

Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (<http://www.ub.tuwien.ac.at>).

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (<http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/>).



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

MASTERARBEIT

Schwingungsdämpfung einer Neutronen-Ultrakleinwinkelstreu- Anlage

ausgeführt am Atominstitut
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von
Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerald Badurek
Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Erwin Jericha
Dipl.-Ing. Christoph Gösselsberger

durch
Laura Stöber
Anna-Hand-Weg 3/3/323
1030 Wien

Wien, Mai 2012

Laura Stöber

Zusammenfassung

Diese Arbeit behandelt die Schwingungsdämpfung der Ultrakleinwinkelstreu-Anlage (USANS) des Atominstututs.

Zu diesem Zweck wird das Verhalten des experimentellen Aufbaus unter variablen Erschütterungsintensitäten analysiert. Zur Verfügung stehen Gewichte unterschiedlicher Masse, welche mit verschiedenen Frequenzen eine Erschütterung der Anlage erzeugen. Unter diesen erschwerten Bedingungen werden Leerkurven aufgenommen sowie Gittervermessungen und Streuexperimente durchgeführt.

Die Abdämpfung der äußeren Störung erfolgt mit Hilfe einer schwingungsdämpfenden Platte, welche in den Versuchsaufbau integriert wird. Diese Platte ist auf vier Luftkissen positioniert, um eine zuverlässige Schwingungsdämpfung sicherzustellen.

An diesem neuen Versuchsaufbau werden die gleichen Messungen wiederholt, um eine quantitative Aussage über die Veränderungen des Experiments machen zu können. Die Vergleichsmessungen zeigen eine deutliche Verbesserung der Stabilität gegenüber gezielt eingebrachter Störungen.

Weiters werden der Winkelmesser (RON) des Dreh-Schrittmotors mit einer neuen Kupplung versehen und eine Zugentlastung der Motorsteuerung-Kabel vorgenommen.

Parallel zu den Messungen und den Umbauten wird ein neues in LabVIEW-gesteuertes Programm entwickelt, welches die Justierung der USANS-Anlage vereinfachen soll.

Abstract

This thesis deals with the vibration attenuation of the ultra-small angle neutron scattering facility (USANS) of the Atomic Institute.

For this purpose, the behaviour of the experimental setup is analysed under variable vibration intensities. Available weights of different masses are used, which generate oscillations with different frequencies on the equipment. Under these difficult conditions rocking curves are recorded and lattice measurements as well as scattering experiments are conducted.

The attenuation of the external interference is done with the help of a vibration damping board which is integrated into the experimental setup. This board is positioned on four air-cushions to ensure a reliable vibration damping. In this new experimental setup, the same measurements are repeated in order to make a quantitative statement about the changes to the experiment. The comparative measurements show a significant improvement of stability against specifically induced disturbances.

Furthermore, the protractor (RON) of the rotary stepping motor is provided with a new clutch and a strain relief of the motor control cables is carried out. Parallel to the measurements and reconstructions a new LabVIEW-driven programme is developed, which is intended to simplify the adjustment of the USANS facility.

Danksagung

Ich möchte mich bedanken bei Professor Gerald Badurek und Professor Erwin Jericha für die Themenstellung und die Betreuung meiner Diplomarbeit.

Ein großes Dankeschön geht vor allem an DI Christoph Gösselsberger für seine hilfreichen Anregungen und für sein immer offenes Ohr bei Fragen.

Weiteren Dank möchte ich der gesamten Neutronen- und Quantenphysik Gruppe des Atominstututs aussprechen für die Mitbenützung der Geräte, die zahlreichen Ratschläge und natürlich auch für die nicht-physikalischen Gespräche. Ich habe mich in dieser Gruppe sehr wohl gefühlt.

Vielen Dank auch an Roman Gergen und das Werkstatt-Team des Atominstututs für die konstruktiven Ratschläge und die tatkräftige Unterstützung beim Umbau.

Auch meinen Studienkollegen, mit denen ich schon seit dem ersten Semester gemeinsam Übungen gerechnet und für Vorlesungen gelernt habe, möchte ich herzlich danken. Ein großes Dankeschön vor allem an Jacqueline Atanelov und Marie-Theres Smolle für die gegenseitige Motivation und Freundschaft.

