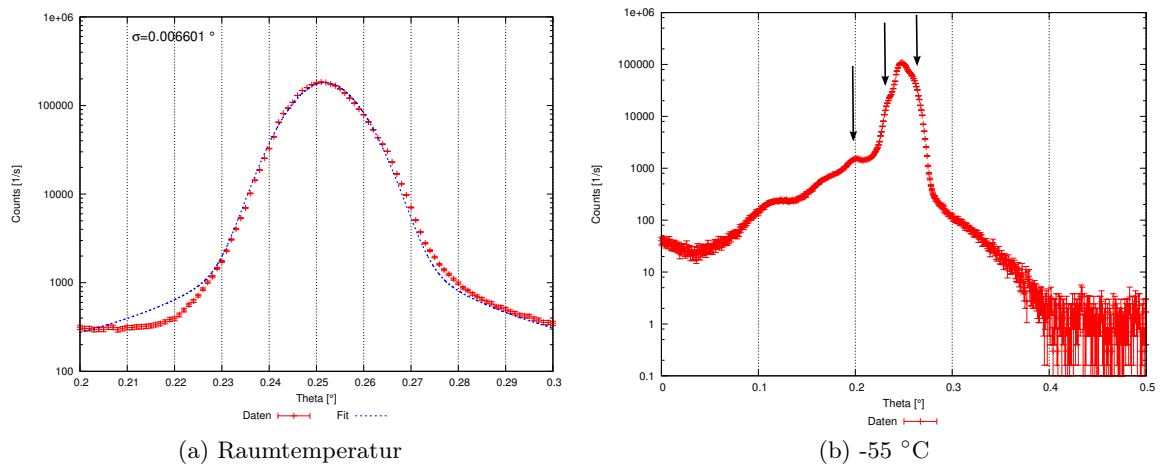
Abbildung 5.24.: Einfallswinkel $\Theta = 0,9^\circ$ mit Fit. Fit-Funktion Gleichung 5.19.

Abbildung 5.25.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,5^\circ$.

(a) Raumtemperatur

(b) -55 °C

Abbildung 5.26.: Einfallswinkel $\Theta = 0,5^\circ$.

Abbildung 5.27.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0, 25^\circ$.

(a) Raumtemperatur

(b) -55°C Abbildung 5.28.: Einfallswinkel $\Theta = 0, 25^\circ$: Die Nebenmaxima, die für Verwerfungen der Oberfläche sprechen, sind mit Pfeilen markiert.

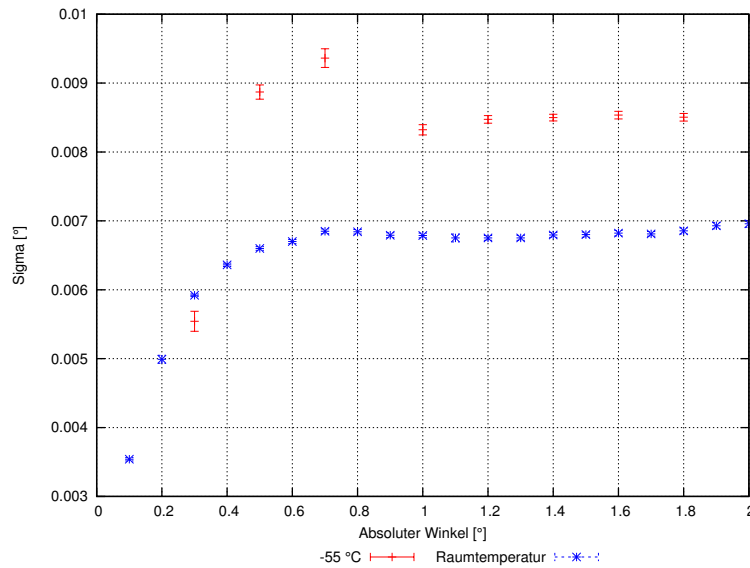


Abbildung 5.29.: Die Breiten der Reflexionspeaks im Vergleich.

reflektiert wird, sondern an einer Fläche mit mehreren Facetten, deren Flächennormalen in leicht verschiedene Richtungen zeigen. Dass es mehrere Maxima gibt, die sich vom Untergrund abheben und nicht einfach nur einen erhöhten Untergrund aufweisen, ist ein Hinweis darauf, dass es sich um räumlich ausgedehnte Verwerfungen handelt. Da sich der Einfluss dieser Verwerfungen erst bei einem Einfallswinkel von $\Theta = 0,25^\circ$ und kleiner äußert, kann man einen Rückschluss auf ihre Größe ziehen. Die untersuchte Fläche bei dieser Messung ist 11,5 mm in Strahlrichtung lang. Es treten drei Nebenmaxima auf. Man kann also davon ausgehen, dass die Unebenheiten eine Größe im Bereich einiger Millimeter haben.

Abbildung 5.29 zeigt die Breiten der Peaks. Diese wurden durch das Fitten der Daten mit der bereits beschriebenen Pseudo-Voigt-Funktion ermittelt. Bei niedrigen Einfallswinkeln werden die Peakbreiten niedriger. Das widerspricht der Erwartung, dass man bei einer größeren untersuchten Fläche eine größere Aufweitung sieht, da mehr Unebenheiten beleuchtet werden. Dieser scheinbare Widerspruch kommt durch die nicht perfekte Homogenität des Primärstrahls zu Stande. Durch die große bestrahlte Fläche wird quasi ein Stück aus dem Primärstrahl ausgeschnitten und verwendet. Dieses Stück ist entsprechend homogener als der gesamte Strahl. Die Breiten bei diesen niedrigen Winkeln können also nicht mit den Breiten bei größeren Einfallswinkeln verglichen werden. Bei größeren Einfallswinkeln erkennt man eine konstante Aufweitung des Strahls durch das Kühlen des Fomblins. Diese Aufweitung entspricht etwa 0.0015° . Selbst bei einem Einfallswinkel von 1° können die zugrunde liegenden Unebenheiten nicht aufgelöst werden, sondern führen zu einer kontinuierlichen Verbreiterung. Es muss sich also um Unebenheiten im Submillimeter-Bereich handeln.

5.5. Fazit

Die Konstruktion des horizontalen Spiegels war aufgrund der Größe mit schwierigen Fragestellungen verbunden. Zum einen musste ein Spiegelmaterial gefunden werden, das auf einer

Länge von 150 cm eben hergestellt werden kann. Zum anderen ist es notwendig, den Spiegel absolut senkrecht zur Gravitation auszurichten.

In Anlehnung an flüssige Teleskopspiegel ist die Idee eines flüssigen Neutronenspiegels entstanden. Bei einem flüssigen Spiegel entfällt das Problem der Justage, da Flüssigkeiten sich selbst im Gravitationsfeld justieren. Bei der Wahl des Materials mussten folgende Anforderungen erfüllt sein: Vakuumtauglichkeit, geringe Neutronenabsorption, hohes Wandpotential, geringe Rauigkeit.

Aufgrund der chemischen Zusammensetzung und der Erfahrungen in anderen Experimenten mit UCN wurden die Eigenschaften von Fomblinölen näher untersucht. Diese Öle bestehen aus Kohlenstoff, Fluor und Sauerstoff. Diese Elemente haben niedrige Wechselwirkungsquerschnitte mit Neutronen (siehe Tabelle 5.1). Das Wandpotential liegt bei 106 neV. Der Dampfdruck liegt bei 10^{-8} mbar und niedriger, je nach Sorte.

Für die Untersuchung der Neutralität des Neutrons wird das Fomblin einem elektrischen Feld ausgesetzt, so dass es zu einer Oberflächenverformung kommt. Um zu verhindern, dass sich die Oberfläche verändert, wurde untersucht, ob es möglich ist, erstarrtes Fomblin einzusetzen.

Da es sich bei den Ölen um Polymere handelt, wurde zunächst der Phasenübergang von der Flüssigphase in die erstarrte, glasartige Phase untersucht. Damit sollte geprüft werden, ob es möglich ist, das Öl auch erstarrt einzusetzen, um so unempfindlich gegen Vibrationen oder Verformungen zu sein. Durch Kontrolle der Fließverhaltens und des Reißens der Oberfläche konnten Temperaturen zwischen -50 °C und -60 °C als geeigneter Einsatzbereich gefunden werden.

Die Oberflächenqualität wurde mit Röntgenreflektometrie untersucht. Es wurden XRR-Messungen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt, um die mikroskopische Oberflächenmorphologie zu untersuchen. Sie liegt im Bereich um 5 Ångström und nimmt mit sinkenden Temperatur leicht ab. Solche Rauigkeiten sind für Neutronenspiegel hervorragende Werte, die sonst nur durch aufwendige Oberflächenvergütung erreicht werden können. Zum Vergleich: Floatglasplatten haben zwar eine vergleichbare Rauigkeit, durch den Fertigungsprozess weisen sie allerdings eine Welligkeit im Bereich von Mikrometern auf.

Die Welligkeit und makroskopische Unebenheit der Oberfläche wurde gemessen, indem die die Aufweitung des Strahls durch die Reflexion untersucht wurde. Dabei wurde unter Einfallswinkeln kleiner 2° eingestrahlt und die Breite des Profils durch Anfitten mit der Voigt-Funktion bestimmt. Die Messung wurde bei Raumtemperatur und bei -55 °C durchgeführt. Bei Raumtemperatur ist keine signifikante Aufweitung feststellbar. Bei -55 °C zeigt sich eine Verbreiterung der Strahlprofile. Dies spricht dafür, dass es zu einer Vergrößerung der Unebenheit beim Erstarren kommt. Durch die Art der Aufweitung - zum einen eine generelle Verbreiterung und zum anderen das Auftreten von Nebenmaxima bei niedrigen Einstrahlwinkeln - kann man auf zwei Arten von Welligkeit schließen: Eine im Submillimeterbereich, die zu einer generellen Aufweitung führt und eine im Millimeterbereich, die zu den Nebenmaxima führt.

Diese Welligkeiten führen dazu, dass man die Fomblinöle nicht im erstarrten Zustand einsetzen kann. Allerdings sind sie im flüssigen Zustand ein hervorragender Neutronenspiegel. Um eine Verformung der Fomblinfläche durch das elektrische Feld zu verhindern, muss das Feld mit Schirmelektroden im Bereich der Oberfläche möglichst klein gehalten werden.

6. Experiment

Im Sommer 2013 wurde am ILL in Grenoble eine zweite Strahlzeit durchgeführt, um den neuen optischen Aufbau zu testen. Dieser wurde auf Basis der Erkenntnisse der Strahlzeit 2011 (Kapitel 4) konstruiert.

Bei der Messung der Ladung des Neutrons tritt neben allen technischen Schwierigkeiten, die eine solche Hochpräzisionsmessung mit sich bringt, ein weiteres Problem auf: Die Messung einer möglichen elektrischen Ladung des Neutrons ist eine potentielle Nullmessung, also im Prinzip die Messung eines fehlenden Signals. Ein von Null abweichender Wert kann immer auch von einem Fehler in der Konzipierung des Experiments verursacht werden oder schlicht die Folge eines technischen Problems sein. Daher ist es wichtig, sowohl das Messprinzip als auch den technischen Aufbau einem Test zu unterziehen.

Das Messprinzip an sich wurde bereits im Experiment von Borisov et al. (1) eingesetzt und muss daher nicht mehr getestet werden. Allerdings ist es notwendig, den neuen, in vielen Punkten veränderten Aufbau auf seine Funktionalität zu testen. Dies sollte durch die Messung einer exakt bekannten Kraft auf die Neutronen erfolgen: der Gravitation mittels Blei. Die Berechnung der Kraft des Attraktors ist in Abschnitt 6.2 beschrieben.

6.1. Aufbau

In Abbildung 6.1 ist der Gesamtaufbau zu sehen. Die einzelnen Komponenten sollen in diesem Abschnitt beschrieben werden.

6.1.1. Vakuumkammer

Für den neuen optischen Aufbau (Abschnitt 6.1.3) war eine neue Vakuumkammer nötig. Diese besteht aus einem Edelstahlrahmen mit teilweise abnehmbaren Seitenplatten aus Aluminium. Die Kammer ist in Abbildung 6.2 zu sehen und hat eine Größe von 200 cm Länge, 60 cm Höhe und 85 cm Breite.

Für die Messungen mit dem Attraktorsystem ist es wichtig, dass der optische Aufbau möglichst nah an der Kammerwand aufgebaut werden kann, um den Abstand zwischen Flugbahn und Attraktor zu minimieren. Daher wurde eine kubische Vakuumkammer konstruiert. Für die Suche nach einer möglichen Ladung des Neutrons muss der Abstand zwischen den Elektroden und der Kammerwand möglichst groß sein, um Überschlüge zu vermeiden. Die beiden Experimente werden also an unterschiedlichen Positionen in der Kammer aufgebaut. Daher wurden zwei verschiedene Stirnplatten angefertigt, so dass der Neutronenleiter an unterschiedlichen Stellen an die Kammer angeschlossen werden kann. An den langen Seiten der Kammer können alle Platten als jeweils 50 cm lange Segmente abgenommen werden. Alle abnehmbaren Teile sind aus Aluminium gefertigt, die Wandstärke beträgt 2,5 cm. Mit der Verwendung von Aluminium wird Gewicht gespart, so dass die Platten auch von einer einzelnen Person bewegt werden können. Als Dichtungen werden Vitonrunddichtungen eingesetzt. Damit ist der Basisdruck auf 10^{-7} mbar begrenzt, dies ist für ein Strahlexperiment allerdings vollständig

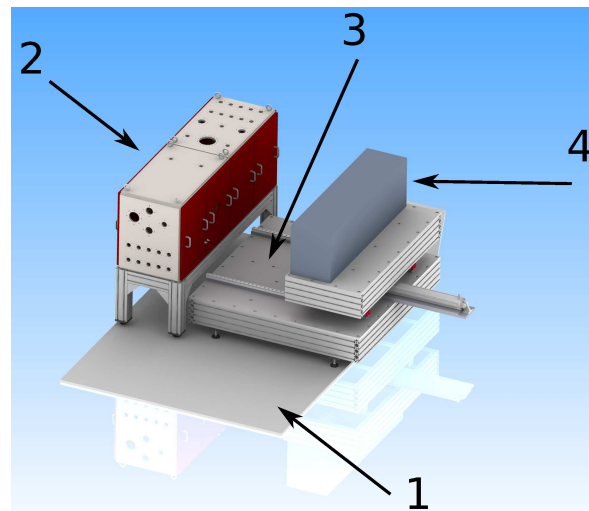
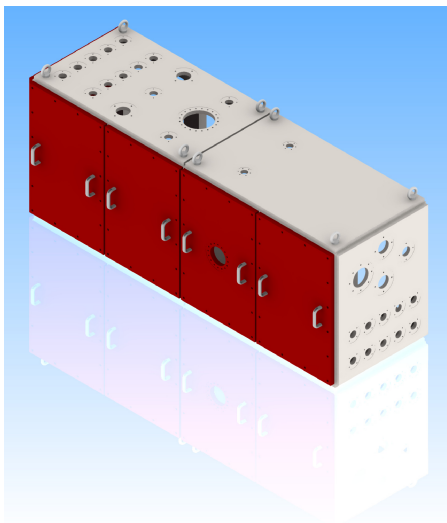
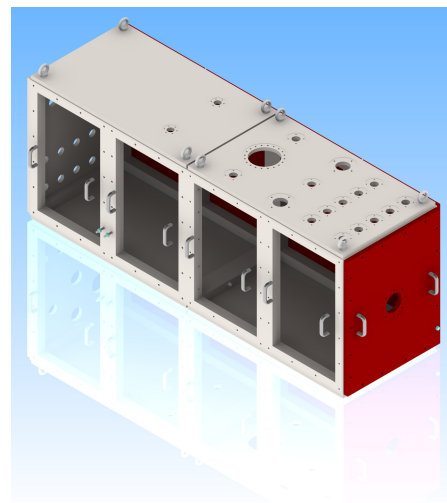


Abbildung 6.1.: CAD-Zeichnung des Gesamtexperiments auf der Plattform am ILL; 1) Plattform, 2) Vakuumkammer, 3) Attraktorsystem, 4) Bleiattraktor.



(a) Vakuumkammer mit Vorderseite und verschweißter Flanschseite.



(b) Vakuumkammer mit offener Seite und abnehmbarer Stirnseite.

Abbildung 6.2.: CAD-Zeichnung der Vakuumkammer (in Zusammenarbeit mit der Firma Trinios entstanden); Die abnehmbaren Platten aus Aluminium sind in der Zeichnung rot dargestellt.

ausreichend. Zur Erleichterung beim Transport ist der Rahmen der Kammer in zwei gleich große Segmente geteilt. Dadurch ist die Kammer nach Abschluss der Experimente auch für weitere Messungen einsetzbar.

Um den UCN-Untergrund in der Kammer möglichst niedrig zu halten, wurde der Boden der Kammer mit PE-Folie ausgelegt. Dies führt zwar zu einer minimalen Verschlechterung des Vakuums, allerdings kann auf diese Weise die Reflexion von UCN am Kammerboden verhindert werden (siehe Abschnitt 4.4).

6.1.2. Attraktorsystem

Das Attraktorsystem ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Es besteht aus einem großen Gestell, auf dem ein Schienensystem und ein Druckluftzylinder befestigt sind. Durch den großen Unterbau soll zum einen Stabilität bei der Belastung mit bis zu zehn Tonnen sichergestellt werden und zum andern die Last auf eine große Fläche verteilt werden. Des Weiteren verfügt das untere Gestell über verstellbare Füße, so dass Unebenheiten des Bodens ausgeglichen werden können. Auf den Schienen ist ein zweites Gestell installiert, auf dem sich das Blei befindet. Der Druckluftzylinder hat einen Verfahrensweg von 75 cm und die Ventile können per Computer gesteuert werden. Durch Sensoren, die am Zylinder angebracht sind, können drei verschiedene Positionen computergesteuert angefahren und gehalten werden (Tabelle 6.1). Dadurch kann die Kraft, die auf die Neutronen wirkt, eingestellt werden.

Position	Abstand optische Achse [cm]
Vorne	26,5
Mitte	61,5
Hinten	96,5

Tabelle 6.1.: Abstand der vorderen Seite des Attraktors von der optischen Achse an den drei Positionen.

6.1.3. Optischer Aufbau

Abbildung 6.4 zeigt den inneren Aufbau des Experiments. Dieser ist nach dem gleichen Prinzip wie der Testaufbau konstruiert (Abschnitt 4.1), im Detail allerdings in entscheidenden Punkten verändert:

- Die Flugstrecke wurde verdreifacht, so dass die UCN länger dem Einfluss einer Kraft ausgesetzt sind. Dadurch vergrößert sich die Ablenkung Δx . Diese Verlängerung führt außerdem zu einer Verkleinerung der Abbildungsfehler, so dass die Gitter nicht mehr gebogen oder skaliert hergestellt werden müssen (Abschnitt 2.3).
- Die Fomblinwanne wurde relativ zum Eingangsgitter nach unten verschoben. Der Spiegel befindet sich nicht auf Höhe des Eingangsgitters, sondern beginnt direkt über der Wanne. Er reicht in der Höhe nicht bis zum Eingangsgitter. Durch diese Bauweise verlassen unerwünschte Neutronen mit hohen Flugbahnen, das heißt großer Geschwindigkeit, verstärkt die Apparatur, da sie über den Spiegel fliegen. Zusätzlich fallen die Neutronen länger und werden dadurch seltener reflektiert.

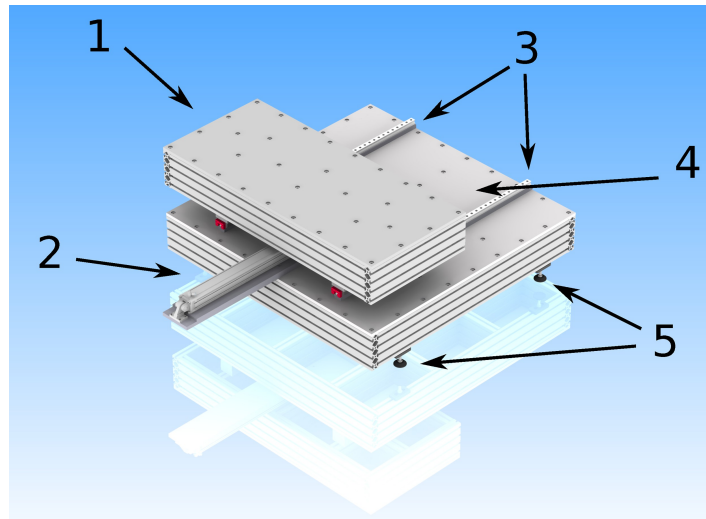


Abbildung 6.3.: Beweglicher Attraktor; 1) Bewegliche Platte für das Bleigewicht, 2) Druckluftzylinder 3) Schienen 4) Untergestell 5) Höhenverstellbare Füße

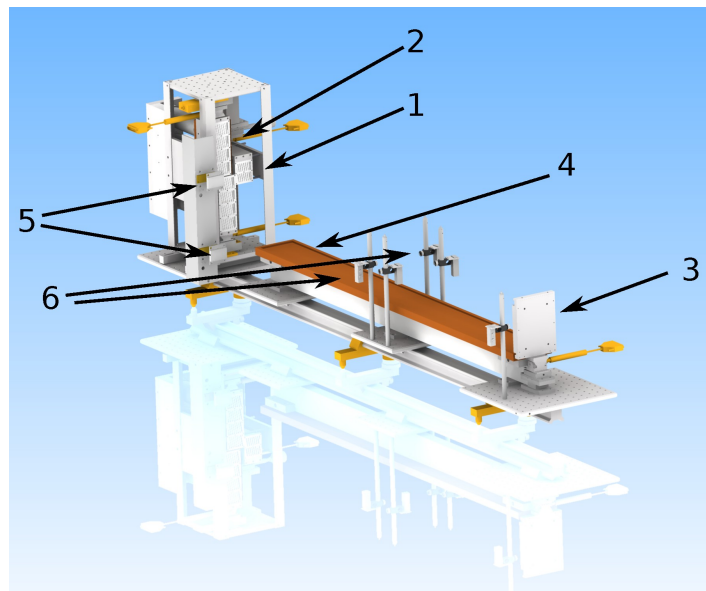
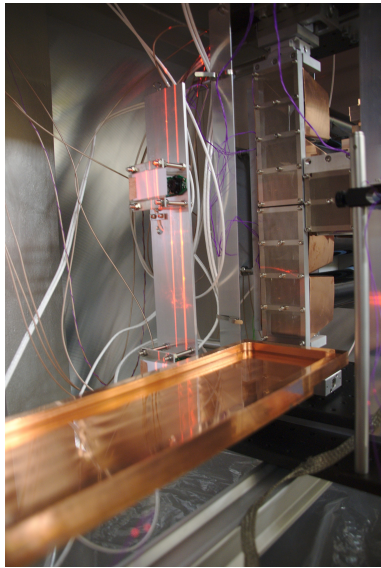
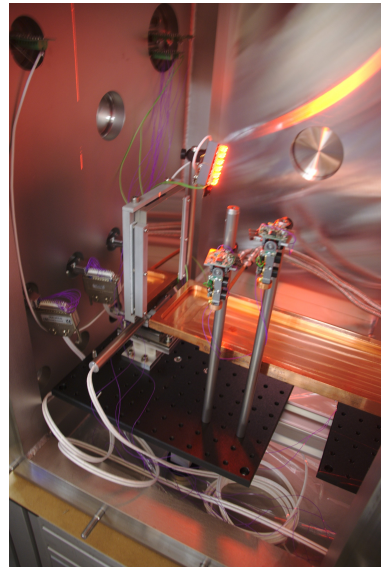


Abbildung 6.4.: Optischer Aufbau des Experiments; 1) Eingangsgitter, 2) Ausgangsgitter, 3) Spiegel, 4) Fomblinwanne, 5) Webcams zur Justage, 6) Linienlaser zur Justage.