Das größte Dankeschön geht an meine Eltern Anita und Gerhard Stöber, die mich schon mein ganzes Leben lang unterstützen und fördern und mir dieses Studium ermöglicht haben.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Das Neutron als Teilchen und Welle	2
2.1.1	Teilcheneigenschaften	2
2.1.2	Welleneigenschaften	2
2.1.3	Quantenmechanische Beschreibung	3
2.2	Quantenmechanische Streutheorie - Kinematische Beugungstheorie	5
2.3	Neutronenreflexion an Perfektkristallen - Dynamische Beugungstheorie	8
3	Versuchsaufbau	13
3.1	Der TRIGA Mark-II Reaktor	13
3.2	Die USANS Anlage	16
3.3	Neutronendetektion	18
4	Justierung und erste Messungen	20
4.1	Die Aktoren	20
4.2	Genauere Vorgehensweise bei der Justierung	20
4.3	Zylinderbrechung an Kupferdrähten	27
4.4	Gittermessungen	30
5	Messungen bei äußerer Störung	34
5.1	Motivation	34
5.2	Gezielte Anregung von Schwingungen	34
5.3	Leerkurven	35
5.4	Zylinderbrechung	40
5.5	Gittermessungen	45
6	Änderungen am Versuchsaufbau	47
6.1	Schwingungsdämpfung	47
6.2	Vergleichsmessungen	50
6.2.1	Leerkurven	50

Inhaltsverzeichnis

6.2.2	Zylinderbrechung	55
6.2.3	Gittermessungen	60
6.3	Schwingungsspektrum	63
6.4	RON Kupplung	68
7	Zusammenfassung und Ausblick	72
	Literaturverzeichnis	73

Tabellenverzeichnis

2.1	Wichtige Eigenschaften des Neutrons.	2
2.2	Klassifizierung der Neutronen nach ihrer Energie.	4
4.1	Aktoren zur Bewegung des Monochromator- und Analysatorkristalls und deren wichtigsten Eigenschaften.	22
4.2	Zählraten und Halbwertsbreiten bei verschiedenen Kippwinkeln.	26
4.3	Zählraten und Halbwertsbreiten bei Streukurven.	29
4.4	Kenngößen der Gitter in μm	31
4.5	Ergebnisse der Gittermessungen.	33
5.1	Leerkurven, Aluminiumgewicht.	37
5.2	Leerkurven, Messinggewicht.	38
5.3	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, leichtes Gewicht.	41
5.4	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, schweres Gewicht.	42
5.5	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, leichtes Gewicht.	43
5.6	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, schweres Gewicht.	44
5.7	Gittermessung, Aluminiumgewicht.	46
6.1	Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	51
6.2	Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	52
6.3	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	56
6.4	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	57
6.5	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	58
6.6	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	59
6.7	Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	61
6.8	Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	62
6.9	Halbwertsbreiten der Rockingkurven aus den Abbildungen 6.23 und 6.24.	68

Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung der Streugeometrie	5
2.2	Theoretische, gemittelte Reflexionskurven für dicke Kristalle mit unterschiedlichen m	11
2.3	Experimentelle Leerkurve.	12
3.1	Querschnitt des TRIGA Mark-II Reaktors.	14
3.2	Längsschnitt des TRIGA Mark-II Reaktors.	15
3.3	Schematischer Aufbau der Kleinwinkelstreuanlage.	17
3.4	Zum Bragg-Gesetz.	17
3.5	Foto des Versuchaufbaus.	19
4.1	Schematische Darstellung der Komponenten für Monochromator (a) und Analysator (b).	21
4.2	Foto des Versuchaufbaus.	24
4.3	Justierung des Analysatorkristalls.	25
4.4	Rockingkurven bei verschiedenen Kippwinkeln.	26
4.5	Zur Zylinderbrechung.	28
4.6	Streu Kurven von zwei verschiedenen Proben verglichen mit einer Leerkurve.	29
4.7	Probe G8S12T80: Periodisches Gitter.	30
4.8	Fertig geätzte Probe.	31
4.9	Gitter G8S8T40.	32
4.10	Gitter G8S12T60.	32
4.11	Gitter G8S4T60.	33
5.1	Vorrichtung, mit deren Hilfe äußere Störungen erzeugt werden können.	36
5.2	Leerkurven, Aluminiumgewicht.	37
5.3	Leerkurven, Messinggewicht.	38
5.4	Peakhöhe zu angelegter Motorspannung, Aluminiumgewicht.	39
5.5	Peakhöhe zu angelegter Motorspannung, Messinggewicht.	39
5.6	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, Aluminiumgewicht.	41
5.7	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, Messinggewicht.	42

Abbildungsverzeichnis

5.8	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, Aluminiumgewicht.	43
5.9	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, Messinggewicht.	44
5.10	Gittermessungen, Aluminiumgewicht.	45
5.11	Gittermessung, Messinggewicht.	46
6.1	Querschnitt der schwingungsdämpfenden Platte.	47
6.2	Foto des Versuchsaufbaus mit Schwingungsdämpfung.	49
6.3	Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	51
6.4	Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	52
6.5	Peakhöhe zu angelegter Motorspannung mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	53
6.6	Peakhöhe zu angelegter Motorspannung mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	53
6.7	Rockingkurven, welche mit und ohne Schwingungsdämpfung aufgenommen wurden (7 V, Messinggewicht).	54
6.8	Rockingkurven, welche unter Einfluss des Messinggewichts bei 10 V Motorspannung aufgenommen wurden.	54
6.9	Streukurven, welche mit und ohne Schwingungsdämpfung aufgenommen wurden (2,5 V, Messinggewicht, 250 μm Probe).	55
6.10	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	56
6.11	Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	57
6.12	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	58
6.13	Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	59
6.14	Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.	61
6.15	Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.	62
6.16	Schwingungsspektrum des alten Setups, Aluminiumgewicht.	64
6.17	Schwingungsspektrum des neuen Setups, Aluminiumgewicht.	64
6.18	Schwingungsspektren des alten und des neuen Setups (Aluminiumgewicht, 7,5 V).	65
6.19	Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Aluminiumgewicht, 2,5 V Motorspannung).	66
6.20	Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Aluminiumgewicht, 7,5 V Motorspannung).	66
6.21	Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Messinggewicht, 2 V Motorspannung).	67

Abbildungsverzeichnis

6.22	Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Messinggewicht, 7,5 V Motorspannung).	67
6.23	Rockingkurve, welche vor dem Umbau aufgenommen wurde. . .	69
6.24	Rockingkurve, welche nach dem Umbau aufgenommen wurde. .	69
6.25	Zusammenhang zwischen den Piezo- und RON-Daten vor dem Umbau ($R^2=0,99912$).	71
6.26	Zusammenhang zwischen den Piezo- und RON-Daten nach dem Einbau der Kupplung ($R^2=0,99995$).	71

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Kleinwinkelstreuung (SANS = Small angle scattering) beziehungsweise Ultrakleinwinkelstreuung (USANS = Ultra small angle neutron scattering) ermöglicht die Untersuchung von Strukturen (zum Beispiel Ausscheidungen und Poren) in Festkörpern in der Größenordnung von rund $30 \mu\text{m}$ bis zu 1 nm .

Aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften eignen sich Neutronen als Materie-sonden. Die Wechselwirkung zwischen Materie und Neutronen ist verglichen mit anderen Strahlenarten äußerst gering und sie besitzen kein äußeres elektrisches Feld. Diese Eigenschaften verringern auch den Aufwand zur Probenpräparation. Neutronen weisen unterschiedliche Streulängen für Isotope auf und als ungeladene Teilchen können sie tief in die Probe eindringen. Aufgrund ihres magnetischen Momentes sind Neutronen auch für magnetische Untersuchungen geeignet.

Um einen Neutronenstrahl mit ausreichender Intensität zu erzeugen, benötigt man allerdings eine Spallationsquelle oder einen Reaktor. Der Versuchsaufbau befindet sich am Atominstitut am TRIGA Mark-II Reaktor in Wien, wo auch sämtliche Messungen dieser Diplomarbeit durchgeführt wurden. Die ersten USANS - Experimente an diesem Reaktor gehen bis ins Jahr 1977 zurück, wobei der Versuchsaufbau in den vergangenen 35 Jahren vielfach verändert und verbessert wurde.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist es nun, die bestehende USANS-Anlage weiter zu verbessern. Der experimentelle Aufbau ist sehr empfindlich gegenüber äußeren Störungen (zum Beispiel im Falle eines Schwertransportes, großer Besuchergruppen oder sonstiger Erschütterungen in der Reaktorhalle). Hierfür werden der Analysatorkristall und die Justierungsmotoren auf eine schwingungsdämpfende Platte umplatziert.