(a) Foto der Gitter. Im Hintergrund sieht man die Webcams, die für die Justage des Spiegels verwendet werden und die Linien der Linienlaser.



(b) Foto des horizontalen Spiegels. Im Vordergrund sieht man zwei der Linienlaser, die für die Justage eingesetzt werden.

Abbildung 6.5.: Fotos der optischen Komponenten.

- Zwischen den Gittern und der Wanne ist ein 5 cm breiter Spalt, durch den Neutronen die Apparatur verlassen können. Dadurch können verstärkt langsame Neutronen gefiltert werden. Kurz nach Beginn der Strahlzeit wurde zur Verbesserung des Kontrastes zusätzlich eine 20 cm breite Fläche des Fomblin spiegels direkt vor den Gittern mit Papier abgedeckt. Dadurch werden UCN, die oft auf dem unteren Spiegel hüpfen, durch Hochstreuung am Wasserstoff des Papiers aus dem UCN-Spektrum entfernt.

Die Simulationen zu den Flugbahnen der Neutronen und den verschiedenen Selektionsmechanismen werden in der Arbeit von Christian Siemens beschrieben.

Die UCN werden vom Eingangsleiter durch das Eingangsgitter (1) in die Apparatur geleitet. Die Gitter wurden mittels Laserschneiden aus Nickelfolie hergestellt, die Stege sind $400 \mu\text{m}$ und die Schlitze $700 \mu\text{m}$ breit. Als horizontaler Neutronenspiegel wird eine 145 cm lange Kupferwanne (4), die mit Fomblinöl (Kapitel 5) gefüllt ist, eingesetzt. Im Boden der Wanne wurde eine Kühlspirale integriert. Der horizontale Spiegel (3) ist 14,5 cm hoch und mit Nickel beschichtet. Von diesem Spiegel werden die UCN auf die beiden, unabhängig von einander verfahrbaren, Ausgangsgitter geleitet. Die Ausgangsgitter sind jeweils 16 cm hoch und haben dieselben Steg- und Schlitzbreiten wie die Eingangsgitter. Hinter den beiden Ausgangsgittern befinden sich jeweils zwei Detektoren. Aufgrund von Lieferschwierigkeiten waren die bestellten, rechteckigen Detektoren, die in der Größe auf die Gitter abgestimmt waren, leider nicht verfügbar und es mussten runde Detektoren eingesetzt werden (siehe Abbildung 6.6). Die Szintillatoren haben eine Fläche von $51 \cdot 51 \text{ mm}^2$, die effektive Fläche der Photomultiplier hat einen Durchmesser von 48 mm. Damit werden 69% der Szintillatoren von den Photomultipliern ab-

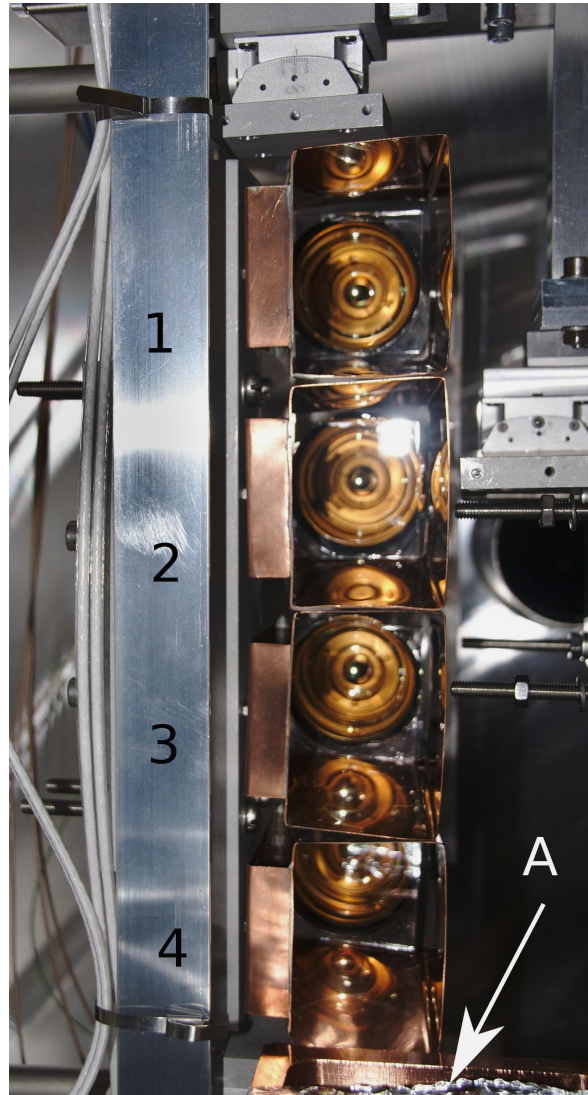


Abbildung 6.6.: Foto der vier Detektoren. Vor den Detektoren sind die trichterförmigen Kupferbleche zu sehen, die die Neutronen in Richtung der Detektoren sammeln. Durch die runden Detektoren entstehen Verluste, da sie nicht die gesamten Szintillatoren abdecken. Links sind die im Verlauf verwendeten Bezeichnungen der Detektoren angegeben. Das obere Gitter wird vor den Detektoren 1 und 2 installiert, das untere Gitter vor den unteren Detektoren 3 und 4. A bezeichnet die Position an der die Papierabdeckung auf die Wanne gelegt wurde.

gedeckt. Die Detektoren bestehen aus Lithium-dotierten Glasszintillatoren, die mit optischem Gel auf Photomultipliern befestigt sind.

Abbildung 6.5a und 6.5b zeigen die Gitter und den vertikalen Spiegel sowie einen Teil des Justagesystems. Dieses System kann automatisch die Verkipfung der Gitter und des Spiegels prüfen und in einem iterativen Prozess ausgleichen. Um den Spiegel zu justieren, wird das Licht eines Linienlasers auf zwei übereinander angebrachte Webcams reflektiert. Das Signal an den beiden Kameras wird verglichen und so eine Verkipfung des Spiegels gefunden. Der Spiegel und die Gitter sind auf Goniometern montiert, so dass sie automatisch bewegt werden können. Die Justage der Gitter funktioniert ähnlich: In die Gitter ist oben und unten mit einem Laser ein Loch geschnitten. Hinter den Löchern sind Photodioden angebracht. Die Gitter werden zur Justage mit einem Linienlaser beleuchtet. Über die von den Dioden gemessene Intensität kann geprüft werden, ob die Gitter lotrecht stehen. Die Gitter konnten auf $70 \mu\text{rad}$ und der Spiegel auf $53 \mu\text{rad}$ eingestellt werden. Das Verfahren zur Justage wird in der Arbeit von Christian Siemens vollständig beschrieben.

Am Eingang des Neutronenleiters in die Apparatur erfolgt ein Übergang von einem runden auf ein rechteckiges Profil. Das Strahlrohr hat einen Durchmesser von 80 mm, das rechteckige Rohr am Experiment eine Fläche von $45 \cdot 50 \text{ mm}^2$. Es gelangen also nur 45 % der UCN ins Experiment. Damit reflektierte UCN nicht zum Untergrund beitragen, wurde die Fläche rund um die Gitter mit einem Kupferblech abgedeckt, das die Neutronen zurück reflektiert. Zusätzlich wurde zwischen dem Eingangsleiter und den Detektoren Papier befestigt. Dadurch werden die UCN, die von der gewünschten Flugbahn abweichen, hochgestreut und tragen nicht zum Untergrund bei.

6.2. Berechnung der Gravitation

Die Berechnung des Gravitationspotentials einer kubischen Masse ist ausführlich in (111) beschrieben, hier soll nur eine Zusammenfassung des theoretischen Hintergrundes dargestellt werden.

Das Gravitationspotential kann durch

$$U(P) = \rho G \int_v \frac{dx dy dz}{r} = \rho G \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dx dy dz}{r} \quad (6.1)$$

G	Gravitationskonstante = $6,67384 \cdot 10^{-11} [\text{m}^3/\text{kg}\cdot\text{s}^2]$	P	Aufpunkt
ρ	Dichte	r	Radius

beschreiben werden. Dabei ist

$$r(x, y, z) = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (6.2)$$

und der Aufpunkt P entspricht dem Koordinatenursprung. Die Lösung für Gleichung 6.1 wird in (111) wie folgt angegeben:

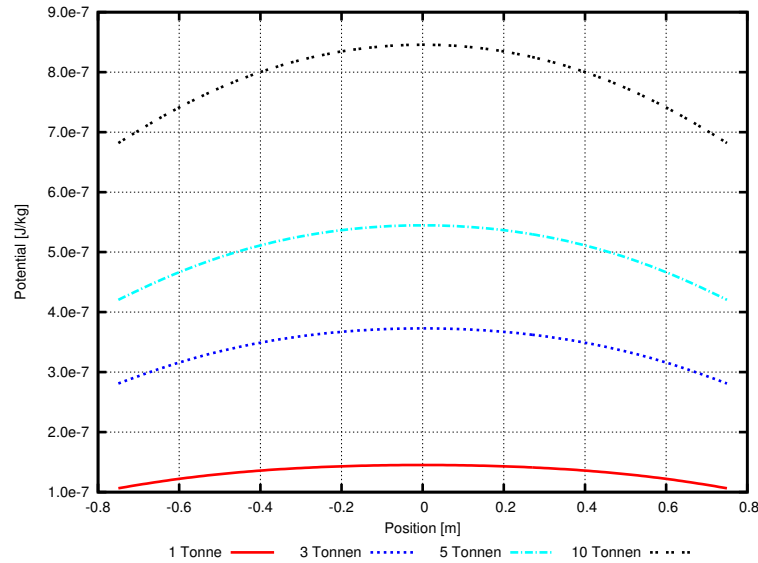


Abbildung 6.7.: Vergleich des Potentials für verschiedene Massen im Abstand von 30 cm.

$$U(P) = \rho G \left\| \left\| \begin{array}{l} xy \ln z + r + yz \ln x + r + zx \ln y + r \\ -\frac{x^2}{2} \arctan \frac{yz}{xr} - \frac{y^2}{2} \arctan \frac{zx}{yr} - \frac{z^2}{2} \arctan \frac{xy}{zr} \end{array} \right\|_{x_1}^{x_2} \left\|_{y_1}^{y_2} \right\|_{z_1}^{z_2} \right. \quad (6.3)$$

Gleichung 6.3 hat Definitionslücken auf den Ebenen, die durch die Kanten der Masse laufen. Da diese Ebenen nur an zwei Punkten von der Flugbahn des Neutrons geschnitten werden, sind sie für die Berechnung der Kraft, die auf die Neutronen wirkt, nicht relevant.

Um eine geeignete Form, Größe und Position des Bleiattractors im Experiment zu finden wurde das Potential für verschiedene Konfigurationen berechnet.

6.2.1. Vergleich verschiedener Attractormassen und Positionen

Zu Beginn wurde das Potential für verschiedene Attractormassen zwischen einer und zehn Tonnen bestimmt. Für fünf Tonnen wurden die Höhe und die Tiefe der Massen variiert, um den Einfluss verschiedener Formen des Attractors zu untersuchen.

Abbildung 6.7 zeigt das Potential entlang der Flugstrecke in einem Abstand von 30 cm zum Attractor. Der Attractor ist dabei 160 cm lang und 50 cm hoch und die Flugbahn liegt in halber Höhe des Attractors, also im Maximum des Potentials. Man sieht, dass das Potential nicht linear mit der Masse steigt. Da mit zunehmender Tiefe der Massenschwerpunkt des Attractors weiter von der Flugbahn weg verschoben wird, entspricht dies den Erwartungen. Aus dem Potential lässt sich die Kraft berechnen, die auf ein Neutron wirkt. Die jeweils maximale Kraft, also in der Mitte der Flugbahn zwischen Gitter und Spiegel, ist in Tabelle 6.2

Masse [t]	Kraft [10^{-34} N]
1	4,09
3	9,44
5	12,68
10	16,93

Tabelle 6.2.: Die jeweils maximale, auf ein Neutron wirkende Kraft für verschiedene Attraktoren.

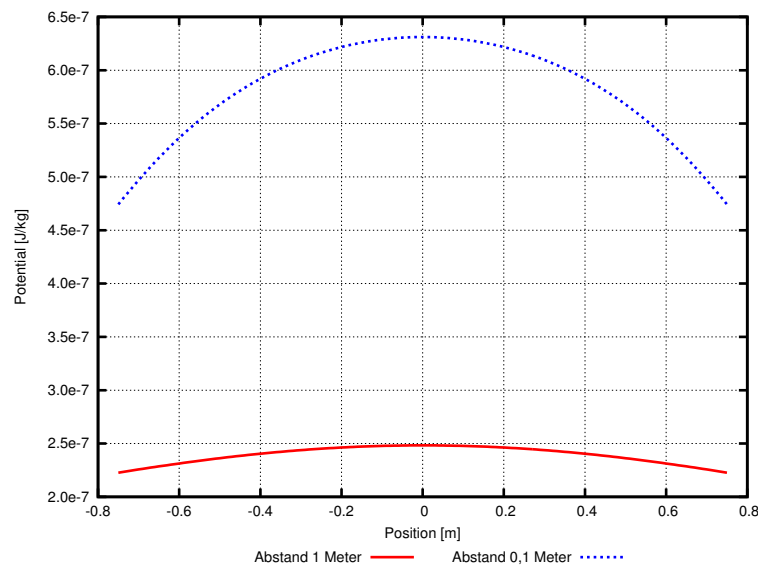


Abbildung 6.8.: Vergleich des Potentials bei verschiedenen Abständen vom Attraktor.

aufgeführt. Bei einer Messungen der elektrischen Ladung käme man mit einer angenommenen Ladung von $0,4 \cdot 10^{-21} \cdot q_e$ (Gl. 2.51) und einem Feld von 10 kV/cm auf eine Kraft von $1,28 \cdot 10^{-34}$ N.

In Abbildung 6.8 ist der Vergleich des Potentials für 10 cm und 100 cm Abstand zwischen Flugbahn und Attraktor dargestellt. Dabei zeigt sich, dass man durch das Verschieben des Attraktors die wirkende Kraft um einen Faktor 10 verringern kann. Damit kann man das Abschalten des elektrischen Feldes imitieren (siehe Tabelle 6.2).

In Abbildung 6.9 ist die Kraft in Höhe der Attraktormitte dargestellt. Dabei werden verschiedene Formen verglichen, die Masse ist konstant 5 Tonnen. In Abbildung 6.10 ist derselbe Vergleich für eine Flugbahn in Höhe von 27,5 cm über der Mitte des Attraktors dargestellt. Dies entspricht ungefähr der maximalen Höhe im Experiment. Man sieht, dass es für beide Flugbahnen von Vorteil ist, die Masse hoch und mit geringer Tiefe zu konstruieren, um ein möglichst großes Potential zu erreichen.

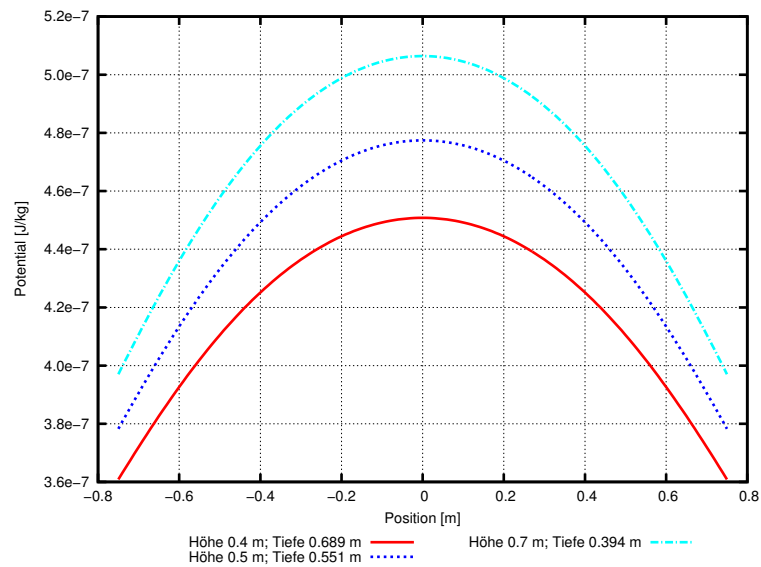


Abbildung 6.9.: Vergleich des Potentials bei verschiedenen Abmessungen des Attraktors. Die Flugbahn des Neutrons verläuft dabei in der Mitte des Attraktors und in einem Abstand von 30 cm.

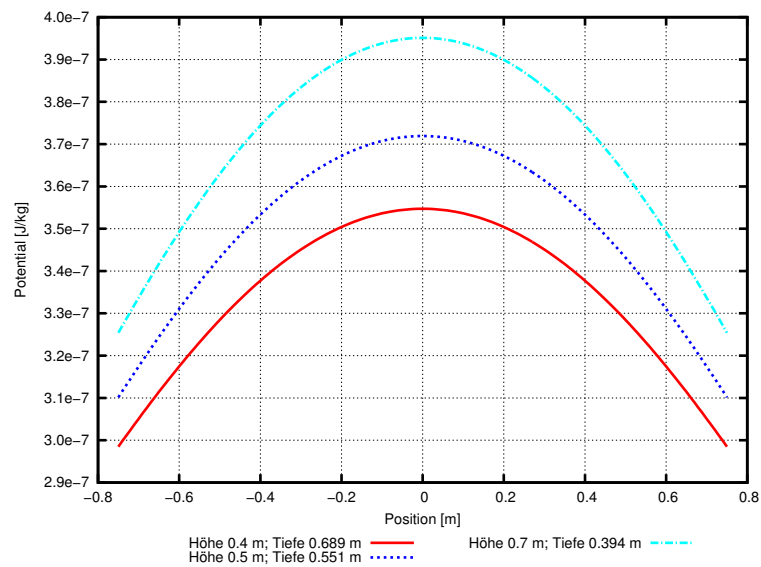


Abbildung 6.10.: Vergleich des Potentials bei verschiedenen Abmessungen des Attraktors. Die Flugbahn des Neutrons verläuft dabei in einer Höhe von 27,5 cm über der Mitte des Attraktors und in einem Abstand von 30 cm.

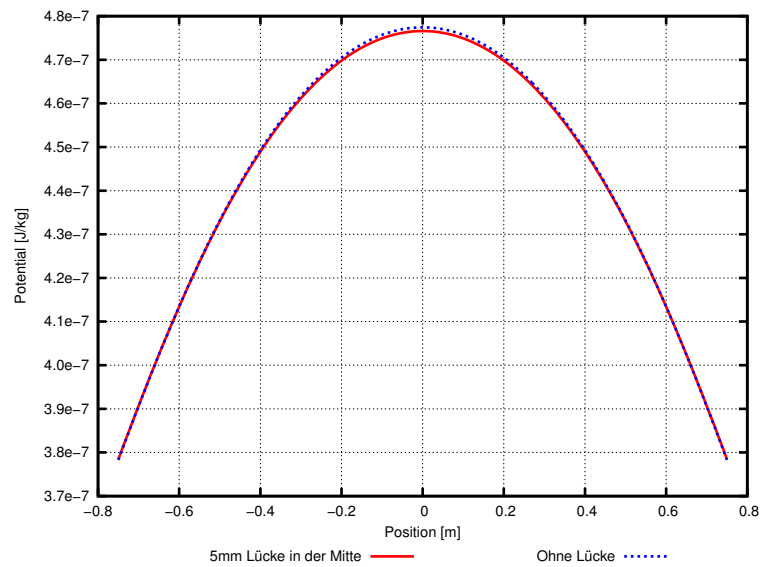


Abbildung 6.11.: Potential eines inhomogenen Attraktors.

6.2.2. Untersuchung des Einflusses von Inhomogenitäten im Attraktor

Da die Masse im Experiment aus gestapelten Bleistenen besteht, soll untersucht werden, wie sich das Potential ändert, wenn zwischen den Steinen kleine Lücken entstehen sollten. In Abbildung 6.11 ist der Effekt einer Lücke von 5 mm im Attraktor gezeigt. Die Lücke befindet sich in der Mitte des Attraktors und die Länge des Attraktors wird beidseitig um 2,5 mm vergrößert, so dass die Masse konstant bleibt. Man sieht am Verlauf der beiden Potentiale, dass eine insgesamt realistische Lücke im Bereich von Millimetern nahezu keinen Einfluss hat. Größere Lücken können durch ordentliches Schichten verhindert werden.