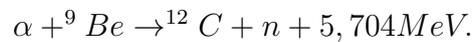
Eine Zugentlastung soll die Belastungen an die Piezo-Schrittmotoren verringern und eine Abdeckung soll den bisweilen freistehenden Kristall schützen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Das Neutron als Teilchen und Welle

2.1.1 Teilcheneigenschaften

Das Neutron wurde 1932 durch Sir James Chadwick entdeckt, welcher die Kernreaktion zwischen Beryllium-Atomen und Alpha-Teilchen untersuchte:



Das Neutron gehört zur Familie der Baryonen und besteht als solches aus einem up- und zwei down-Quarks. Es ist ein Spin 1/2 Teilchen und somit ein Fermion. Mit diesem Spin ist ein magnetisches Moment μ_n verknüpft.

Das freie Neutron ist instabil und zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer $\tau=881,5\pm 1,5$ s in ein Proton, ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino.

Die wesentlichen Eigenschaften des Neutrons sind in Tabelle 2.1 [1] zusammengefasst.

2.1.2 Welleneigenschaften

1923 stellte Louis de Broglie die Hypothese auf, dass man einem Teilchen mit der Geschwindigkeit v und dem Impuls $p=m\cdot v$ eine Welle mit der Wellenlänge λ und der Kreisfrequenz ω zuordnen kann [2]:

Tabelle 2.1: Wichtige Eigenschaften des Neutrons.

Eigenschaft	Wert
Ruhemasse m_n	1,0086649160 u
Ruheenergie E_n	939,565346 MeV
Mittlere Lebensdauer τ	$881,5 \pm 1,5$ s
Magnetisches Moment μ_n	$-1,9130427 \mu_N$
confinement- (Einschluss-) Radius	0,7 fm

2 Theoretische Grundlagen

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad \omega = \frac{E}{\hbar} \quad (2.1)$$

In der Neutronenoptik werden Neutronen mit $E_n \approx 0,5\text{eV}$ verwendet. Bei Energien in dieser Größenordnung ist $v/c < 10^{-5}$, weshalb man relativistische Effekte vernachlässigen kann. Die kinetische Energie des freien Neutrons ist somit

$$E_{kin} = \frac{m_n v_n^2}{2}. \quad (2.2)$$

Einsetzen von 2.1 in 2.2 ergibt

$$E_{kin} = \frac{h^2}{2m_n \lambda^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \quad (2.3)$$

$$\text{mit } k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Weiters lässt sich einem Neutron mit der Energie E_{kin} eine Temperatur T zuordnen [3]:

$$E = \frac{\hbar k^2}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{mv^2}{2} = k_B T. \quad (2.4)$$

Für thermische Neutronen ($T=293\text{K}$) ergibt sich somit [4]:

$$E = 25\text{meV} \quad \lambda = 1,8\text{\AA} \quad v = 2200\text{m/s}. \quad (2.5)$$

Als Geschwindigkeit ist hier die Gruppengeschwindigkeit zu verstehen. Tabelle 2.2 [5] gibt einen Überblick zu der Klassifizierung der Neutronen nach ihrer Energie [5].

2.1.3 Quantenmechanische Beschreibung

Aus Gleichung 2.3 folgt, dass freie Neutronen eine Materiewelle darstellen und quantenmechanisch beschrieben werden können. Dazu betrachtet man ein zeitunabhängiges System, das sich in einem Energiezustand $E = \hbar \cdot \omega$ befindet. Die zeitunabhängige Schrödingergleichung lautet

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) \right) \psi(r) = E \psi(r). \quad (2.6)$$

Dabei ist

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b \cdot \delta(\mathbf{r}) \quad (2.7)$$

2 Theoretische Grundlagen

Tabelle 2.2: Klassifizierung der Neutronen nach ihrer Energie.

Bezeichnung der Neutronen	Energieintervall in eV
ultrakalte Neutronen	$<10^{-5}$
kalte Neutronen	$10^{-5} < E_n < 5 \cdot 10^{-3}$
thermische Neutronen	$5 \cdot 10^{-3} < E_n < 0,5$
epithermische Neutronen	$0,5 < E_n < 10^3$
mittelschnelle Neutronen	$10^3 < E_n < 10^5$
schnelle Neutronen	$10^5 < E_n < 5 \cdot 10^7$
sehr schnelle Neutronen	$>5 \cdot 10^7$

das Fermi-Pseudopotential [6], in dem b die gebundene Streulänge darstellt. Die gebundene Streulänge ist durch die Phasenverschiebung der bei einer Streuung am Einzelkern auslaufenden Kugelwelle im Vergleich zur einlaufenden Welle gegeben.