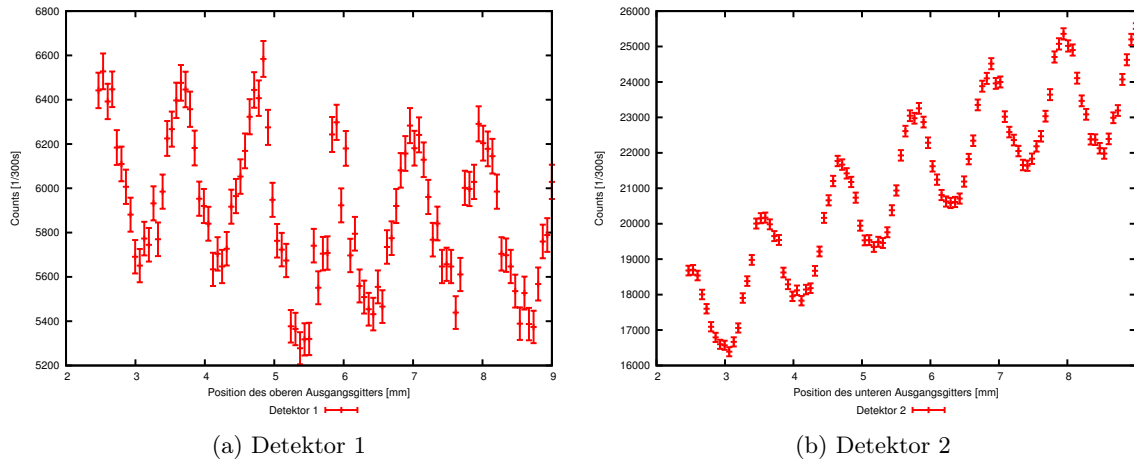


Abbildung 6.12.: Modulationsmessungen der beiden Detektoren hinter dem oberen Ausgangsgitter. Detektor 1 ist der obere, Detektor 2 der untere (Zur Bezeichnung der Detektoren und Gitter siehe Abbildung 6.4).

6.3. Ablauf der Strahlzeit

Ablauf der Strahlzeit

14.07. - 22.07.	Aufbau des Attraktorsystems und der Vakuumkammer
22.07. - 24.07.	Messungen der Spektren für die vier Detektoren und Untergrundmessung
25.07. - 30.07.	Aufbau der Optik, Einstellen der Elektronik und der optischen Komponenten Beladen des Attraktorsystems mit 3t Blei, Modulationsmessungen
01.08.	Einbau Verkippungssensoren
01.08. - 05.08.	Messungen mit gefrorenem Fomblin
05.08-08.08.	Attraktormessung
09.08.13	8:25 Uhr: Ende der Messungen, 8:30 Shut-Down; 21:30 Ende des Abbaus
10.08.2013	Rückfahrt

Tabelle 6.3.: Ablauf der Strahlzeit 2013 am ILL.

6.4. Modulationsmessungen

6.4.1. Modulationen bei Raumtemperatur

Um die Qualität der neu konstruierten Apparatur zu überprüfen, wurden Modulationen gemessen, wie es auch bei der Strahlzeit 2011 (Abschnitt 4.3) zur Überprüfung der Qualität der Abbildung gemacht wurde. Die Abbildungen 6.12a bis 6.13b zeigen die Modulationen für die vier Detektoren. Die Detektoren werden im Folgenden von oben nach unten durchnummeriert und als Detektor eins bis vier bezeichnet (siehe Abbildung 6.6). Das Prinzip dieser Messung ist in Kapitel 4 erläutert.

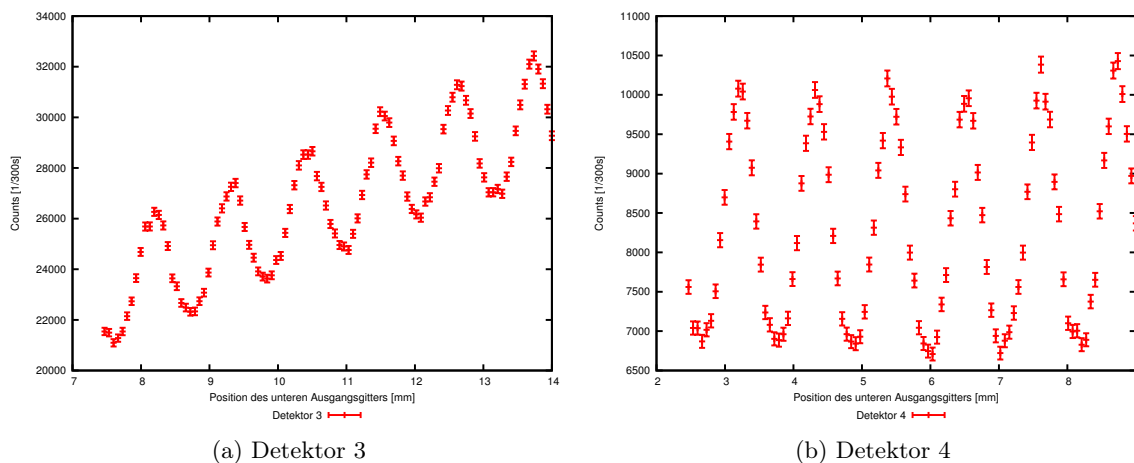


Abbildung 6.13.: Modulationsmessungen der beiden Detektoren hinter dem unteren Ausgangsgitter. Detektor 3 ist der obere, Detektor 4 der untere (Zur Bezeichnung der Detektoren und Gitter siehe Abbildung 6.4).

Die Modulationen sind über einen weiten Bereich der Gitterposition zu erkennen. Die Zählraten sind für die Detektoren in der Mitte um ca. einen Faktor 3-4 höher als für die beiden äußeren Detektoren. Dies lässt sich aus der Geometrie des Experiments erklären. Nur UCN mit ausreichend hoher Energie können den oberen Detektor erreichen. Zum einen sind von Beginn an weniger UCN mit hoher Energie im Spektrum enthalten, zum anderen haben UCN mit einer hohen Energie eine größere Wahrscheinlichkeit, die Apparatur zu verlassen. Der untere Detektor weist vor allem UCN mit niedriger Energie nach. Durch den Spalt und die Papierabdeckung der Wanne vor den Gittern werden bevorzugt diese langsamen Neutronen aus dem Spektrum entfernt. Die Unterschiede in der Zählrate sind also mit der Geometrie des Experiments zu erklären.

Man sieht, dass die Zählraten der beiden mittleren Detektoren zur optischen Achse hin ansteigen. Dieser Effekt konnte bereits in den Daten des Borisov-Experiments beobachtet werden.

Um die einzelnen Detektoren hinsichtlich der Qualität der Abbildung zu charakterisieren, wird der Kontrast

$$K = \frac{n_{max} - n_{min}}{n_{max} + n_{min}} \quad (6.4)$$

$n_{max/min}$ Zählrate im Maximum, bzw. im Minimum

verwendet. Interessant ist der Kontrast für die beiden Gitter, da auch bei der späteren Messung die Zählraten der Detektoren hinter jeweils einem Gitter addiert werden. In Abbildung 6.14 und 6.15 sind die summierten Zählraten für eine einzelne Modulation gezeigt.

Die Aufweitung der Modulationen ist klein. Dies spricht dafür, dass die Neutronen im Experiment keine ungewünschte Ablenkung erfahren. In Verbindung mit dem guten Kontrast ist dieses Ergebnis ein deutliches Zeichen für die gute Qualität der Abbildung.

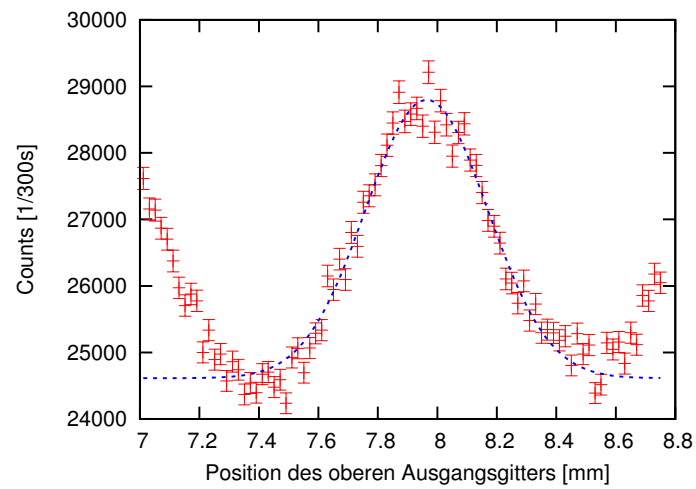


Abbildung 6.14.: Modulationsmessung, gemessen mit den beiden Detektoren hinter dem oberen Ausgangsgitter und mit Gleichung 4.4 gefittet.

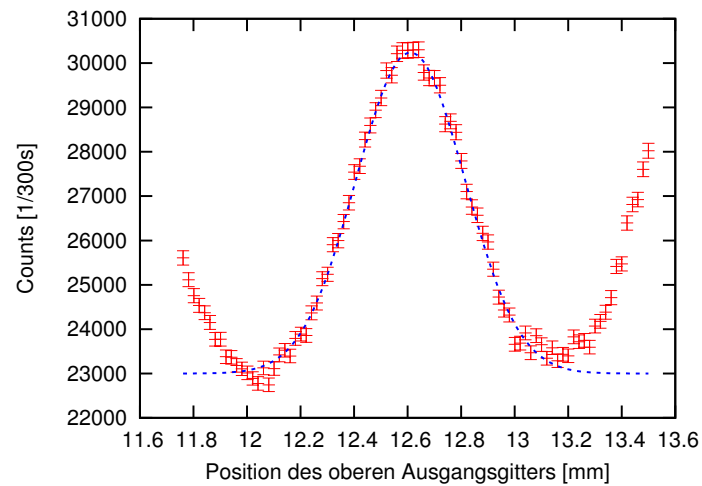


Abbildung 6.15.: Modulationsmessung, gemessen mit den beiden Detektoren hinter dem unteren Ausgangsgitter und mit Gleichung 4.4 gefittet.

	Kontrast	Breite der Gaußfunktion [mm]
Oberes Gitter	0,08	$0,168 \pm 0,008$
Unteres Gitter	0,14	$0,124 \pm 0,009$

Tabelle 6.4.: Daten der Modulation mit flüssigen Fomblin.

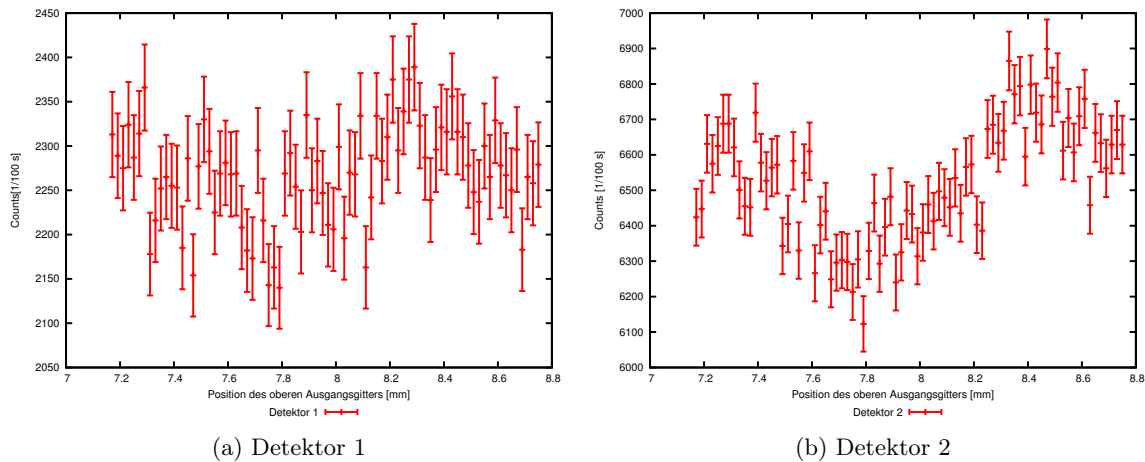


Abbildung 6.16.: Modulationskurve der beiden Detektoren hinter dem oberen Ausgangsgitter. Detektor 1 ist der obere, Detektor 2 der untere. Gemessen bei erstarrtem Fomblinspiegel.

6.4.2. Modulationsmessung bei erstarrtem Fomblin

Neben den Modulationsmessungen mit flüssigem Fomblinspiegel wurde auch eine Modulationsmessung mit erstarrtem Fomblin durchgeführt. Für diese Messung wurde ein regelbarer Stickstoff-Dewar an die Kühlspirale in der Kupferwanne angeschlossen. Mit einem PID-Regler wurde die Temperatur kontrolliert und gesteuert. Sie betrug (-58 ± 2) °C. Um zu verhindern, dass sich ein Wasserfilm auf der Fomblinoberfläche bildet, wurde zunächst eine zweite Kühlspirale gekühlt, um das Wasser aus der Restatmosphäre auszufrieren. Da dies mit flüssigem Stickstoff und unregelmäßig durchgeführt wurde, war die Temperatur der Kühlspirale dauerhaft niedriger als die des Fomblins.

Die Abbildungen 6.16a bis 6.17b zeigen jeweils eine einzelne Modulation, die mit einem erstarrten Fomblinspiegel gemessen wurde. Es ist offensichtlich, dass die Qualität der Abbildung nicht mehr so gut ist wie bei flüssigem Fomblin. Besonders die beiden oberen Detektoren (Abbildung 6.16) zeigen kaum noch eine Modulation. Dies zeigt sich auch, wenn man den Kontrast der beiden Gitter ausrechnet (Tabelle 6.5).

Kontrast	
Oberes Gitter	0,03
Unteres Gitter	0,05

Tabelle 6.5.: Kontrast der beiden Gitter bei erstarrtem Fomblin.

Der Kontrast ist ungefähr um einen Faktor 3 niedriger als bei flüssigem Fomblin. Dies passt zu den XRR-Ergebnissen in Kapitel 5. Dies zeigt nun auch im Experiment mit UCN, dass es nicht möglich ist, erstarrtes Fomblin als Spiegel einzusetzen.

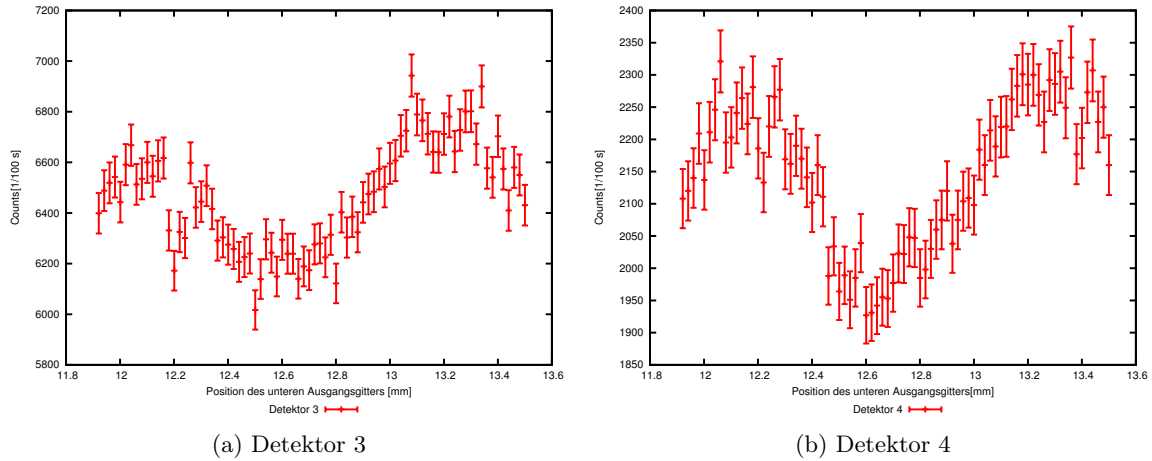


Abbildung 6.17.: Modulationskurve der beiden Detektoren hinter dem unteren Ausgangsgitter. Detektor 3 ist der obere, Detektor 4 der untere (gemessen bei erstarrtem Fomblinspiegel).

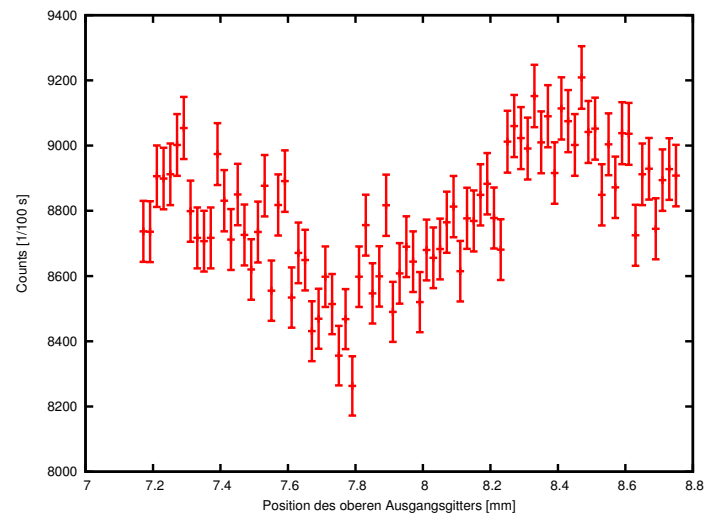


Abbildung 6.18.: Modulationsmessung, gemessen mit 2 Detektoren hinter dem oberen Ausgangsgitter (gemessen bei erstarrtem Fomblinspiegel).

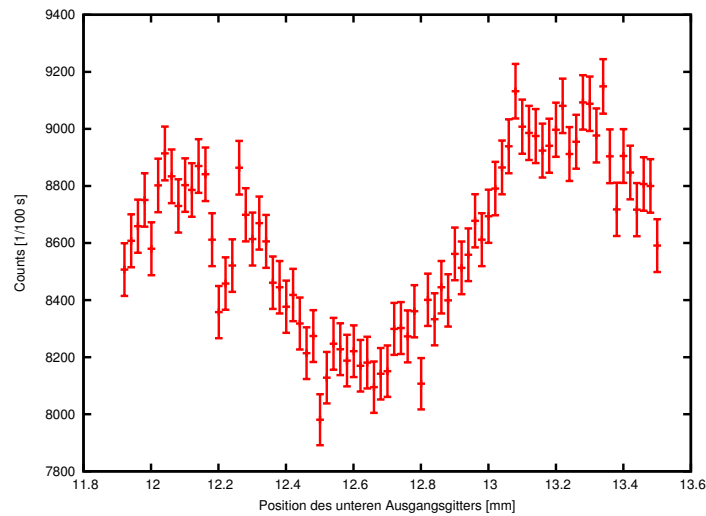


Abbildung 6.19.: Modulationskurve, gemessen mit den zwei Detektoren hinter dem unteren Ausgangsgitter. Gemessen bei erstarrtem Fomblin Spiegel.

6.4.3. Arbeitspunktsteigung

Zur Auswertung der Messungen mit dem Gravitationsattraktor ist es notwendig, die Arbeitspunkte festzulegen und aus den Modulationsmessungen die Steigungen an den Arbeitspunkten zu bestimmen (siehe Gleichung 2.48). Diese Messung wurde mit flüssigem Fomblin durchgeführt, genauso wie die Messungen mit dem Bleiattraktor.

Da die Steigung an der Flanke der Modulation als linear angenommen werden kann, wird die Steigung mit einem linearen Fit bestimmt. Die Abbildungen 6.20 und 6.21 zeigen diese Fits. Die Arbeitspunktsteigungen sind in Tabelle 6.6 dargestellt.

Arbeitspunktsteigung [1/s·mm]	
Oberes Gitter ∂n_{oben}	$29,6 \pm 2,0$
Unteres Gitter $\partial n_{\text{unten}}$	$69,1 \pm 4,6$

Tabelle 6.6.: Steigungen an den Arbeitspunkten.

6.5. Messung unter Einfluss des Attraktors

Es ist möglich, dass bei der Messung einer Ladung des Neutrons kein von Null verschiedener Wert gemessen wird. Daher ist es wichtig zu überprüfen, ob eine gemessene Null ein wirkliches Ergebnis ist und nicht von systematischen Fehlern hervorgerufen wird.

Zu diesem Zweck wurde das in Abschnitt 6.1.2 beschriebene Attraktorsystem realisiert. Dieses System bietet die Möglichkeit, eine variable Kraft senkrecht zur optischen Achse und den Gitterschlitzen auf die Neutronen wirken zu lassen. Durch die auf dem System platzierte Masse und den Abstand zwischen optischer Achse und Attraktor lässt sich die Kraft variieren. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, lässt sich diese Kraft exakt berechnen.

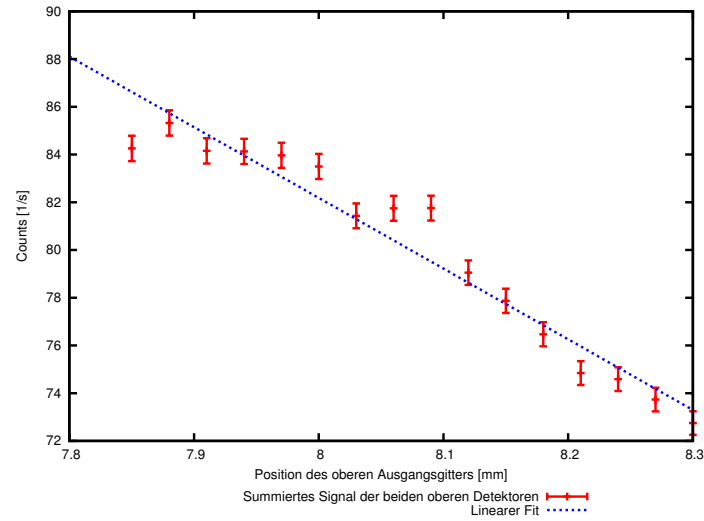


Abbildung 6.20.: Bestimmung der Arbeitspunktsteigung für das obere Gitter mit einem linearen Fit.