Das bedeutet, dass in dieser Betrachtung nur die starke Wechselwirkung berücksichtigt werden muss. Alle anderen Wechselwirkungsarten (Gravitation, elektromagnetische Wechselwirkung und schwache Wechselwirkung) können für unsere Anwendungen vernachlässigt werden. Die Verwendung eines δ -förmigen Potentials ist gerechtfertigt, da die Reichweite der Kernkräfte ($\sim 10^{-15}m$) wesentlich kleiner ist als die Wellenlänge thermischer oder kalter Neutronen ($\sim 10^{-10}m$).

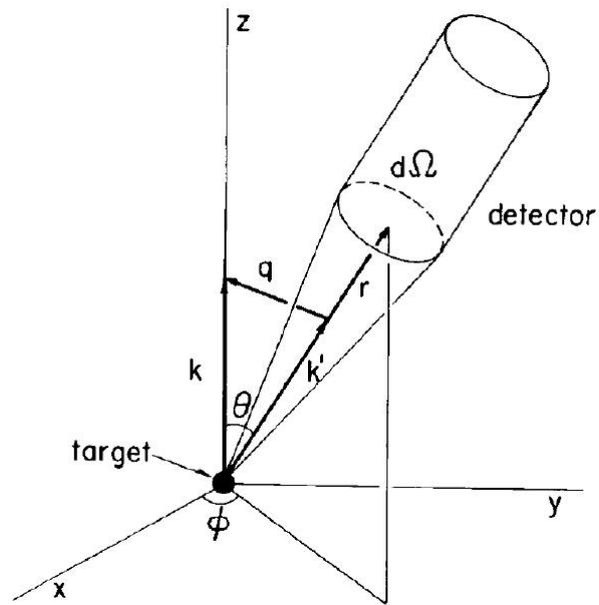


Abbildung 2.1: Darstellung der Streugeometrie.

2.2 Quantenmechanische Streutheorie - Kinematische Beugungstheorie

Das einfallende Neutron mit dem Wellenvektor \mathbf{k} wechselwirkt mit dem Fermi-Pseudopotential $V(\mathbf{r})$ (siehe Gleichung 2.7) [7]. Es kommt zur Streuung und das Neutron weist danach den Wellenvektor \mathbf{k}' auf. Die gestreuten Neutronen werden in der Entfernung $|\mathbf{r}|$ detektiert, wobei der Öffnungswinkel des Detektors $d\Omega$ beträgt (siehe Abbildung 2.1).

Betrachtet man die gestreute Wellenfunktion in großer Entfernung vom Streuort [8, 9], so setzt sich diese aus einer ebenen Welle und einer gestreuten Kugelwelle mit der Streuamplitude $f(\vartheta, \varphi)$ zusammen. Es treten ausschließlich stationäre Wellen auf, die durch den Vektor \mathbf{k} gegeben sind. Das asymptotische Verhalten der Wellenfunktion für große r ist gegeben als

2 Theoretische Grundlagen

$$\psi_k \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \underbrace{e^{ikr}}_{\text{ebeneWelle}} + \underbrace{f(\vartheta, \varphi) \cdot \frac{e^{ikr}}{r}}_{\text{Kugelwelle}}. \quad (2.8)$$

Die Neutronen kann man vor und nach dem Streuprozess als freie Teilchen annehmen, da das Fermi-Pseudopotential $V(\mathbf{r})$ (Gleichung 2.7) sehr geringe Reichweite hat. Daraus folgt, dass man die zeitunabhängige Schrödingergleichung

$$\mathcal{H}\psi_k(r) = E_k\psi_k(r) \quad \text{mit} \quad \mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(r) \quad (2.9)$$

mit den dazugehörigen Energieeigenwerten

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.10)$$

lösen muss.

Umformen von Gleichung (2.9) liefert

$$(\nabla^2 + k^2)\psi_k = \frac{2m}{\hbar^2 k^2} V(r)\psi_k. \quad (2.11)$$

Diese Gleichung lässt sich mit Hilfe der Green'schen Funktion lösen. Wenn es eine Green'sche Funktion $G(r, r')$ gibt, welche

$$(\nabla^2 + k^2)G(r, r') = \delta^3(r - r') \quad (2.12)$$

erfüllt, dann ist

$$\psi_k = \int d^3r' G^\pm(r, r') \cdot \frac{2m}{\hbar^2} V(r') \cdot \psi_k(r') \quad (2.13)$$

eine Partikulärlösung der Gleichung (2.11).

Die Green'sche Funktion

$$G^\pm(r, r') = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{\pm ik|r-r'|}}{|r - r'|} \quad (2.14)$$

stellt eine Kugelwelle dar. Da nach einer auslaufenden Welle gesucht wird, ist die Green-Funktion $G^+(r, r')$ die richtige Lösung. Man wählt die homogene Lösung

$$\psi_{\text{homogen}} = e^{ikr}, \quad (2.15)$$

2 Theoretische Grundlagen

weil die einlaufende Welle eine ebene Welle darstellen soll. So gelangt man zur Lippmann-Schwinger Gleichung

$$\psi_{\mathbf{k}} = e^{i\mathbf{k}r} + \int d^3r' G^+(\mathbf{r}, \mathbf{r}') U(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}'), \quad (2.16)$$

wobei $U(\mathbf{r}) = \frac{2m}{\hbar^2} V(\mathbf{r})$ das reduzierte Potential ist.

Die Lippmann-Schwinger Gleichung liefert die exakte Lösung des Streuproblems für den gesamten Ortsraum.

Für den Fall der elastischen Streuung ist $|\mathbf{k}'| = |\mathbf{k}|$. Es wird weiters angenommen, dass der Detektor in großem Abstand vom Streuort positioniert ist. Dadurch vereinfacht sich die Wellenfunktion $\psi_{\mathbf{k}}$:

$$\psi_{\mathbf{k}} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\mathbf{k}r} - \frac{2m}{4\pi\hbar^2} \frac{e^{i\mathbf{k}r}}{r} \int d^3r' e^{-i\mathbf{k}'r'} V(r') \psi_{\mathbf{k}}(r') \quad (2.17)$$

mit $\mathbf{k}' = \mathbf{e}_r k$.

Die Lippmann-Schwinger Gleichung (2.16) enthält die Wellenfunktion $\psi_{\mathbf{k}}$ auf der rechten und auf der linken Seite. Daraus ergibt sich eine iterative Lösung für $\psi_{\mathbf{k}}$, welche Born'sche Reihe genannt wird. Bricht man diese Reihe bereits nach dem ersten Glied ab, so erhält man die Wellenfunktion in Erster Born'scher Näherung. Das Wellenpaket wird dann nur einmal am Potential gestreut und die Wechselwirkung der gestreuten Welle mit der einfallenden Welle wird vernachlässigt. Die Streuamplitude für elastische Streuung in Erster Born'scher Näherung lautet

$$f(\vartheta, \varphi) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int d^3r' V(\mathbf{r}') e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}'} \quad (2.18)$$

und stellt somit die Fouriertransformierte des Potentials dar. $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ heißt Streuvektor.

Geht man nun wieder zurück zur eigentlichen Problemstellung - Neutronenstreuung am Perfektkristall - und nimmt nur einfache Reflexion an (Erste Born'sche Näherung), so wird die Reflexivität für Kristalle, welche dicker als ein μm sind, größer als eins [7]. Die Teilchenzahlerhaltung ist also nicht gegeben! Daher ist die Erste Born'sche Näherung für diese Problemstellung nicht geeignet und es muss ein anderer Lösungsansatz gewählt werden.

2.3 Neutronenreflexion an Perfektkristallen - Dynamische Beugungstheorie

Um die Rockingkurve eines Perfektkristalls theoretisch zu berechnen, reicht die Bragg-Gleichung

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin\Theta, \quad (2.19)$$

welche den Zusammenhang zwischen einer reflektierten Wellenlänge λ und dem Ablenkungswinkel der Neutronen beschreibt, alleine nicht. Bei einem Perfektkristall handelt es sich um zahlreiche, regelmäßig angeordnete Streuzentren und die Wechselwirkung zwischen sämtlichen Streuwellen muss berücksichtigt werden. Um die Rockingkurve berechnen zu können, muss daher die Dynamische Beugungstheorie herangezogen werden [10, 11, 12].