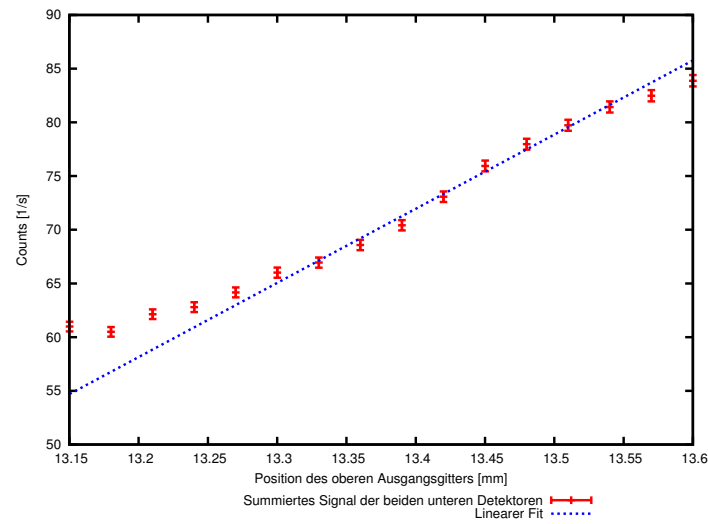


Abbildung 6.21.: Bestimmung der Arbeitspunktsteigung für das untere Gitter mit einem linearen Fit.

Um diesen Test durchzuführen, war es geplant, mindestens sieben Tonnen Blei auf das Attraktorsystem zu laden. Die maximale Auslegung liegt bei zehn Tonnen.

Nach der Ankunft in Frankreich wurden wir darüber informiert, dass die Plattform für ein so hohes Gewicht - ca. zwei Tonnen Experiment plus sieben Tonnen des Attraktors - nicht ausgelegt ist. Nach einer mehrtägigen Verzögerung, in der der Boden der Plattform verstärkt und zusätzliche Stützen angebracht wurden, konnten wir mit drei Tonnen Attraktor unser Experiment beginnen.

Durch die Konstruktionsweise der UCN-Quelle wird der Strahl im Regelbetrieb abwechselnd für jeweils maximal 100 Sekunden zu einer von drei Experimentplattformen geleitet. Um die Messzeit ideal auszunutzen, wurde immer zehn Mal 100 Sekunden gemessen, dann wurde der Attraktor verfahren, so dass er, wenn wieder UCN zur Verfügung standen, an seiner neuen Position war.

Mit diesem Vorgehen wollten wir zwei Dinge erreichen:

- Dadurch, dass nur nach jedem zehnten Messzyklus der Attraktor verfahren wurde, sollte verhindert werden, dass die Plattform sich unter der bewegten Last zu viel bewegt. Sollte es zur Neigung der Plattform kommen, muss auch das Fomblin sich wieder nivellieren. Zusätzlich wird, für den Fall, dass die anderen Experimente nicht oder nur sehr kurz messen (also wenn dauerhaft UCN zur Verfügung stehen), weniger Messzeit für das Verfahren des Attraktors verbraucht.
- Mit einem regelmäßigen Verfahren des Attraktors sollte eine Beeinflussung des Ergebnisses durch temporäre Veränderungen, zum Beispiel Veränderung der Erschütterungen¹ zwischen Tag und Nacht, verhindert werden.

6.5.1. Verkippung

Um die Verkippung der Kammer zu überprüfen, wurden zwei Laserinterferometer installiert². Diese messen die Auslenkung relativ zur Ausgangsposition. Sie wurden auf einer Linie senkrecht zur Flugbahn auf der Kammer installiert, so dass auch eine Verkippung der Kammer gemessen werden konnte. In Abbildung 6.22 sind die Daten der beiden Sensoren gezeigt. Die Zeitachse ist in willkürlichen Einheiten, da der zeitliche Abstand zwischen zwei Messungen nicht konstant war. Abhängig davon, ob an den beiden anderen Experimentplattformen gemessen wurde, ist es möglich, dass zwischen ca. 220 Sekunden (beide messen die maximale Zeit) und null Sekunden (es misst niemand) beliebige Zeiten liegen. Im Durchschnitt liegen ca. 120 Sekunden dazwischen. Des weiteren musste die Messung zwei Mal für einen längeren Zeitraum unterbrochen werden.

Was an Abbildung 6.22 (oben) als erstes auffällt, sind die vier Spitzen in der Auslenkung. Diese treten an beiden Sensoren auf, das heißt, die gesamte Plattform hat sich über einen längeren Zeitraum stark verlagert. Da es keine einzelnen Ausreißer sind, sondern sich diese über mehrere Messpunkte hinzieht - jeder stellt einen 100 Sekunden währenden Messzyklus dar - handelt es sich nicht um eine singuläre Erschütterung, sondern eine kontinuierliche Belastung. Die Ursache konnte nicht sicher geklärt werden, es ist aber wahrscheinlich, dass die Veränderung durch einen der beiden Kräne in der Reaktorhalle ausgelöst wurde. Zum einen kommt es zu Erschütterungen, wenn der Kran in der Reaktorhalle, in der das Experiment

¹Das PF2 befindet sich auf Niveau D des Reaktors, auf dem zugleich auch der Service des Reaktorbetriebs statt findet (Kräne, Hubwagen, Aufzüge, etc.).

²Die Sensoren wurden freundlicher Weise von H. Filter, vom Atominstitut, Wien, zur Verfügung gestellt.

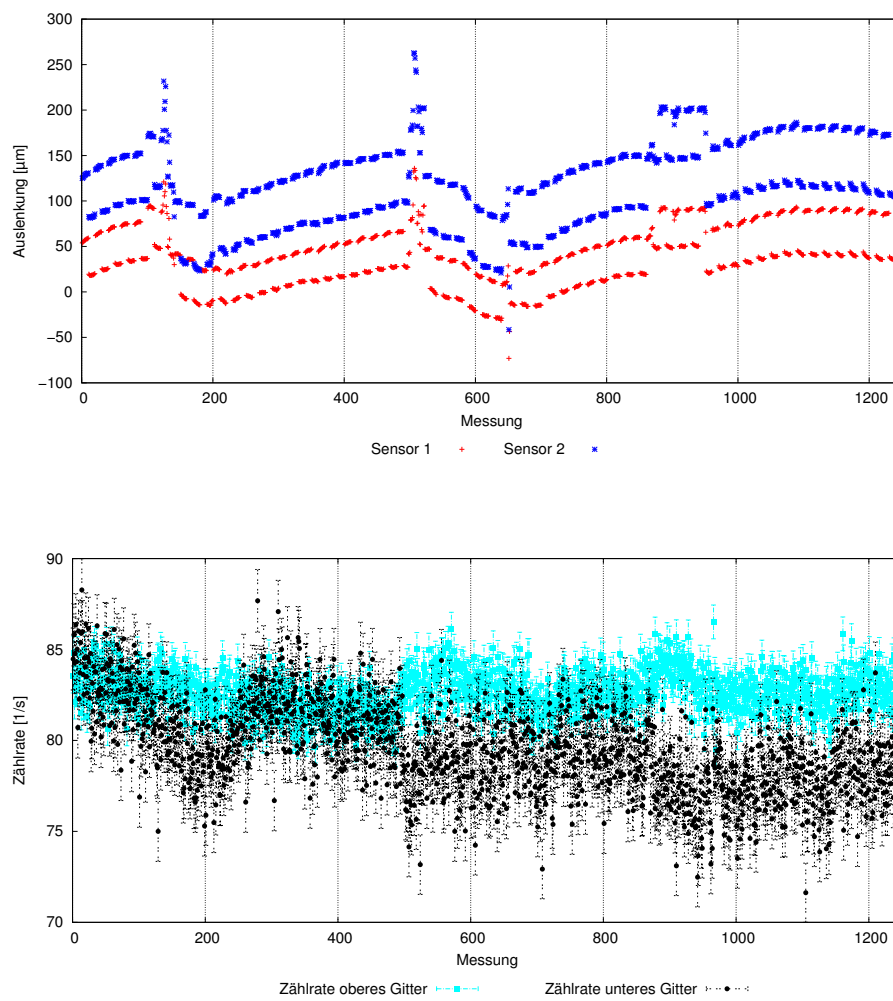


Abbildung 6.22.: Daten der beiden Positionssensoren und der Messdaten.

durchgeführt wurde, verwendet wird. Zum anderen befindet sich eine Ebene darunter ein weiterer Kran.

Zwischen den Spitzen scheint eine kontinuierliche Bewegung stattzufinden. Die Ursache für diese Bewegung ist ungeklärt, sie scheint allerdings in einem Zusammenhang mit den Spitzen zu stehen, da die Bewegungsrichtung sich nach den Spitzen verändert.

Einige Punkte lassen sich an den Daten der Positionssensoren ablesen:

- Die Signale der beiden Sensoren reagieren deutlich auf das Verfahren des Bleigewichts. Die Auslenkung springt bei jedem Verfahren des Attraktors. Allerdings unterscheidet sich der Betrag der Auslenkung je nach Stellung der Plattform. Daraus lässt sich folgern, dass es neben der Senkung/Hebung des Attraktors zu einer leichten Kippbewegung kommt.
- Die beiden Sensoren zeigen dieselbe kontinuierliche Bewegung, und zwar auf allen Zeitskalen.
- Obwohl die Auslenkungssensoren eine kontinuierliche Bewegung zeigen, findet man keine analoge Veränderung in der Zählrate (siehe Abbildung 6.22 (unten)).
- Die Zählraten streuen um ein Vielfaches des Fehlerintervalls. Dafür kann es verschiedene Ursachen geben:
 - Das System befindet sich offensichtlich permanent in Bewegung. Dies kann durch die Daten der Sensoren nur bedingt wiedergegeben werden, da die hier gezeigten Auslenkungen eine Mittelung über den Zeitraum der Messung darstellen. Es ist also möglich, dass es Bewegungen gibt, die nicht erfasst werden, wie zum Beispiel schnelle Schwingungen. Diese würden einen höheren systematischen Fehler in die Messung tragen. Zusätzlich könnte eine solche Vibration die Bildung von Oberflächenwellen auf dem Fomblinspiegel verstärken.
 - Ein weiterer Fehler entsteht durch das flüssige Fomblin. Die Fließgeschwindigkeit von Fomblin ist mit der von Honig vergleichbar. Daher vollzieht es die Kippbewegung des Systems mit einer leichten Verzögerung. Dadurch kommt es zu einer Verkipfung der Fomblinoberfläche relativ zu den Gittern und dem vertikalen Spiegel. Bei der Reflexion an einem verkippten Spiegel kommt es zu einer Ablenkung der Neutronen und damit zu einer Veränderung der Zählrate.

6.5.2. Daten und Ergebnisse

Zunächst soll nun das Schema der Auswertung dargestellt werden. Im Anschluss werden die Ergebnisse aufgeführt und diskutiert.

Die Messung wurde, wie oben beschrieben, in Zyklen durchgeführt. Ein Zyklus umfasst 20 Messpunkte mit einer Dauer von jeweils 100 Sekunden. Insgesamt wurden 62 Zyklen gemessen. Nach den ersten zehn Messpunkten wurde der Attraktor verfahren. Zunächst wird aus den detektierten Ereignissen der vier Detektoren und der Messzeit die Zählrate je Gitter und Attraktorposition bestimmt. Man erhält also vier Zählraten:

$$\begin{aligned}
n_{oben_vorn} &= \frac{N_1 + N_2}{\bar{t}} & n_{oben_hinten} &= \frac{N_1 + N_2}{\bar{t}} \\
n_{unten_vorn} &= \frac{N_3 + N_4}{\bar{t}} & n_{unten_hinten} &= \frac{N_3 + N_4}{\bar{t}}.
\end{aligned} \tag{6.5}$$

\bar{t} Mittlere Messzeit der beiden Detektoren hinter diesem Gitter
 N_i Ereignisse des i -ten Detektors
oben/unten Gitter
vorn/hinten Attraktorposition

Von nun an werden die Indizes oben, unten, vorne und hinten mit o, u, v und h abgekürzt. Die Messung der Zeit wird als fehlerfrei angenommen, da sie mit großer Präzision möglich war. Der Fehler der Zählrate ist also rein statistisch. Für die Verschiebung ergibt sich

$$\Delta x = \frac{1}{2} \left(\frac{n_{ov} - n_{oh}}{\partial n_o} + \frac{n_{uv} - n_{uh}}{\partial n_u} \right). \tag{6.6}$$

∂n_o Arbeitspunktsteigung oberes Gitter ∂n_u Arbeitspunktsteigung unteres Gitter

Der Fehler der Steigung ist systematischer Art. Daher ist Δx sowohl mit einem systematischen, als auch mit einem statistischen Fehler zu betrachten:

$$\Delta_{stat}(\Delta x) = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta n_{ov}}{\partial n_o} \right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{oh}}{\partial n_o} \right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{uv}}{\partial n_u} \right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{uh}}{\partial n_u} \right)^2} \tag{6.7}$$

$$\Delta_{sys}(\Delta x) = \frac{1}{2} \sqrt{\left(-\frac{n_{ov} - n_{oh}}{\partial n_o^2} \cdot \Delta \partial n_o \right)^2 + \left(-\frac{n_{uv} - n_{uh}}{\partial n_u^2} \cdot \Delta \partial n_u \right)^2}$$

Der Gesamtfehler ergibt sich durch quadratische Addition der Einzelfehler:

$$\Delta(\Delta x) = \sqrt{(\Delta_{stat}(\Delta x))^2 + (\Delta_{sys}(\Delta x))^2} \tag{6.8}$$

Aus den Ergebnissen dieser 62 Zyklen kann nun die Verschiebung der Abbildung bestimmt werden, die über die gesamte Messzeit ermittelt wurde:

$$\Delta x_{total} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \Delta x_i \tag{6.9}$$

K Anzahl der Zyklen = 62

Der Fehler ergibt sich zu

$$\Delta_{stat}(\Delta x_{total}) = \frac{1}{K} \sqrt{\sum_{i=1}^K (\Delta_{stat}(\Delta x_i))^2} \quad (6.10)$$

$$\Delta_{sys}(\Delta x_{total}) = \frac{1}{K} \sqrt{\sum_{i=1}^K (\Delta_{sys}(\Delta x_i))^2}$$

Aus der Verschiebung der Abbildung lässt sich die auf die Neutronen wirkende Kraft ableiten. Dazu muss die mittlere Flugzeit bekannt sein. Aus technischen und zeitlichen Gründen konnten wir keine Messung der Flugzeit vornehmen. Als Grundlage der Abschätzung wurde die Flugzeit im Borisov-Experiment zur Hilfe genommen. Dort wurde mit einer Geschwindigkeit von $3,65 \text{ m/s}$ gerechnet. Wir haben eine Geschwindigkeit von 4 m/s angenommen. Dies führt zu einer mittleren Flugzeit von $0,75 \text{ s}$. Da es sich bei der Geschwindigkeit um eine Schätzung handelt, wird ein Fehler von $0,1 \text{ s}$ angenommen.

$$\Delta F = \frac{2m_N}{\bar{t}^2} \Delta x_{total} \quad (6.11)$$

\bar{t} Mittlere Flugzeit der Neutronen im Feld = $0,75 \text{ s}$

$$\Delta_{stat}(\Delta F) = \frac{2m_N}{\bar{t}^2} \Delta_{stat}(\Delta x_{total}) \quad (6.12)$$

$$\Delta_{sys}(\Delta F) = \sqrt{\left(\left(\frac{2m_N}{\bar{t}^2} (\Delta_{sys}(\Delta x_{total})) \right)^2 + \left(\frac{-m_N}{\bar{t}^3} \Delta x_{total} \Delta \bar{t} \right)^2 \right)}$$

$\Delta \bar{t}$ Fehler der mittleren Flugzeit = $0,1 \text{ s}$

In Abbildung 6.23 sind die Verschiebungen der einzelnen Zyklen dargestellt. Aus diesen Werten wurde die Verschiebung während der gesamten Messdauer bestimmt:

$$\begin{aligned} \Delta x_{total} &= (-1,00 \pm (0,94)_{stat} \pm (0,07)_{sys}) \cdot 10^{-6} \text{ m} \\ &= (-1,00 \pm 0,94) \cdot 10^{-6} \text{ m}. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Aus diesem Ergebnis kann man nun die Kraft berechnen, die auf die Neutronen gewirkt hat:

$$\begin{aligned} \Delta F &= (-5,95 \pm (5,59)_{stat} \pm (0,58)_{sys}) \cdot 10^{-33} \text{ N} \\ &= (-5,95 \pm 5,62) \cdot 10^{-33} \text{ N}. \end{aligned} \quad (6.14)$$

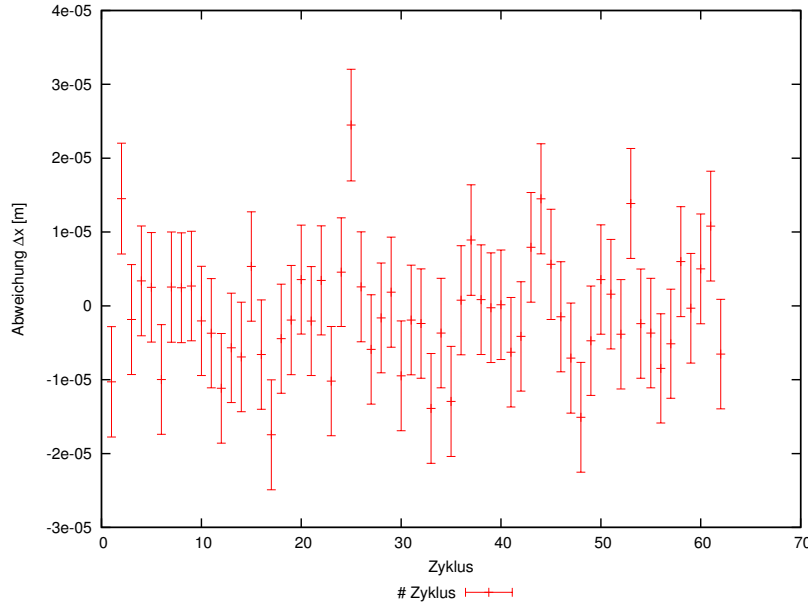


Abbildung 6.23.: Verschiebung der Abbildung der einzelnen Zyklen.

Dieses Ergebnis ist allerdings mit großer Vorsicht zu genießen. Wenn man sich die beiden Gitter einzeln ansieht, erkennt man, dass sie Verschiebungen in unterschiedliche Richtungen gemessen haben:

$$\begin{aligned}\Delta x_o &= (2,33 \pm (1,74)_{stat} \pm (0,01)_{sys}) \cdot 10^{-6} m \\ \Delta x_u &= (-4,33 \pm (0,70)_{stat} \pm (0,07)_{sys}) \cdot 10^{-6} m\end{aligned}\quad (6.15)$$

Dies kann zum Beispiel dadurch entstanden sein, dass die Kammer sich nicht nur gesenkt und gehoben hat, sondern es zu einer Drehbewegung kam, deren Drehachse so lag, dass sich die Gitter in unterschiedliche Richtungen bewegten. Daher kann man keine vertrauenswürdige Aussage über die Kraft treffen, die gemessen wurde.

6.6. Bestimmung der Sensitivität der Apparatur

Mit den Fitergebnissen aus Abschnitt 6.4.3 und Gleichung 2.50 kann die Sensitivität der Apparatur bestimmt werden.

$$\delta q_n = 2,15 \cdot 10^{-20} \frac{e}{\sqrt{day}} \quad (6.16)$$

$$e \quad \text{Elementarladung} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

Dabei wurde dieselbe elektrische Feldstärke, wie sie im Borisov-Experiment verwendet wurde, angenommen. Obwohl die Apparatur noch nicht fertig entwickelt ist, konnte eine im Vergleich zum Vorgängereperiment um den Faktor 5 verbesserte Sensitivität erreicht werden. In Abschnitt 7.1 sind die noch geplanten Verbesserungen und ihre Auswirkungen auf die Sensitivität

beschrieben.

6.7. Fazit

Ziel dieser Strahlzeit war es, die neu konstruierte Apparatur in Betrieb zu nehmen und zu testen. Dies ist, im Rahmen des technisch Möglichen, gelungen.

Es konnte gezeigt werden, dass alle Komponenten und Vorgehensweisen funktionieren. Die neue Vakuumkammer stellt einen Druck im Bereich von $p < 1 \cdot 10^{-5}$ mbar zur Verfügung und die Handhabung mit den abnehmbaren Platten erwies sich als vorteilhaft. Die Konstruktion des Attraktorsystems hat sich bewährt und funktioniert vollautomatisch. Es war möglich, verschiedene Positionen automatisch anzusteuern und zu halten. Das Prinzip, mit einem Gravitationspotential die Apparatur zu testen, hat sich als machbare Lösung erwiesen.

Der optische Aufbau in der Kammer wurde vor der Strahlzeit vollständig neu gestaltet. Das betrifft die Gitter und ihr Herstellungsverfahren, die Länge Flugstrecke, die Anordnung der Komponenten und die Detektoren. Es hat sich gezeigt, dass die neuen Komponenten alle funktionsfähig sind und die neue Anordnung zu einem verbesserten Kontrast führt (siehe Tabelle 6.4). Die Messung der Modulationen zeigt auch im Bereich weg von der optischen Achse eine konstant gute Abbildung (siehe Abbildung 6.12a bis 6.13b).

Der Versuch, erstarrtes Fomblin als Neutronenspiegel einzusetzen, hat nicht zum Erfolg geführt. Das steht im Einklang zu den Ergebnissen, die mit Röntgenuntersuchungen gewonnen wurden (siehe Kapitel 5). Durch den Einsatz von Schirmelektroden kann das Problem der Oberflächenverformung des Fomblins im elektrischen Feld auf anderem Wege gelöst werden.