Ausgangspunkt ist hier wieder die zeitunabhängige Schrödingergleichung (2.9) mit dem Fermi-Pseudopotential

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2 b_c}{m} \sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (2.20)$$

wobei aber nun Blochwellen, also gitterperiodische Wellenfunktionen, als Lösungsansatz herangezogen werden:

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}) &= e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \cdot u(\mathbf{r}) \\ u(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{G}} u(\mathbf{G}) \cdot e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}} \end{aligned} \quad (2.21)$$

\mathbf{r} ist hierbei der Ortsvektor der streuenden Atome und \mathbf{G} der reziproke Gittervektor.

Aufgrund der Gitterperiodizität

$$u(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \quad (2.22)$$

folgt ebenso für die Wellenfunktion

$$\psi(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \cdot \psi(\mathbf{r}). \quad (2.23)$$

b_c stellt in Gleichung (2.20) die kohärente Streulänge dar, in welcher der Debye-Waller-Faktor bereits berücksichtigt ist. Führt man an diesem Potential eine Fouriertransformation durch, so erhält man

2 Theoretische Grundlagen

$$V(\mathbf{k}) = \frac{2\pi\hbar^2 b_c}{m} \sum_{\mathbf{R}_j} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}_j} \sum_{\rho_i} e^{-i\mathbf{k}\rho_i}. \quad (2.24)$$

V ist das Kristallvolumen, \mathbf{R}_j der Vektor zum Nullpunkt der Zelle j und ρ_i der Vektor vom Nullpunkt der Zelle zum Atom i . Die erste Summe in Gleichung (2.24) stellt den Gitterfaktor F , die zweite Summe stellt den Strukturfaktor des Kristalls dar. Für einen Siliziumkristall gilt

$$F = \begin{cases} 8 & \text{falls } h+k+l \text{ durch } 4 \text{ teilbar,} \\ 4(1 \pm i) & \text{falls } h, k, l \text{ ungerade,} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.25)$$

Umkehrung der Fouriertransformation ergibt

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} V(\mathbf{G}) \cdot e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}}. \quad (2.26)$$

Mit dieser Gleichung ist somit gezeigt, dass auch das Potential Gitterperiodizität aufweist.

Setzt man nun die Gleichungen (2.21) und (2.26) in die Schrödingergleichung (2.6) ein, so erhält man schließlich die Grundgleichung der Dynamischen Beugungstheorie

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}(\mathbf{K} + \mathbf{G})^2 - E\right) \cdot u(\mathbf{G}) = - \sum_{\mathbf{G}'} V(\mathbf{G} - \mathbf{G}') \cdot u(\mathbf{G}'). \quad (2.27)$$

\mathbf{K} ist der Wellenzahlvektor im Kristall, E die Energie der einfallenden Neutronen und $V(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ die Fourierkomponente des Fermi-Pseudopotentials.

Gleichung (2.27) stellt ein homogenes Gleichungssystem für die Amplitudenfunktion $u(\mathbf{G}')$ dar, welches nur für bestimmte Wellenvektoren \mathbf{K} des Kristalls nicht triviale Lösungen besitzt. Diese unendlich vielen Lösungen unterscheiden sich jeweils um \mathbf{G} .

Ein mögliches Näherungsverfahren, um diese Lösungen zu ermitteln, ist die Zweistrahl-näherung. Man positioniert den Kristall in Bragg-Richtung und nimmt an, dass im Kristallinneren Wellen mit Ausbreitungsvektoren \mathbf{G} überwiegen, die nahe der Bragg-Richtung liegen.

Eine detaillierte Ausführung der Zweistrahl-näherung findet sich in [10]. Als Ergebnis erhält man die Rockingkurve

$$R(y) = \begin{cases} 1 & |y| \leq 1 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} & |y| \geq 1, \end{cases} \quad (2.28)$$