Bei der Messung der Kraft des Attraktors auf die UCN kam es zu einer Verkipfung der Plattform durch die große Masse. Dadurch kam es zu einer Veränderung der Abbildung, die den Effekt der Gravitation überlagerte. Dadurch konnte dieser Effekt nicht nachgewiesen werden. Allerdings war es möglich, die Sensitivität der Apparatur zu bestimmen. Diese beträgt

$$\delta q_n = 2,15 \cdot 10^{-20} \frac{e}{\sqrt{\text{day}}}.$$

$$e \quad \text{Elementarladung} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

Mit einer längeren Messdauer und der geplanten Menge Blei sowie einer stabilen Plattform wäre es im Rahmen der Messgenauigkeit möglich gewesen, den Effekt der Gravitation nachzuweisen.

Insgesamt war die Strahlzeit trotzdem erfolgreich. Es konnte gezeigt werden, dass die Apparatur funktionsfähig ist und dass flüssiges Fomblin als Spiegel für Neutronen sehr gut geeignet ist. Damit ist die Grundlage für die Messung der elektrischen Ladung des Neutrons gelegt.

7. Weitere Messungen

Einer der großen Vorteile der in dieser Arbeit aufgebauten Apparatur ist es, dass sie nicht nur einem einzigen Zweck dient. Da moderne physikalische Experimente extrem aufwendig sind, ist es natürlich sehr verlockend, mehrere Messungen mit einem Aufbau durchführen zu können.

7.1. Ladungsmessung

Primär wurde der gesamte Aufbau konstruiert, um die elektrische Ladung des Neutrons zu messen. Diese Messung soll im Winter 2014 durchgeführt werden. Dabei wird auf das Kühlen des Fomblins verzichtet werden. Es sollen Schirmelektroden eingesetzt werden, um den Einfluss des elektrischen Feldes auf die Fomblinoberfläche zu minimieren.

Die bis heute erreichte Sensitivität ist um einen Faktor 5 größer als die im Borisov-Experiment erreichte (unter Annahme der gleichen Feldstärke wie im Borisov-Experiment).

Im Vergleich zum hier beschriebenen Aufbau sollen bis zur Messung der elektrischen Ladung noch einige Verbesserungen eingeführt werden:

Optimierung	Erhöhung der Sensitivität
Erhöhung von $\partial_X N_i$	2
Verbesserung des Flusses	2
Hintergrundreduktion	2

Tabelle 7.1.: Geplante Verbesserungen und die damit verbundene Erhöhung der Sensitivität.

Die Verbesserung der Steigung am Arbeitspunkt soll durch zwei Schritte erreicht werden. Erstens hat die Auswertung der Daten ergeben, dass eine der Probemessungen eine deutlich größere Steigung zeigt als die endgültige Messung. Die Steigung kann also durch eine bessere Wahl des Arbeitspunktes vergrößert werden. Zweitens werden Gitter mit kleineren Schlitzen eingesetzt: Statt wie bis jetzt mit $400 \mu\text{m}$ soll bei der Messung der Ladung mit $200 \mu\text{m}$ Schlitzen gemessen werden.

Der Neutronenfluss wird zum einen dadurch verbessert, dass rechteckige Detektoren eingesetzt werden und zum anderen, dass der Übergang vom Strahlrohr zum Eingangsleiter mit einem Übergangsstück realisiert wird. In der Summe sollte so mindestens eine Erhöhung des Flusses um einen Faktor 2 möglich sein.

Der Hintergrund in der Kammer wird durch verschiedene Maßnahmen verringert werden. Zuerst wird die Papierabschirmung zwischen Eingangsleiter und Detektoren ersetzt. Durch das bereits erwähnte Übergangsstück zwischen Strahlrohr und Eingangsleiter und die rechteckigen Detektoren werden Schlitze geschlossen, so dass weniger Neutronen den Strahlgang verlassen können, bzw. weniger Neutronen die Detektoren erreichen können.

Insgesamt sollte auf diese Weise eine Verbesserung um einen Faktor von 8 erreicht werden. Zusätzlich ist ein elektrisches Feld mit doppelter Feldstärke im Vergleich zu Borisov geplant. Dies führt zu einer Verbesserung der Sensitivität um einen Faktor 16 im Vergleich zu Gleichung 6.16:

$$\delta q_n = 1,4 \cdot 10^{-21} \frac{e}{\sqrt{day}} \quad (7.1)$$

$$\begin{array}{l} \delta q_n \text{ Sensitivität} \\ e \text{ Elementarladung} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \end{array}$$

In 20 Tagen Messzeit sollte, wenn die Verbesserungen umgesetzt wurden, eine obere Grenze von $3,1 \cdot 10^{-22} \cdot q_e$ erreicht werden können.

7.2. Die MOND-Hypothese

1983 stellte Mordehai Milgrom seine Idee einer Modifikation der Newtonschen Gravitation vor (112; 113; 114). Mit dieser Theorie wollte er die Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien erklären, in dem er die Bewegungsgleichungen modifizierte. Die Theorie wurde als Alternative zur Existenz Dunkler Materie vorgeschlagen. Dunkle Materie wurde zwar noch nicht direkt nachgewiesen, allerdings gilt ihre Existenz als sehr wahrscheinlich (115). Die MOND-Theorie konnte bis jetzt weder bestätigt noch widerlegt werden. Sie kommt also noch immer als Ergänzung der nachgewiesenen Theorien in Frage.

Die Motivation für die Theorie war eine Diskrepanz zwischen der theoretischen und beobachteten Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien. Die Bewegung von Sternen ist von ihrem Abstand vom Zentrum der Galaxie abhängig. Theoretisch ist eine Abnahme der Geschwindigkeit mit steigendem Abstand vorhergesagt worden. Beobachtungen zeigen aber im äußeren Bereich eine nahezu konstante Rotationsgeschwindigkeit.

Die MOND-Hypothese beschreibt eine Veränderung der bekannten Gravitationstheorie, die bei sehr kleinen Beschleunigungen wirksam wird. Dies soll mit einer Änderung des zweiten Newtonschen Gesetzes beschrieben werden:

$$F = m \cdot a \quad \rightarrow \quad F = m \cdot \mu \left(\frac{a}{a_0} \right) \cdot a \quad (7.2)$$

F	Kraft		μ	Funktion der modifizierten Bewegung
m	Masse		a ₀	Parameter der Modifikation
a	Beschleunigung			

Für die Funktion $\mu(x)$ wurden zwei Anforderungen formuliert. Zum einen muss sie für große Argumente eins sein, zum anderen für kleine Werte ihr Argument annehmen. Der Parameter a_0 bestimmt den Bereich, indem die Funktion relevant ist. In der ursprünglichen Hypothese wurde keine konkrete Funktion angegeben. Möglich sind zum Beispiel (116)

$$\mu(x) = \frac{x}{1+x} \quad \text{und} \quad \mu(x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}. \quad (7.3)$$

Die Kraft auf einen Stern am Rand einer Galaxie kann wie folgt beschrieben werden:

8. Fazit

Im Verlauf dieser gut drei Jahre umfassenden Arbeit konnten beachtliche Fortschritte auf dem Weg der Suche nach einer möglichen elektrischen Ladung des Neutrons gemacht werden. Als Grundlage für diese Entwicklung diente eine Testapparatur (92), die das Prinzip der ersten Messung einer möglichen Ladung des Neutrons mit UCN aufgegriffen hat (1).

Eine Schwierigkeit bestand darin, dass während der Entwicklungsarbeit keine, oder nur eine eingeschränkte, Kontrolle des Fortschritts bzw. der Funktionalität der neuen Komponenten möglich war. Es konnten zwei mal drei Wochen Messzeit am ILL in Grenoble durchgeführt werden, auf denen der jeweils aktuelle Stand des Experiments mit UCN überprüft wurde. Gerade deswegen musste während der Konstruktionsphase zwischen diesen beiden Strahlzeiten (Dezember 2011 und Juli 2013) besonders sorgfältig und gründlich gearbeitet werden, um Fehlschläge bei den wirklichen Messungen zu verhindern. In Mainz konnte lediglich Tests einzelner Komponenten mit anderen Methoden durchgeführt werden, da nicht genug UCN für ein Strahlexperiment zur Verfügung standen.

Der Testaufbau wurde 2011 am ILL in Grenoble eingesetzt, um verschiedene Modifikationen sowie systematische Effekte zu untersuchen. Diese Untersuchungen führten dazu, dass das endgültige Experiment mit nur einem horizontalen Neutronenspiegel konstruiert wurde. Während dieser Messungen wurde, inspiriert durch die Idee eines flüssigen Teleskopspiegels, das erste Mal überhaupt ein flüssiger Neutronenspiegel eingesetzt. Solch ein Spiegel hat den Vorteil, selbstnivellierend zu sein. Dadurch entfällt ein Schritt bei der Justage des Systems und es müssen nur noch der vertikale Spiegel und die Gitter ausgerichtet werden. Die Gitter konnten auf $70 \mu\text{rad}$ und der Spiegel auf $53 \mu\text{rad}$ eingestellt werden. Ebenfalls während dieser Messungen konnte gezeigt werden, dass bereits mit dem Testaufbau Gitter mit kleineren Schlitzen - und damit verbunden einer besseren Auflösung - eingesetzt werden können.

Während dieser Messperiode wurde der Ursprung des hohen Untergrunds im Experiment gesucht. Durch Absorberplatten an den Seiten des optischen Aufbaus wurde versucht, Neutronen, die die Flugbahn verlassen, zu absorbieren, so dass sie nicht zum Untergrund beitragen können. Dies hat den Untergrund nicht entscheidend verringert. Dies ist schließlich durch eine PE-Abdeckung des Kammerbodens gelungen.

Als Material für den flüssigen Neutronenspiegel kam wegen seiner physikalischen und chemischen Eigenschaften Fomblin in Frage. Es besteht aus Kohlenstoff, Fluor und Sauerstoff. Diese Elemente haben geringe Streu- und Einfangquerschnitte für UCN. Fomblin ist chemisch inert und hat einen sehr niedrigen Dampfdruck, so dass es im Vakuum eingesetzt werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Eigenschaften von Fomblin untersucht. Da Fomblin sich im elektrischen Feld des Ladungsexperiments verformen würde, wurde neben der Flüssigphase auch die erstarrte Phase sowie der Übergang zwischen diesen Zuständen untersucht.

Durch Beobachtung des Fließverhaltens bei verschiedenen Temperaturen konnte eine obere Temperaturgrenze für das Fließen bestimmt werden. Eine untere Grenze ließ sich aus dem Reißen, das bei Polymeren während des Erstarrens auftreten kann, bestimmen. Der Einsatzbereich liegt zwischen $-47,5 \text{ }^\circ\text{C}$ und $-55 \text{ }^\circ\text{C}$. Mittels DSC konnte der Glasübergang für zwei

Arten Fomblin bestimmt werden: $-64,01\text{ °C}$ für 140/13 und $-74,57\text{ °C}$ für 18/8.

Um die Güte der Oberfläche zu bestimmen, wurden Röntgenuntersuchung an erstarrtem und flüssigem Fomblin durchgeführt. Mittels Reflektometrie wurde die Rauigkeit der Oberfläche bestimmt. Sie liegt für flüssiges Fomblin bei $0,52\text{ nm}$ und für erstarrtes Fomblin bei -55 °C bei $0,40\text{ nm}$. Dies sind für Neutronenspiegel hervorragende Werte, die zeigen, wie vielversprechend der Einsatz von Fomblin ist.

Durch die Untersuchung von Reflexionsprofilen sollte auch die makroskopische Struktur der Oberfläche untersucht werden, um zu überprüfen, ob sich durch die Verspannungen, die zum Reißen führen, schon vorher Unebenheiten oder Wellen ausbilden. Bei Raumtemperatur ist die Fomblinfläche frei von makroskopischen Unebenheiten. Dies war für eine Flüssigkeit auch nicht anders zu erwarten. Bei -55 °C bilden sich zwei Arten von Oberflächenstrukturen aus: zum einen Verwerfungen auf der Skala von Millimetern, zum anderen eine zweite im Submillimeterbereich.

Dieses Ergebnis zeigt, dass Fomblin zwar flüssig ein hervorragender Neutronenspiegel ist, erstarrt allerdings zu uneben ist, um als Spiegel eingesetzt zu werden. Dies wurde auch mit UCN nachgewiesen. Durch die Unebenheiten hat sich die Abbildungsqualität deutlich verschlechtert. Durch Schirmelektroden wird in der Zukunft ein Einfluss des elektrischen Feldes auf das Fomblin möglichst gering gehalten werden.

Mit dem neuen Aufbau konnten 2013 Messungen am ILL durchgeführt werden und es wurde gezeigt, dass die neue Optik voll funktionsfähig ist. Die Modulationen, die zum Test der optischen Qualität gemessen wurden, zeigen einen ausgezeichneten Kontrast und hohe Arbeitspunktsteigungen. Die neue Vakuumkammer bietet den Rahmen, den das Experiment benötigt, um einwandfrei betrieben werden zu können.

Während dieses Messzyklus sollte auch ein Test des Aufbaus mit einer alternativen Kraft durchgeführt werden. Dazu wurde ein System mit einer beweglichen Bleimasse konstruiert. Durch die wirkende Gravitation sollte die Ablenkung geladener Neutronen im elektrischen Feld simuliert werden. Aufgrund von technischen Schwierigkeiten kam es zu einer Verkippung der Experimentplattform. Der Einfluss dieser Verkippung überlagerte den Effekt der Gravitation, die dadurch nicht eindeutig nachgewiesen werden konnte. Es konnte trotz allem die Sensitivität der Apparatur zum jetzigen Zeitpunkt bestimmt werden:

$$\delta q_n = 2,15 \cdot 10^{-20} \frac{e}{\sqrt{\text{day}}}$$

$$\begin{array}{ll} e & \text{Elementarladung} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\ \delta q_n & \text{Sensitivität} \end{array}$$

Mit den geplanten Verbesserungen, die bis zur Messung der elektrischen Ladung des Neutrons am Experiment durchgeführt werden sollen, kann eine Sensitivität von

$$\delta q_n = 1,4 \cdot 10^{-21} \frac{e}{\sqrt{\text{day}}} \quad (8.1)$$

erreicht werden.

Der Übergang von einer verkleinerten Testapparatur zum endgültigen Experiment ist damit gelungen. Dabei wurden viele Aspekte des Experiments verbessert. Die ersten Messungen mit dem neuen Setup haben viele weitere Erkenntnisse geliefert, die es ermöglichen werden, den Aufbau bis zur Messung der elektrischen Ladung des Neutrons weiter zu verbessern.

Somit sollte es in 20 Tagen Messzeit möglich sein, die Grenze der elektrischen Ladung auf $3,1 \cdot 10^{-22} \cdot q_e$ zu verschieben.

Abkürzungsverzeichnis

BNCT	Bor-Neutronen-Einfang-Therapie, engl.: Boron neutron capture therapy
CAD	Computer-aided Design
CKM-Matrix	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix
CP	Symmetrie von Ladung (engl.: Charge) und Parität
CPT	Symmetrie von Ladung (engl.: Charge), Parität und Zeit (engl.: Time)
DSC	Dynamische Differenzkalorimetrie, englisch: differential scanning calorimetry
FRM I	Forschungsreaktor 1, München
GUT	engl.: Grand Unified Theories (Große vereinheitlichte Theorien)
ILL	Institut Laue-Langevin, Grenoble, Frankreich
IN₂	Flüssiger Stickstoff
MOND	engl.: Modified Newton Dynamics
MPIP	Max-Planck-Institut für Polymerforschung
PE	Polyethylen
PF2	franz.: Physique fondamentale 2
PFPE	Perfluorpolyether
PID	Proportional-Integral-Differential
PNPI	Petersburg Nuclear Physics Institute
PSI	Paul-Scherrer-Institut, Villigen, Schweiz
RAL	Rutherford Appleton Laboratory
SUSY	Supersymmetrien
TRIGA	Training Research Isotopes General Atomics, ein Typ von Forschungsreaktoren
UCN	engl.: Ultra Cold Neutrons (Ultrakalte Neutronen)
VCN	engl.: Very Cold Neutrons (Sehr kalte Neutronen)
XRR	engl.: X-Ray Reflectometry (Röntgenreflektometrie)

Abbildungsverzeichnis

2.1. Skizze der UCN-Quelle am ILL.	7
2.2. Modellhafter Vergleich zwischen Rechteckpotential und Woods-Saxon-Potential.	9
2.3. Vergleich zwischen realem Potential (blau) und effektivem Potential (grün).	11
2.4. Eindringen oder Reflexion einer Wellenfunktion in eine Potentialstufe.	13
2.5. Schematische Darstellung der Entstehung der Abbildung.	17
2.6. Abweichung von der idealen Abbildung für verschiedene Werte von R	20
2.7. Schematische CAD-Zeichnung des Borisov-Experimentes.	21
2.8. Beispiel für eine Modulationskurve.	21
4.1. Schematische Darstellung des Experiments.	34
4.2. Aufbau zu Beginn der Strahlzeit 2011.	34
4.3. Gekrümmtes Ausgangsgitter.	35
4.4. Aufbau des Experiments mit Fomblinwanne.	36
4.5. Modulationskurve mit zwei Floatglasplatten.	38
4.6. Ausschnittweise Vergrößerung aus Abbildung.	39
4.7. Abdeckung der Detektoren bei der Messung mit zwei Floatglasplatten.	40
4.8. Modulationskurve mit einer Floatglasplatte.	40
4.9. Ausschnittweise vergrößerte und gefittete Modulationen aus Abbildung 4.8.	40
4.10. Schachbrettabdeckung der Detektoren.	41
4.11. Modulationskurve der feinen Gitter.	42
4.12. Ausschnittweise vergrößerte und gefittete Modulation aus 4.11.	42
4.13. Modulationskurve mit flüssigem Fomblin.	43
4.14. Ausschnittweise vergrößerte und gefittete Modulationen aus 4.13.	43
4.15. Abdeckung, die während der Fomblinmessungen verwendet wurde.	44
4.16. Vergleich verschiedener Absorber; Daten des oberen Detektors.	46
4.17. Vergleich verschiedener Absorber; Daten des unteren Detektors.	47
5.1. Strukturformel von Polymeren des Typs Fomblin Y.	49
5.2. Aufnahmen einer gerissen und einer nicht gerissen Fomblinoberfläche.	53
5.3. Temperaturverlauf Fomblin 18/8: Schichtdicke 1mm.	53
5.4. Vergleich zw. Wanne und Fomblin: Schichtdicke 1 mm.	54
5.5. Vergleich von Wannen- und Fomblintemperatur für Fomblin 140/13.	55
5.6. Temperaturverlauf von Fomblin 140/13 für 1 mm und 3 mm Schichtdicke.	55
5.7. Temperaturverlauf von Fomblin 140/13 für 2 mm und 4 mm Schichtdicke.	56
5.8. Vergleich der beiden Fomblinsorten bei einer Schichtdicke von 1 mm.	57
5.9. Blasenbildung beim ersten Abpumpen von Fomblin.	57
5.10. Schema der Zonen einer Reflektometriemessung.	60
5.11. Illustration der beleuchteten Fläche.	61
5.12. Skizze der Reflexion und Beugung an zwei Grenzschichten.	61
5.13. Schematische Darstellung des Zweikreisdiffraktometers.	62

5.14. Aufbau zur Reflektometriemessung.	64
5.15. Reflektometrieaufbau mit Vakuumlöcke.	64
5.16. Fotografie des inneren Aufbaus.	65
5.17. Reflektivität bei Raumtemperatur.	65
5.18. Vergleich der XRR-Messungen.	66
5.19. Profil des primären Strahls.	67
5.20. Kontrolle der Temperaturstabilität der Reflexion.	68
5.21. Übersicht über die Reflexionsprofile bei Raumtemperatur.	69
5.22. Übersicht über die Reflexionsprofile bei -55 °C.	69
5.23. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,9^\circ$	71
5.24. Einfallswinkel $\Theta = 0,9^\circ$ mit Fit. Fit-Funktion Gleichung 5.19.	71
5.25. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,5^\circ$	72
5.26. Einfallswinkel $\Theta = 0,5^\circ$	72
5.27. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,25^\circ$	73
5.28. Einfallswinkel $\Theta = 0,25^\circ$	73
5.29. Die Breiten der Reflexionspeaks im Vergleich.	74
6.1. CAD-Zeichnung des Gesamtexperiments.	78
6.2. CAD-Zeichnung der Vakuulkammer.	78
6.3. CAD-Zeichnung des Attraktorsystems.	80
6.4. CAD-Zeichnung des optischen Aufbaus.	80
6.5. Fotos der optischen Komponenten.	81
6.6. Foto der Detektoren.	82
6.7. Vergleich des Potentials für verschiedene Massen im Abstand von 30 cm.	84
6.8. Vergleich des Potentials bei verschiedenen Abständen vom Attraktor.	85
6.9. Potential verschiedener Attraktoren.	86
6.10. Potential verschiedener Attraktoren.	86
6.11. Potential eines inhomogenen Attraktors.	87
6.12. Modulationskurven der oberen Detektoren.	88
6.13. Modulationskurven der unteren Detektoren.	89
6.14. Modulationskurve des oberen Ausgangsgitters.	90
6.15. Modulationskurve des unteren Ausgangsgitters.	90
6.16. Modulationskurve der beiden oberen Detektoren bei erstarrtem Fomblin.	91
6.17. Modulationskurve der beiden unteren Detektoren bei erstarrtem Fomblin.	92
6.18. Modulationskurve des oberen Ausgangsgitters bei erstarrtem Fomblin.	92
6.19. Modulationskurve des unteren Ausgangsgitters bei erstarrtem Fomblin.	93
6.20. Bestimmung der Arbeitspunktsteigung für das obere Gitter.	94
6.21. Bestimmung der Arbeitspunktsteigung für das untere Gitter.	94
6.22. Daten der beiden Positionssensoren und der Messdaten.	96
6.23. Verschiebung der Abbildung je Zyklus.	100
A.1. Reflektivität bei $0\text{ }^\circ\text{C}$	129
A.2. Reflektivität bei $-30\text{ }^\circ\text{C}$	130
A.3. Reflektivität bei $-55\text{ }^\circ\text{C}$	130
A.4. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,05^\circ$	131
A.5. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,1^\circ$	131
A.6. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,15^\circ$	132

A.7. Einfallswinkel $\Theta = 0,15^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.	132
A.8. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,2^\circ$	133
A.9. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,3^\circ$	133
A.10. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,35^\circ$	134
A.11. Einfallswinkel $\Theta = 0,35^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.	134
A.12. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,4^\circ$	135
A.13. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,45^\circ$	135
A.14. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,55^\circ$	136
A.15. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,6^\circ$	136
A.16. Einfallswinkel $\Theta = 0,6^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.	137
A.17. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,65^\circ$	137
A.18. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,7^\circ$	138
A.19. Einfallswinkel $\Theta = 0,7^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.	138
A.20. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,75^\circ$	139
A.21. Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,8^\circ$	139
A.22. Einfallswinkel $\Theta = 0,8^\circ$ mit Fit. Fit Funktion: Gleichung 5.19.	140
A.23. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,85^\circ$	140
A.24. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,95^\circ$	141
A.25. Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 1,0^\circ$	141

Tabellenverzeichnis

2.1. Wandpotentiale einiger ausgewählter Materialie.	12
2.2. Parameter des Borisov-Experiments.	23
4.1. Daten der Modulation mit zwei Floatglasplatten.	38
4.2. Daten der Modulation mit einer Floatglasplatte.	41
4.3. Daten der Modulation mit dem Gitter mit der Schlitzbreite 0,2 mm.	41
4.4. Daten der Modulation mit Fomblin.	44
5.1. Streu- und Einfangsquerschnitte ausgewählter Elemente.	50
5.2. Eigenschaften der beiden verwendeten Fomblin: Y-HVAC 18/8 und 140/13. . .	50
5.3. Übersicht über die Messung zum Fließen des Fomblins.	52
5.4. Risstemperaturen der beiden Fomblinöle bei verschiedenen Schichtdicken. . . .	52
5.5. Rauigkeiten der Fomblinoberfläche bei verschiedenen Temperaturen.	66
5.6. Footprints.	70
6.1. Abstand Attraktor und optische Achse.	79
6.2. Theoretisch auf die Neutronen wirkende Kraft.	85
6.3. Ablauf der Strahlzeit 2013 am ILL.	88
6.4. Daten der Modulation mit flüssigen Fomblin.	90
6.5. Kontrast der beiden Gitter bei erstarrtem Fomblin.	91
6.6. Steigungen an den Arbeitspunkten.	93
7.1. Geplante Verbesserungen und die damit verbundene Erhöhung der Sensitivität. .	103

Literaturverzeichnis

- [1] Yu. V. Borisov, N. V. Borovika, A. V. Vasil'ev, et al. On the feasibility of using ultra-cold neutrons to measure the electric charge of the neutron. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, volume 33(5):pages 574–578, 1988.
- [2] R. Golub and J. M. Pendlebury. Ultra-cold neutrons. *Reports on Progress in Physics*, volume 42(3):pages 439–501, 1979. doi:10.1088/0034-4885/42/3/002.
- [3] V. K. Ignatovich. *The physics of Ultracold Neutrons*. 1986.
- [4] J. Chadwick. Possible Existence of a Neutron. *Nature*, volume 129(3252):pages 312–312, 1932. doi:10.1038/129312a0.
- [5] V. I. Luschikov, Yu. N. Pokotilovski, A. V. Strelkov, et al. No Title. *Sov. Phys. JETP Let.*, volume 9, 1969.
- [6] A. Steyerl. Measurements of total cross sections for very slow neutrons with velocities from 100 m/sec to 5 m/sec. *Physics Letters B*, volume 29(1):pages 33–35, 1969. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(69\)90127-0](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(69)90127-0).
- [7] J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett, et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, volume 86(1):page 1550, 2012. doi:10.1103/PhysRevD.86.010001.
- [8] A. P. Serebrov. Neutron β -decay, Standard Model and cosmology. *Physics Letters B*, volume 650(5-6):pages 321–324, 2007. doi:10.1016/j.physletb.2007.05.047.
- [9] H. Abele, M. Hoffmann, S. Baessler, et al. Is the Unitarity of the Quark-Mixing CKM Matrix Violated in Neutron β -Decay? *Physical Review Letters*, volume 88(21):page 211801, 2002. doi:10.1103/PhysRevLett.88.211801.
- [10] S. Paul. The puzzle of neutron lifetime. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 611(2-3):pages 157–166, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.07.095.
- [11] V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. K. Petukhov, et al. Quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. *Nature*, volume 415(6869):pages 297–9, 2002. doi:10.1038/415297a.
- [12] A. Frei, Yu. Sobolev, I. Altarev, et al. First production of ultracold neutrons with a solid deuterium source at the pulsed reactor TRIGA Mainz. *The European Physical Journal A*, volume 34(2):pages 119–127, 2007. doi:10.1140/epja/i2007-10494-2.
- [13] A. Frei, E. Gutsmedl, C. Morkel, et al. Understanding of ultra-cold–neutron production in solid deuterium. *EPL (Europhysics Letters)*, volume 92(6):page 62001, 2010. doi:10.1209/0295-5075/92/62001.

- [14] A. Anghel, F. Atchison, B. Blau, et al. The PSI ultra-cold neutron source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 611(2-3):pages 272–275, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.07.077.
- [15] A. Steyerl, H. Nagel, and F. Schreiber. A new source of cold and ultracold neutrons. *Physics Letters A*, volume 116(7):pages 347–352, 1986.
- [16] aufgerufen am 05.11.2013 ILL Homepage: www.ill.eu.
- [17] F. Schwabl. *Statistische Mechanik*. Springer-Lehrbuch. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 3., aktual edition, 2006. doi:10.1007/3-540-31097-5.
- [18] T. Meyer-Kuckuk. *Kernphysik, 7. überarbeitete Edition*. 2002.
- [19] E. Fermi and L. Marshall. No Title. *Phys. Rev.*, volume 71, 1947.
- [20] E. Fermi. No Title. *Ricerca Scientifica*, volume 7, 1936.
- [21] R. Golub, D. Richardson, and S. K. Lamoreaux. *Ultra-Cold Neutrons*. 1991.
- [22] I. J. R. Aitchinson and A. J. G. Hey. *Gauge Theories in Particle Physics*. 1982.
- [23] E. Hill. Hamilton's principle and the conservation theorems of mathematical physics. *Rev. Mod. Phys.*, volume 23(253), 1957.
- [24] V. Barger, Jing Jiang, Paul Langacker, et al. Gauge coupling unification in the Standard Model. *Physics Letters B*, volume 624(3-4):pages 233–238, 2005. doi:10.1016/j.physletb.2005.08.019.
- [25] R. Foot. Electric charge quantization without anomalies? *Physical Review D*, volume 49(7):pages 3617–3621, 1994. doi:10.1103/PhysRevD.49.3617.
- [26] B. T. Cleveland, T. Daily, R.f Davis, Jr., et al. Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. *The Astrophysical Journal*, volume 496(1):pages 505–526, 1998. doi:10.1086/305343.
- [27] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Physical Review Letters*, volume 81(8):pages 1562–1567, 1998. doi:10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [28] Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, et al. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium-beta-decay. *The European Physical Journal C*, volume 40(4):pages 447–468, 2005. doi:10.1140/epjc/s2005-02139-7.
- [29] P. Dirac. The Theory of Magnetic Poles. *Physical Review*, volume 74(7):pages 817–830, 1948. doi:10.1103/PhysRev.74.817.
- [30] G. Giacomelli. Magnetic monopoles. *La Rivista Del Nuovo Cimento Series 3*, volume 7(12):pages 1–111, 1984. doi:10.1007/BF02724347.
- [31] Y. Aharonov and D. Bohm. Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. *Physical Review*, volume 115(3):pages 485–491, 1959. doi:10.1103/PhysRev.115.485.

- [32] D. J. P. Morris, D. A. Tennant, S. A. Grigera, et al. Dirac strings and magnetic monopoles in the spin ice Dy₂Ti₂O₇. *Science (New York, N.Y.)*, volume 326(5951):pages 411–4, 2009. doi:10.1126/science.1178868.
- [33] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Physical Review D*, volume 2(7):pages 1285–1292, 1970. doi:10.1103/PhysRevD.2.1285.
- [34] J. Baumann, R. Gähler, J. Kalus, et al. Experimental limit for the charge of the free neutron. *Physical Review D*, volume 37(11):pages 3107–3112, 1988. doi:10.1103/PhysRevD.37.3107.
- [35] R. N Mohapatra. Neutron-antineutron oscillation in grand unified theories: An update. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 284(1):pages 1–8, 1989. doi:10.1016/0168-9002(89)90237-4.
- [36] Z. Chacko and R. Mohapatra. Supersymmetric SU(2)_L×SU(2)_R×SU(4)_C and observable neutron-antineutron oscillations. *Physical Review D*, volume 59(5):page 055004, 1999. doi:10.1103/PhysRevD.59.055004.
- [37] The NIST Reference on constants, Units and Uncertainty: <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>, aufgerufen am 23.11.2013 .
- [38] R. Stover, T. Moran, and J. Trischka. Search for an Electron-Proton Charge Inequality by Charge Measurements on an Isolated Macroscopic Body. *Physical Review*, volume 164(5):pages 1599–1609, 1967. doi:10.1103/PhysRev.164.1599.
- [39] E. Rutherford. Bakerian Lecture. Nuclear Constitution of Atoms. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 97(686):pages 374–400, 1920. doi:10.1098/rspa.1920.0040.
- [40] J. Chadwick and E.S. Bieler. The collisions of α particles with hydrogen nuclei. *Philosophical Magazine Series 6*, volume 42(252):pages 923–940, 1921. doi:10.1080/14786442108633834.
- [41] J. Chadwick. The Existence of a Neutron. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 136(830):pages 692–708, 1932. doi:10.1098/rspa.1932.0112.
- [42] J. Chadwick and M. Goldhaber. A ‘Nuclear Photo-effect’: Disintegration of the Deuteron by γ -Rays. *Nature*, volume 134(3381):pages 237–238, 1934. doi:10.1038/134237a0.
- [43] J. Chadwick and M. Goldhaber. The Nuclear Photoelectric Effect. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 151(873):pages 479–493, 1935. doi:10.1098/rspa.1935.0162.
- [44] E. Fermi. Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I. *Zeitschrift für Physik*, volume 88(3-4):pages 161–177, 1934. doi:10.1007/BF01351864.
- [45] A. Snell, F. Pleasonton, and R. McCord. Radioactive Decay of the Neutron. *Physical Review*, volume 78(3):pages 310–311, 1950. doi:10.1103/PhysRev.78.310.

- [46] J. Robson. Radioactive Decay of the Neutron. *Physical Review*, volume 78(3):pages 311–312, 1950. doi:10.1103/PhysRev.78.311.
- [47] J. Robson. The Radioactive Decay of the Neutron. *Physical Review*, volume 83(2):pages 349–358, 1951. doi:10.1103/PhysRev.83.349.
- [48] H. Anderson, E. Fermi, and L. Marshall. Production of Low Energy Neutrons by Filtering through Graphite. *Physical Review*, volume 70(11-12):pages 815–817, 1946. doi:10.1103/PhysRev.70.815.
- [49] V. I. Lushchikov, Yu. N. Pokotilovskii, A. V. Strelkov, et al. Observation of Ultracold Neutrons. *JETP Letters*, volume 9(1):page 23, 1969.
- [50] R. Golub and J.M. Pendlebury. Super-thermal sources of ultra-cold neutrons. *Physics Letters A*, volume 53(2):pages 133–135, 1975. doi:10.1016/0375-9601(75)90500-9.
- [51] R. Golub and J.M. Pendlebury. The interaction of Ultra-Cold Neutrons (UCN) with liquid helium and a superthermal UCN source. *Physics Letters A*, volume 62(5):pages 337–339, 1977. doi:10.1016/0375-9601(77)90434-0.
- [52] A. Steyerl and S.S. Malik. Sources of ultracold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 284(1):pages 200–207, 1989. doi:10.1016/0168-9002(89)90282-9.
- [53] Y. Masuda, T. Kitagaki, K. Hatanaka, et al. Spallation Ultracold-Neutron Production in Superfluid Helium. *Physical Review Letters*, volume 89(28):page 284801, 2002. doi:10.1103/PhysRevLett.89.284801.
- [54] O. Zimmer, K. Baumann, M. Fertl, et al. Superfluid-Helium Converter for Accumulation and Extraction of Ultracold Neutrons. *Physical Review Letters*, volume 99(10):page 104801, 2007. doi:10.1103/PhysRevLett.99.104801.
- [55] O. Zimmer, F. M. Piegsa, and S. N. Ivanov. Superthermal Source of Ultracold Neutrons for Fundamental Physics Experiments. *Physical Review Letters*, volume 107(13):page 134801, 2011. doi:10.1103/PhysRevLett.107.134801.
- [56] Yu. N. Pokotilovskij. Moving converter as the possible tool for producing ultra-cold neutrons on pulsed neutron sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 314(3):pages 561–562, 1992. doi:10.1016/0168-9002(92)90248-3.
- [57] T. Reichert. Untersuchung von Lithiumstearat als UCN-Absorbermaterial und Entwicklung eines mechanischen Konzepts zur Transformation von Neutronengeschwindigkeiten (Diplomarbeit, JGU Mainz), 2011.
- [58] N. Schneider. Aufbau und Inbetriebnahme eines dynamischen Konverters für ultrakalte Neutronen und Entwicklung einer Steuerungssoftware (Diplomarbeit, JGU Mainz), 2012.
- [59] K. Olive, G. Steigman, and T. P. Walker. Primordial nucleosynthesis: theory and observations. *Physics Reports*, volume 333-334:pages 389–407, 2000. doi:10.1016/S0370-1573(00)00031-4.

- [60] S. Burles, K. Nollett, J. Truran, et al. Sharpening the Predictions of Big-Bang Nucleosynthesis. *Physical Review Letters*, volume 82(21):pages 4176–4179, 1999. doi:10.1103/PhysRevLett.82.4176.
- [61] C. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, et al. Free-Neutron Beta-Decay Half-Life. *Physical Review D*, volume 5(7):pages 1628–1640, 1972. doi:10.1103/PhysRevD.5.1628.
- [62] J. Nico, M. Dewey, D. Gilliam, et al. Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons in a cold neutron beam. *Physical Review C*, volume 71(5):page 055502, 2005. doi:10.1103/PhysRevC.71.055502.
- [63] Y. Y. Kosvintsev, V. I. Morozov, and G.I. Terekhov. The use of ultracold neutrons for the measurement of the neutron lifetime. *JETP Letters*, volume 31(4):page 236, 1980.
- [64] Y. Y. Kosvintsev, V. I. Morozov, and G.I. Terekhov. Measurement of neutron lifetime through storage of ultracold neutrons. *JETP Letters*, volume 44(10):pages 571–574, 1986.
- [65] V.I. Morozov. Neutron lifetime determination by ultracold neutron storage. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 284(1):pages 108–110, 1989. doi:10.1016/0168-9002(89)90259-3.
- [66] F. E. Wietfeldt and G. L. Greene. Colloquium: The neutron lifetime. *Reviews of Modern Physics*, volume 83(4):pages 1173–1192, 2011. doi:10.1103/RevModPhys.83.1173.
- [67] W. Mampe, P. Ageron, J.C. Bates, et al. Neutron lifetime from a liquid walled bottle. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 284(1):pages 111–115, 1989. doi:10.1016/0168-9002(89)90260-X.
- [68] W. Mampe, L. N. Bondarenko, V. I. Morozov, et al. Measuring Neutron Lifetime by storing ultracold neutrons and detecting inelastically scattered neutrons. *JETP Letters*, volume 57(2):pages 82–87, 1993.
- [69] S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, et al. Neutron lifetime value measured by storing ultracold neutrons with detection of inelastically scattered neutrons. *Physics Letters B*, volume 483(1-3):pages 15–22, 2000. doi:10.1016/S0370-2693(00)00579-7.
- [70] S. S. Arzumanov, L. N. Bondarenko, V. I. Morozov, et al. Analysis and correction of the measurement of the neutron lifetime. *JETP Letters*, volume 95(5):pages 224–228, 2012. doi:10.1134/S0021364012050025.
- [71] A. G. Kharitonov, V. V. Nesvizhevsky, A. P. Serebrov, et al. Preliminary results of neutron lifetime measurements with gravitational UCN trap. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 284(1):pages 98–100, 1989. doi:10.1016/0168-9002(89)90257-X.
- [72] A. Serebrov, V. Varlamov, A. Kharitonov, et al. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating. *Physics Letters B*, volume 605(1-2):pages 72–78, 2005. doi:10.1016/j.physletb.2004.11.013.

- [73] A. Serebrov, V. Varlamov, A. Kharitonov, et al. Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons. *Physical Review C*, volume 78(3):page 035505, 2008. doi:10.1103/PhysRevC.78.035505.
- [74] S. Materne, R. Picker, I. Altarev, et al. PENeLOPE—on the way towards a new neutron lifetime experiment with magnetic storage of ultra-cold neutrons and proton extraction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 611(2-3):pages 176–180, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.07.055.
- [75] A. P. Serebrov, a. K. Fomin, A. G. Kharitonov, et al. New installation for measuring a neutron lifetime with a big gravitational trap of ultra cold neutrons. *Technical Physics*, volume 58(11):pages 1681–1687, 2013. doi:10.1134/S1063784213110224.
- [76] K. K. H. Leung and O. Zimmer. Proposed neutron lifetime measurement using a hybrid magnetic trap for ultra-cold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 611(2-3):pages 181–185, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.07.087.
- [77] A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, et al. Improved Determination of the Neutron Lifetime. *Physical Review Letters*, volume 111(22):page 222501, 2013. doi:10.1103/PhysRevLett.111.222501.
- [78] A. P. Serebrov and A. K. Fomin. New analysis of neutron-lifetime experiments. *Crystallography Reports*, volume 56(7):pages 1248–1252, 2011. doi:10.1134/S1063774511070327.
- [79] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, et al. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Physical Review Letters*, volume 13(4):pages 138–140, 1964. doi:10.1103/PhysRevLett.13.138.
- [80] C. A. Baker, D. D. Doyle, P. Geltenbort, et al. Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Physical Review Letters*, volume 97(13):page 131801, 2006. doi:10.1103/PhysRevLett.97.131801.
- [81] S. K. Lamoreaux and R. Golub. Experimental searches for the neutron electric dipole moment. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, volume 36(10):page 104002, 2009. doi:10.1088/0954-3899/36/10/104002.
- [82] A. P. Serebrov, P. Geltenbort, I.V. Shoka, et al. Ultracold-neutron infrastructure for the PNPI/ILL neutron EDM experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 611(2-3):pages 263–266, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.07.084.
- [83] M. G. D. van der Grinten. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A CryoEDM : A cryogenic experiment to measure the neutron electric dipole moment. volume 611:pages 129–132, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.07.040.
- [84] V. Nesvizhevsky, H. Borner, A. Gagarski, et al. Search for quantum states of the neutron in a gravitational field: gravitational levels. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 440(3):pages 754–759, 2000. doi:10.1016/S0168-9002(99)01077-3.

- [85] H. Abele, T. Jenke, D. Stadler, et al. QuBounce: the dynamics of ultra-cold neutrons falling in the gravity potential of the Earth. *Nuclear Physics A*, volume 827(1-4):pages 593c–595c, 2009. doi:10.1016/j.nuclphysa.2009.05.131.
- [86] S. Baeßler, M. Beau, M. Kreuz, et al. The GRANIT spectrometer. *Comptes Rendus Physique*, volume 12(8):pages 707–728, 2011. doi:10.1016/j.crhy.2011.04.010.
- [87] M. Kreuz, V. V. Nesvizhevsky, P. Schmidt-Wellenburg, et al. A method to measure the resonance transitions between the gravitationally bound quantum states of neutrons in the GRANIT spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 611(2-3):pages 326–330, 2009. doi:10.1016/j.nima.2009.07.059.
- [88] S. Baeßler, A. M. Gagarski, E. V. Lychagin, et al. New methodical developments for GRANIT. *Comptes Rendus Physique*, volume 12(8):pages 729–754, 2011. doi:10.1016/j.crhy.2011.04.014.
- [89] R. F. Barth, J. A. Coderre, and M. G. H. Vicente. Boron Neutron Capture Therapy of Cancer : Current Status and Future Prospects. pages 3987–4002, 2005.
- [90] Y. Nakagawa, K. Pooh, T. Kobayashi, et al. Clinical review of the Japanese experience with boron neutron capture therapy and a proposed strategy using epithermal neutron beams. *Journal of neuro-oncology*, volume 62(1-2):pages 87–99, 2003.
- [91] S. S. Arzumanov, L. N. Bondarenko, V. A. Zagryadskii, et al. Neutron-capture therapy with ultra-cold neutrons. *Atomic Energy*, volume 109(1):pages 22–33, 2010. doi:10.1007/s10512-010-9319-7.
- [92] C. Plonka-Spehr, A. Kraft, P. Iaydjiev, et al. An optical device for ultra-cold neutrons—Investigation of systematic effects and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 618(1-3):pages 239–247, 2010. doi:10.1016/j.nima.2010.02.110.
- [93] C. Siemensen. Untersuchung systematischer Effekte an einer Apparatur zur Ladungsbestimmung des Neutrons (Diplomarbeit, JGU Mainz), 2011.
- [94] R. W. Wood. The Mercury Paraboloid as a Reflecting Telescope. *The Astrophysical Journal*, volume 29:page 164, 1909. doi:10.1086/141639.
- [95] E. F. Borra, R. Content, M. J. Drinkwater, et al. A diffraction-limited f/2 1.5 meter diameter liquid mirror. *The Astrophysical Journal*, volume 346:page L41, 1989. doi:10.1086/185574.
- [96] E. F. Borra, R. Content, and L. Girard. Optical Shop Tests of a f/1.2 2.5 Meter Diameter Liquid Mirror. *The Astrophysical Journal*, volume 418:page 943, 1993. doi:10.1086/173451.
- [97] P. Hickson, T. Pfrommer, R. Cabanac, et al. The Large Zenith Telescope : A 6 m Liquid-Mirror Telescope. volume 119(854), 2007.

- [98] E. F. Borra, O. Seddiki, R. Angel, et al. Deposition of metal films on an ionic liquid as a basis for a lunar telescope. *Nature*, volume 447(7147):pages 979–81, 2007. doi:10.1038/nature05909.
- [99] R. D. Rogers. Materials science: reflections on ionic liquids. *Nature*, volume 447(7147):pages 917–8, 2007. doi:10.1038/447917a.
- [100] Solvay Solexis. FOMBLIN PFPE Öle und Fette, 2004.
- [101] A. J. Dianoux. *Neutron Data Booklet*. Old City Publishing, Incorporated, 2003.
- [102] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 6*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007. doi:10.1007/978-3-540-68871-6.
- [103] T. Daisuke. *Glass Transition, Dynamics and Heterogeneity of Polymer Thin Films*, volume 252 of *Advances in Polymer Science*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013. doi:10.1007/978-3-642-34339-1.
- [104] P. Räder. private communication.
- [105] M. Tolan. *X-Ray Scattering from Soft-Matter Thin Films*, volume 148 of *Springer Tracts in Modern Physics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1999. doi:10.1007/BFb0112834.
- [106] L. Spieß, G. Teichert, R. Schwarzer, et al. *Moderne Röntgenbeugung*. Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 2009. doi:10.1007/978-3-8349-9434-9.
- [107] J. Als-Nielsen and D. McMorrow. *Elements of Modern X-ray Physics*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2011. doi:10.1002/9781119998365.
- [108] L. Parratt. Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays. *Physical Review*, volume 95(2):pages 359–369, 1954. doi:10.1103/PhysRev.95.359.
- [109] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. doi:10.1007/978-3-642-03911-9.
- [110] J. Brentano. Focussing method of crystal powder analysis by X-rays. *Proceedings of the Physical Society of London*, volume 37(1):pages 184–193, 1924. doi:10.1088/1478-7814/37/1/326.
- [111] D. Nagy, G. Papp, and J. Benedek. The gravitational potential and its derivatives for the prism. *Journal of Geodesy*, volume 74(7-8):pages 552–560, 2000. doi:10.1007/s001900000116.
- [112] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *The Astrophysical Journal*, volume 270:page 365, 1983. doi:10.1086/161130.
- [113] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies. *The Astrophysical Journal*, volume 270:page 371, 1983. doi:10.1086/161131.
- [114] M. Milgrom. A Modification of the Newtonian Dynamics - Implications for Galaxy Systems. *The Astrophysical Journal*, volume 270:page 384, 1983. doi:10.1086/161132.

-
- [115] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal*, volume 648(2):pages L109–L113, 2006. doi:10.1086/508162.
- [116] J. D. Bekenstein. The modified Newtonian dynamics—MOND and its implications for new physics. *Contemporary Physics*, volume 47(6):pages 387–403, 2006. doi:10.1080/00107510701244055.

A. XRR-Plots

A.1. XRR-Messungen

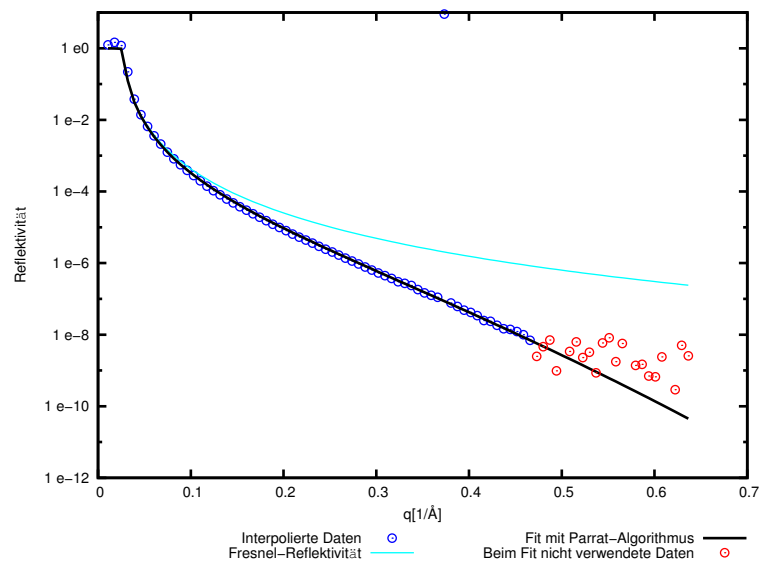


Abbildung A.1.: Reflektivität bei 0 °C; Es sind ausserdem die Fresnel-Reflektivität und die Kurve des Fits gezeigt. Für den Fit wurden einige Punkte bei sehr kleinem Impulsübertrag nicht berücksichtigt, da in diesem Bereich zu niedrige Zählraten gemessen wurden, um verlässliche Aussagen zu treffen.

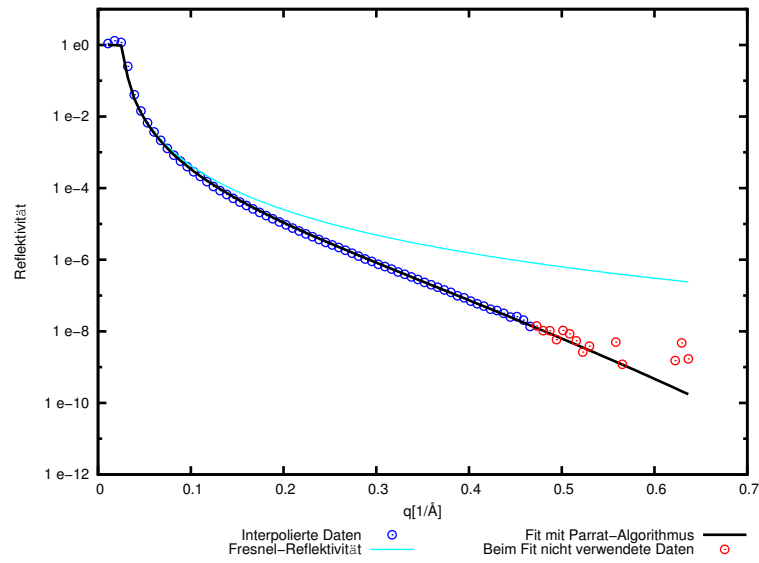


Abbildung A.2.: Reflektivität bei -30 °C ; Es sind ausserdem die Fresnel-Reflektivität und die Kurve des Fits gezeigt. Für den Fit wurden einige Punkte bei sehr kleinem Impulsübertrag nicht berücksichtigt, da in diesem Bereich zu niedrige Zählraten gemessen wurden, um verlässliche Aussagen zu treffen.

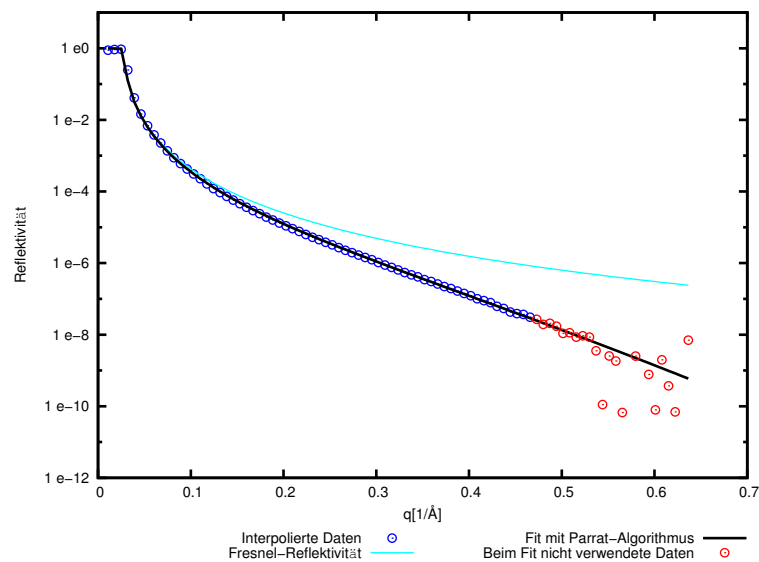
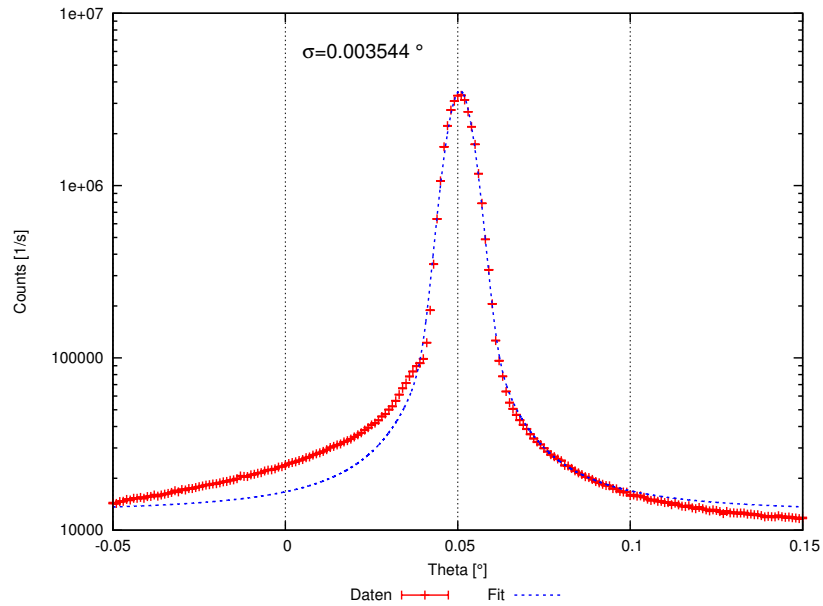
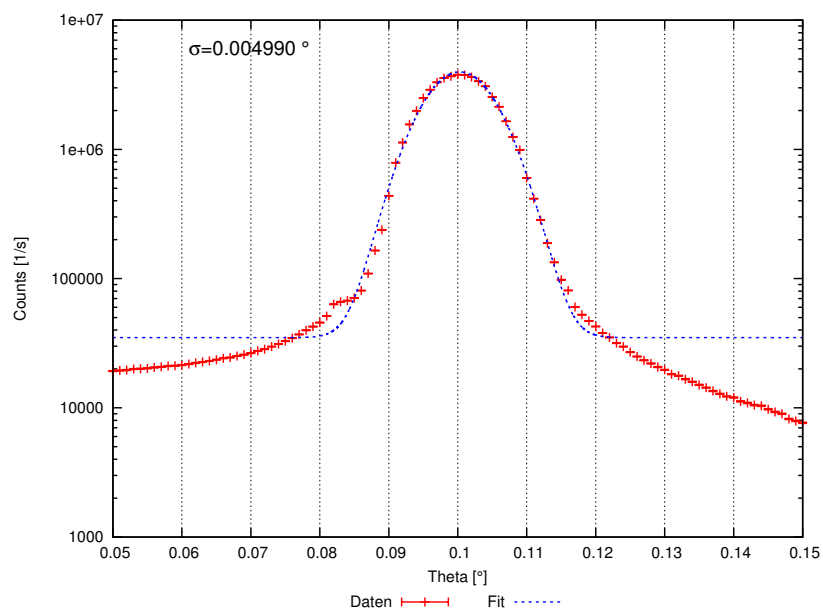
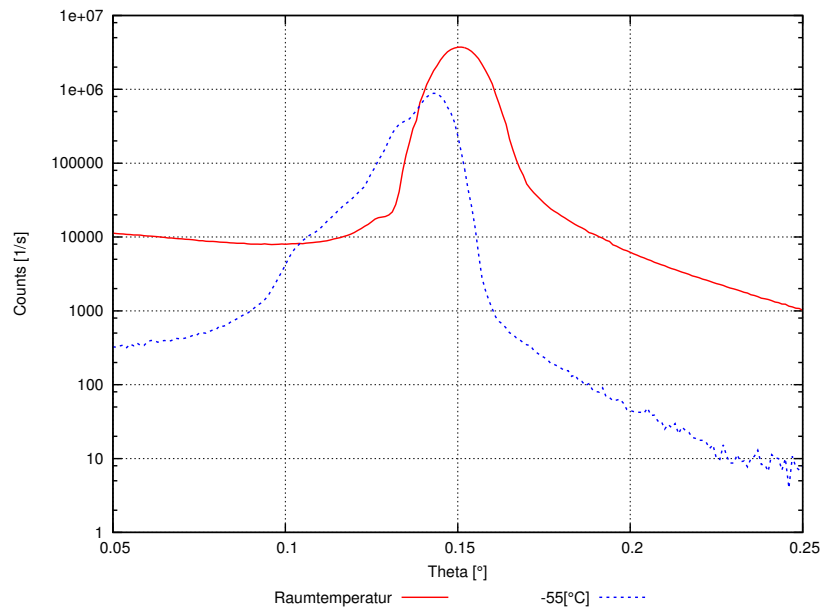
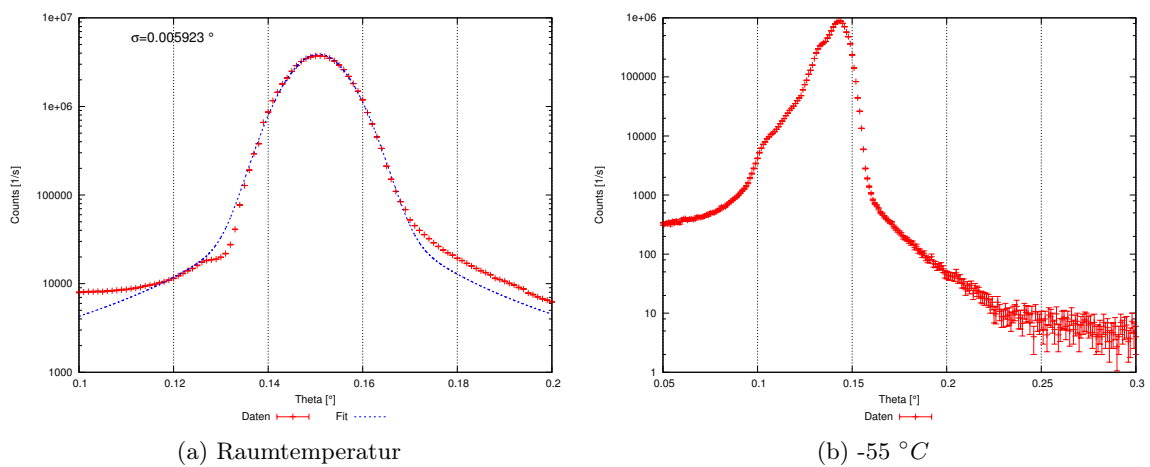


Abbildung A.3.: Reflektivität bei -55 °C ; Es sind ausserdem die Fresnel-Reflektivität und die Kurve des Fits gezeigt. Für den Fit wurden einige Punkte bei sehr kleinem Impulsübertrag nicht berücksichtigt, da in diesem Bereich zu niedrige Zählraten gemessen wurden, um verlässliche Aussagen zu treffen.

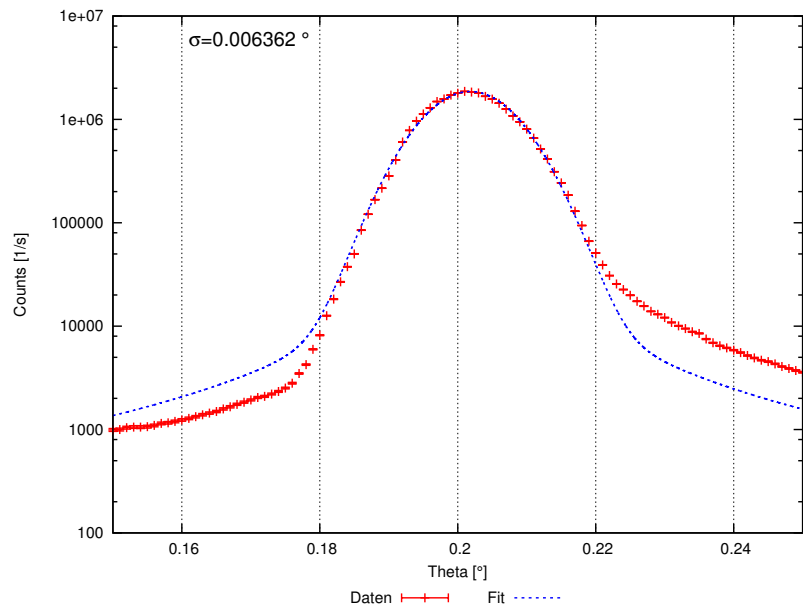
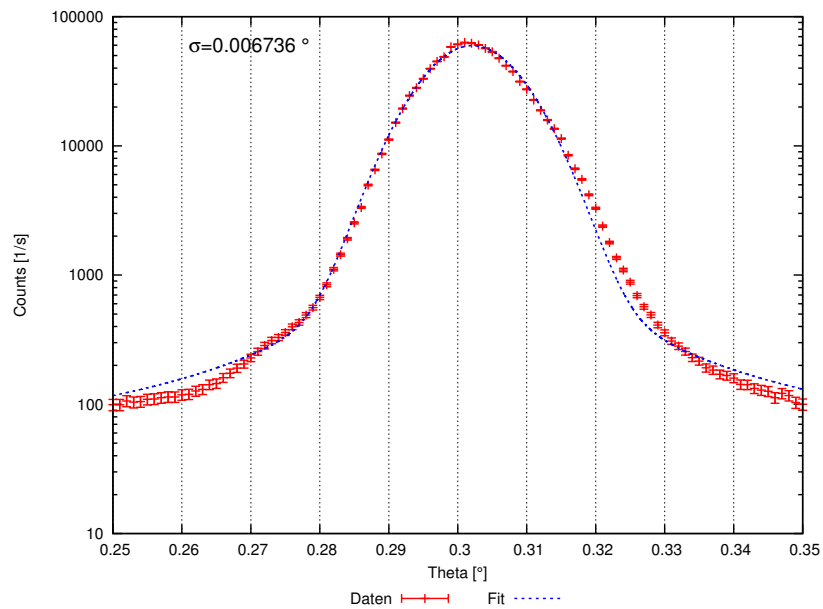
A.2. Reflexionsprofile

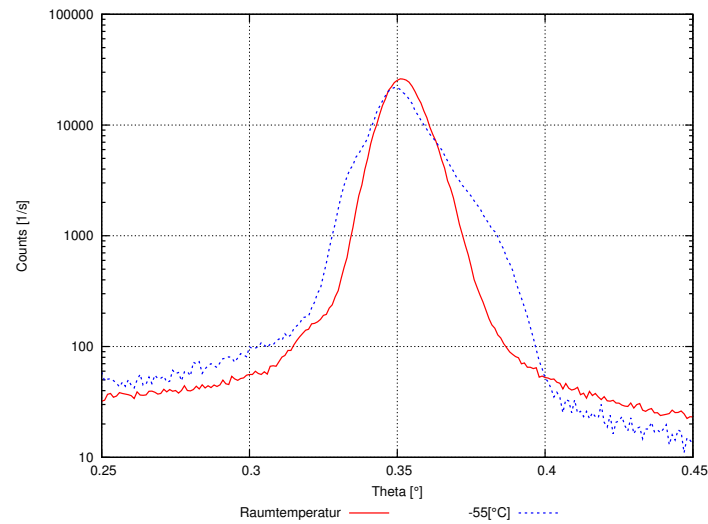
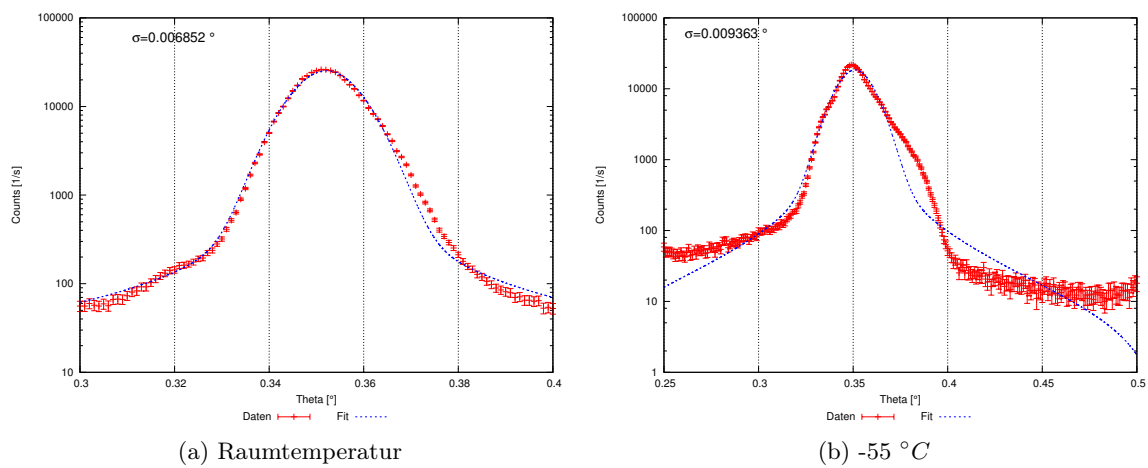
Abbildung A.4.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,05^\circ$.Abbildung A.5.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,1^\circ$.

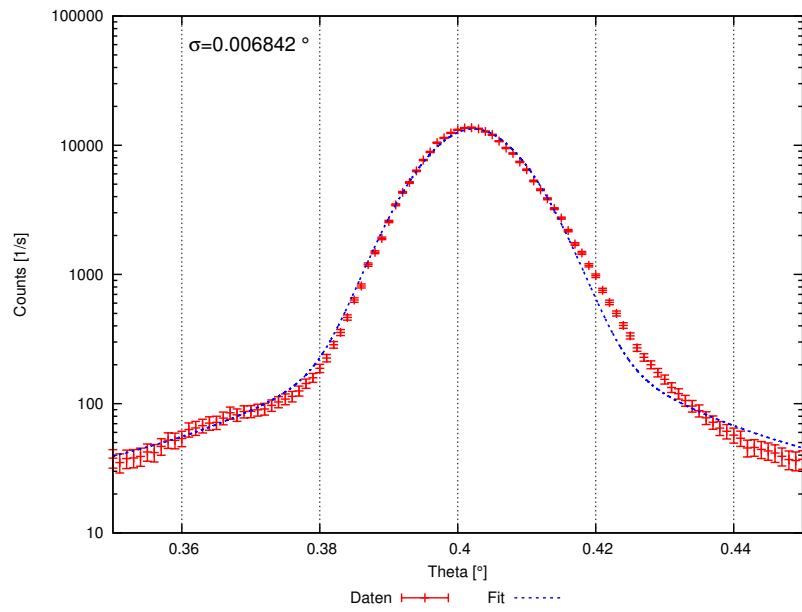
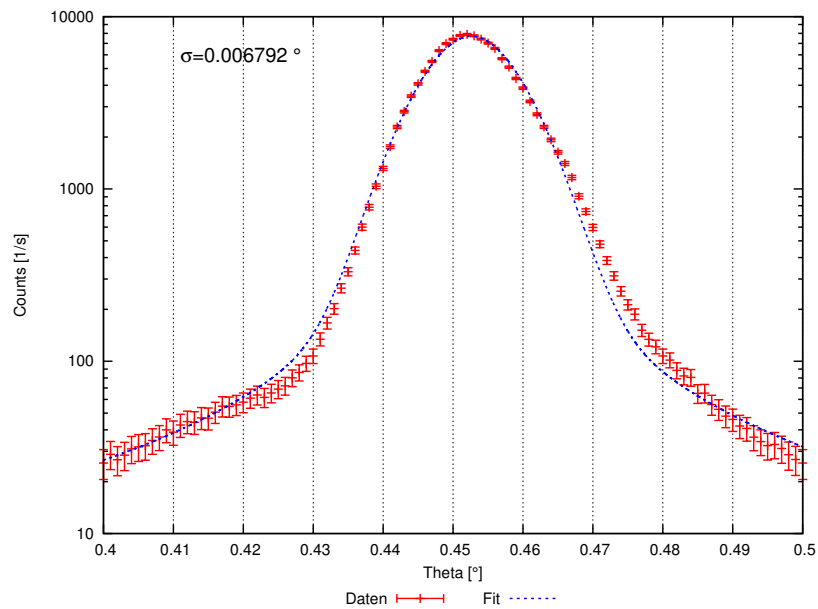
Abbildung A.6.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0, 15^\circ$.

(a) Raumtemperatur

(b) -55°C Abbildung A.7.: Einfallswinkel $\Theta = 0, 15^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.

Abbildung A.8.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,2^\circ$.Abbildung A.9.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,3^\circ$.

Abbildung A.10.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,35^\circ$.Abbildung A.11.: Einfallswinkel $\Theta = 0,35^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.

Abbildung A.12.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,4^\circ$.Abbildung A.13.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,45^\circ$.

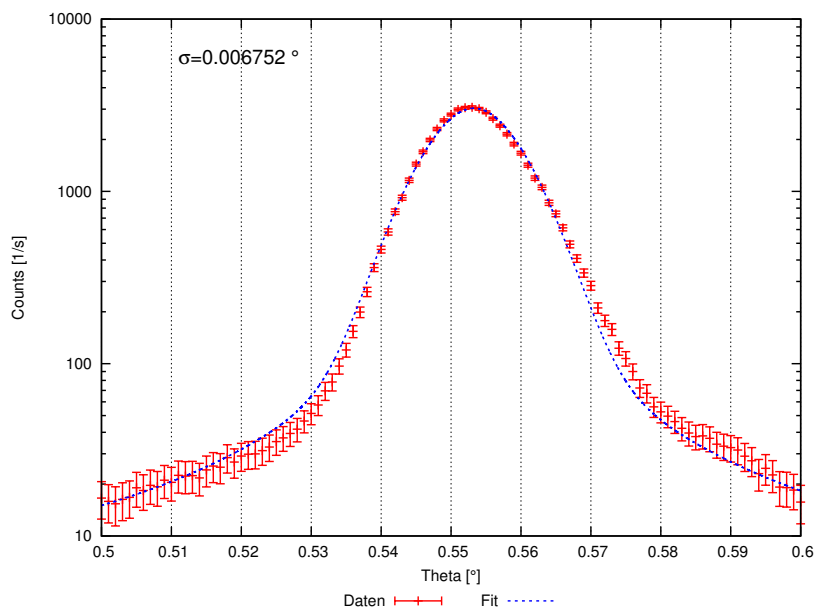


Abbildung A.14.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,55^\circ$.

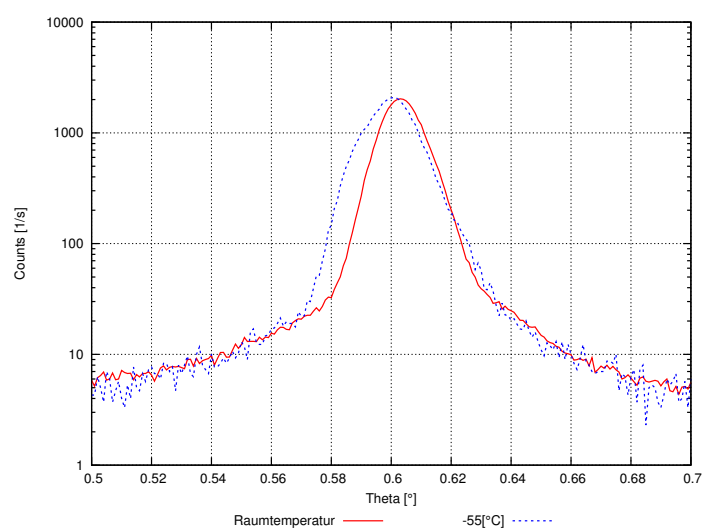
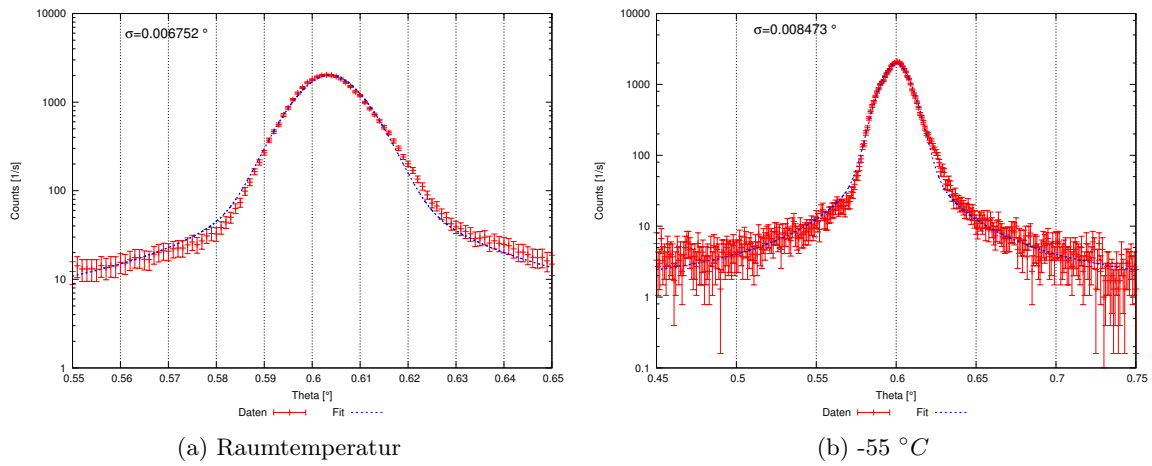
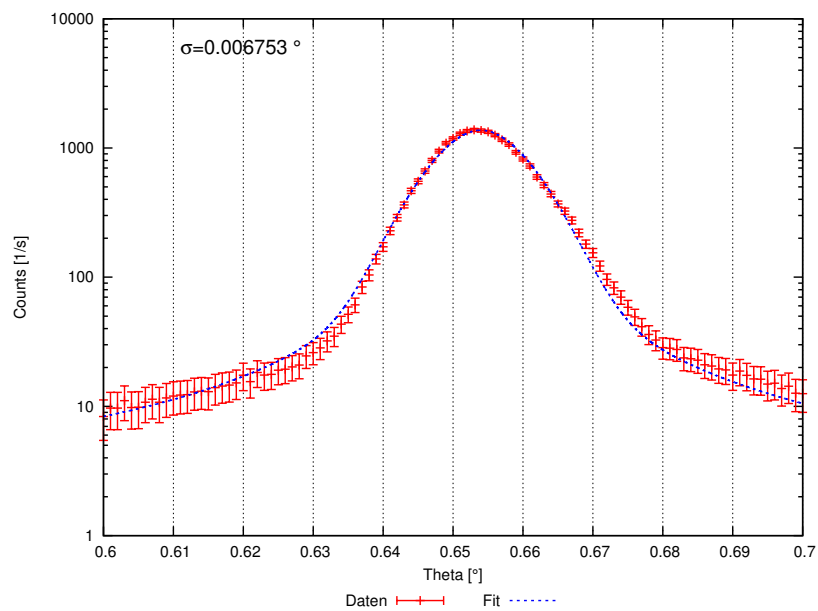
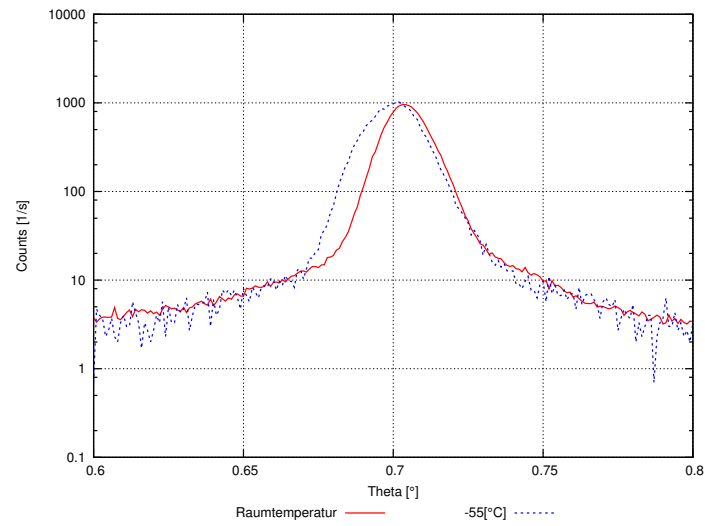
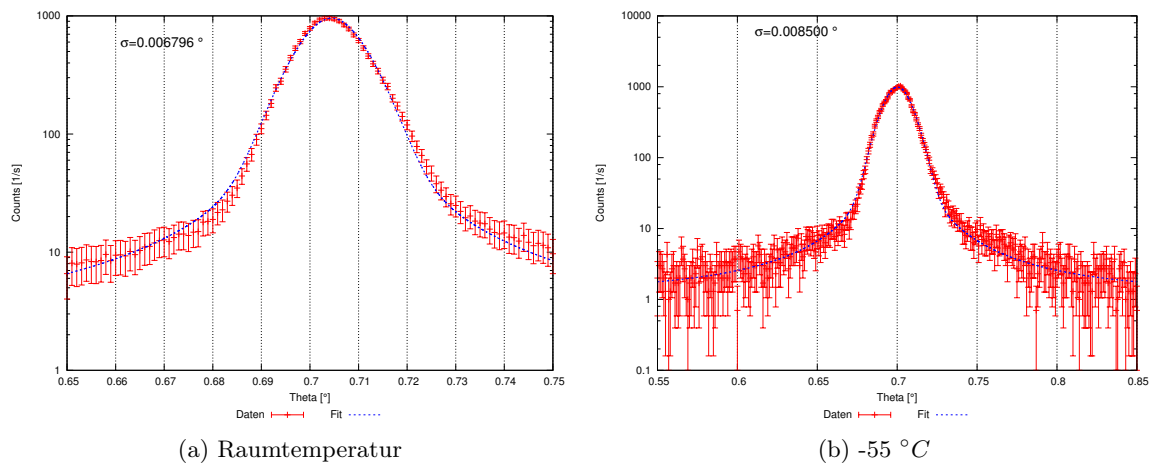
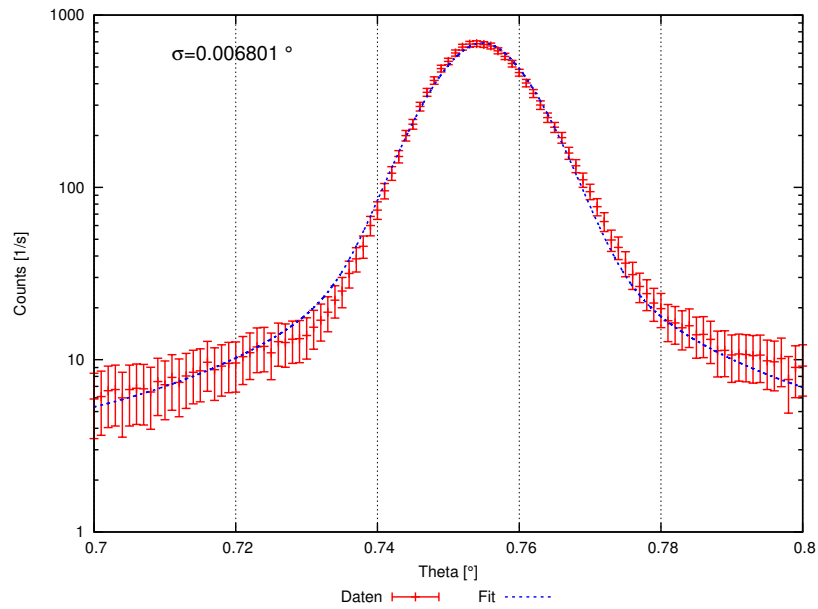
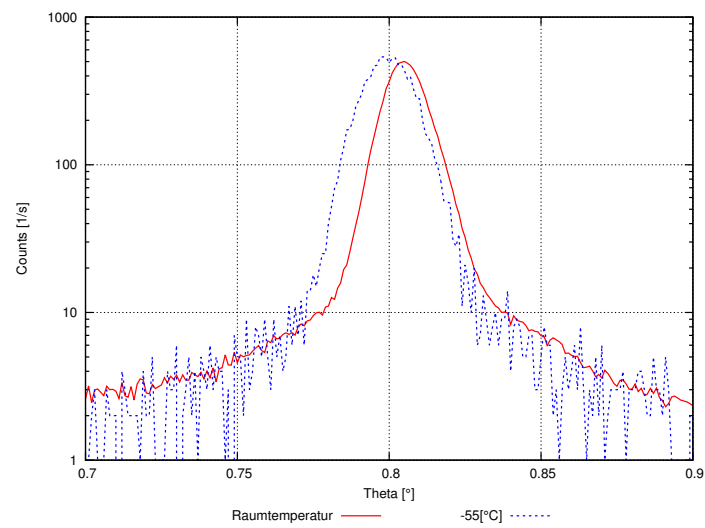


Abbildung A.15.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,6^\circ$.

Abbildung A.16.: Einfallswinkel $\Theta = 0,6^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.Abbildung A.17.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,65^\circ$.

Abbildung A.18.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,7^\circ$.Abbildung A.19.: Einfallswinkel $\Theta = 0,7^\circ$ mit Fit. Fit Funktion Gleichung 5.19.

Abbildung A.20.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,75^\circ$.Abbildung A.21.: Vergleich der Profile bei $\Theta = 0,8^\circ$.

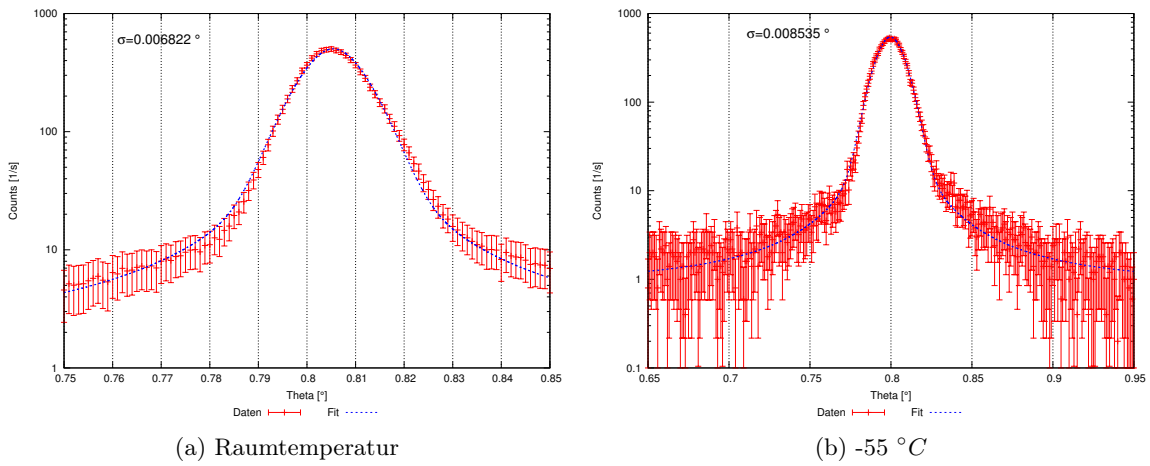


Abbildung A.22.: Einfallswinkel $\Theta = 0,8^{\circ}$ mit Fit. Fit Funktion: Gleichung 5.19.

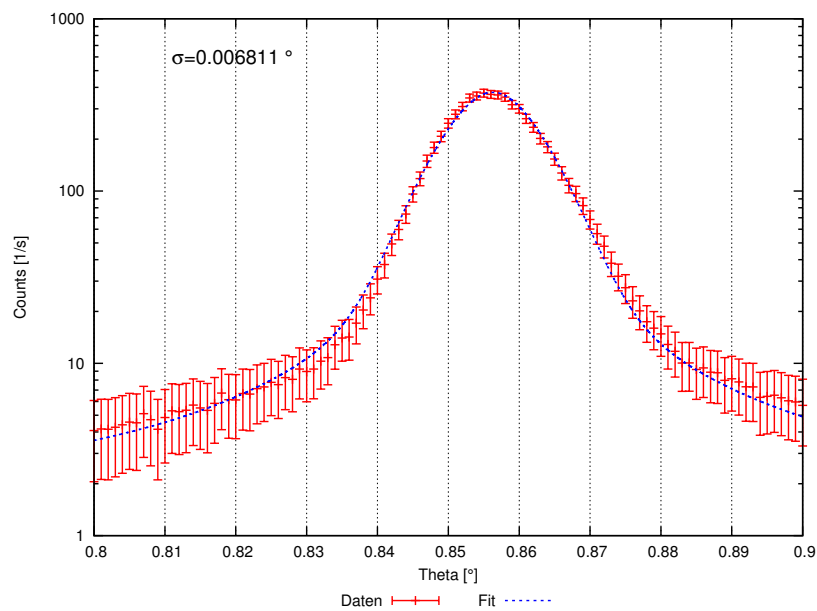
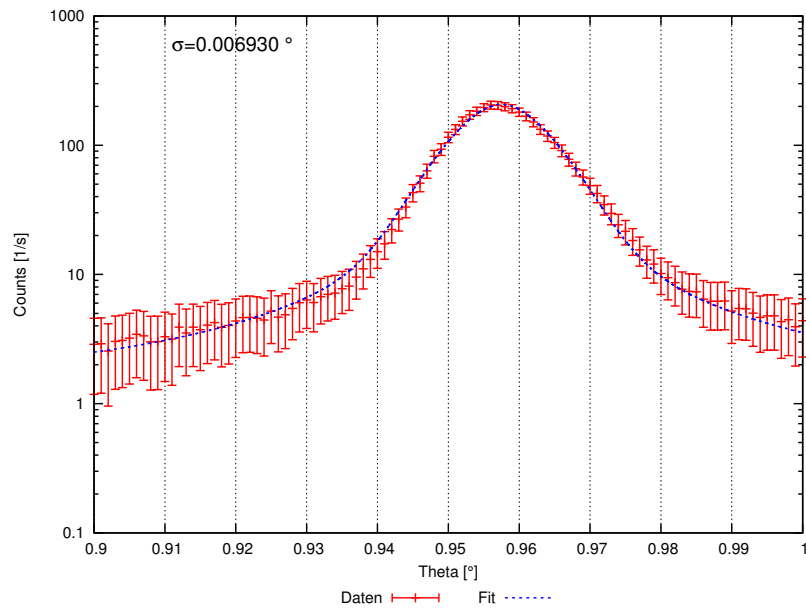
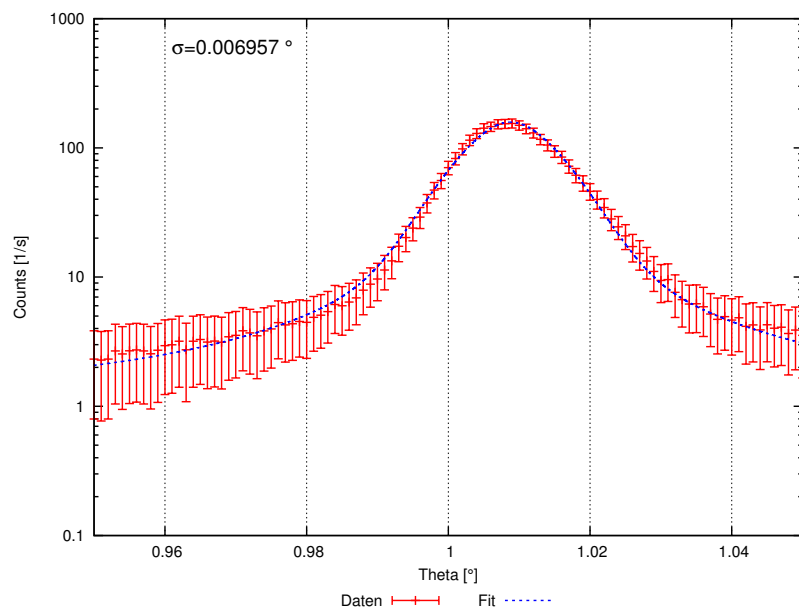


Abbildung A.23.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,85^{\circ}$.

Abbildung A.24.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 0,95^\circ$.Abbildung A.25.: Profil bei Raumtemperatur; Einfallswinkel $\Theta = 1,0^\circ$.