2 Theoretische Grundlagen

die die Reflektivität eines dicken Einkristalls beschreibt. Die Größe y bezeichnet man als verallgemeinerten Winkel und ist gegeben durch

$$y = \frac{(b-1)\frac{V(\mathbf{0})}{E} + \alpha b}{2\sqrt{|b|\frac{V(\mathbf{G})}{E}|}} \quad (2.29)$$

mit

$$\alpha = 2(\vartheta_B - \vartheta) \cdot \sin(2\vartheta_B) \quad (2.30)$$

$$b = \frac{\cos\gamma}{\cos\gamma_G} \quad (2.31)$$

$$\frac{V(\mathbf{0})}{E} = \frac{4\pi b_c \cdot N}{k^2} \quad (2.32)$$

$$\frac{V(\mathbf{G})}{E} = \frac{4\pi b_c \cdot |F|}{k^2 a^3}. \quad (2.33)$$

a bezeichnet die Gitterkonstante des Kristalls, N die Anzahl der Streuatome, γ den Winkel zwischen einfallender Welle und der Flächennormalen, γ_G den Winkel zwischen reflektierter Welle und der Flächennormalen.

Im Bereich $-1 < y < 1$ kommt es zu Totalreflexion. Überträgt man dieses Intervall auf Winkleinheiten und setzt $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, so entspricht das dem Winkelbereich $\Delta\vartheta$

$$\Delta\vartheta = \frac{b_c N \lambda^2 |F|}{4\pi \sin(2\vartheta_B)} \sqrt{\frac{\cos\gamma_G}{\cos\gamma}}. \quad (2.34)$$

Wie bereits erwähnt, enthält die kohärente Streulänge b_c bereits den Debye-Waller-Faktor e^{-M} .

In Abbildung 2.2 ist eine solche Rockingkurve (Gleichung (2.28)) zu sehen. Man erkennt, dass die Funktion bei einfacher Reflexion weite Flanken aufweist, was die Auswertung der Streudaten in diesem Bereich erschwert. Dieses Problem wird durch die Verwendung von Mehrfachreflexionen behoben. Dadurch kommt es zu einem deutlich steilerem Anstieg beziehungsweise Abfall der Flanken [13]. Gleichung (2.28) wird mit der Anzahl der Reflexionen m potenziert [14] und es ergibt sich

$$R(y) = \begin{cases} 1 & |y| \leq 1 \\ \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}}\right)^m & |y| \geq 1. \end{cases} \quad (2.35)$$

2 Theoretische Grundlagen

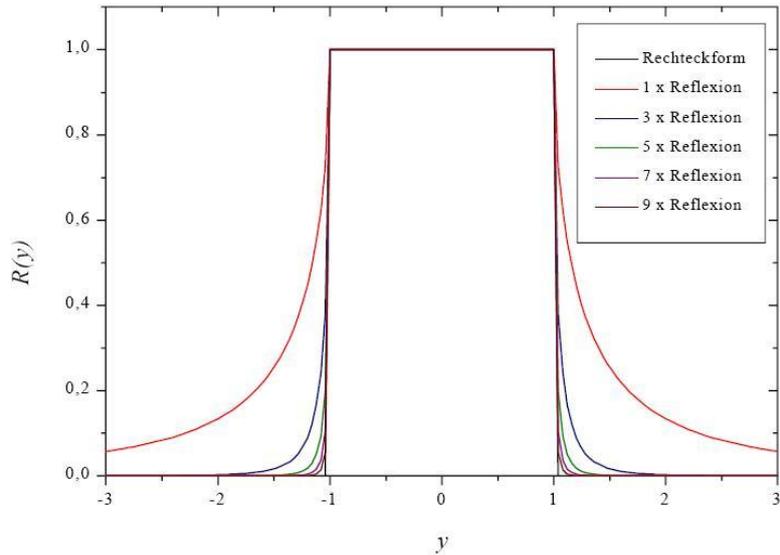


Abbildung 2.2: Theoretische, gemittelte Reflexionskurven für dicke Kristalle mit unterschiedlichen m .

Für Kleinwinkelstreuung sind zwei Kristalle notwendig: ein Monochromator- und ein Analysatorkristall. In dem USANS-Aufbau des Atominstututs werden für beide Kristalle Dreifachreflexionen verwendet ($m=3$ und $n=3$). Steilere Flanken, also größere m und n , sind aus Intensitätgründen nicht realisierbar. Die tatsächliche Intensität $I(\Delta)$ erhält man durch Faltung der einzelnen Reflexionskurven

$$I(\Delta) = \int (R(y))^n (R(y + \Delta))^m dy, \quad (2.36)$$

mit dem reduzierten Winkelparameter Δ nach dem Analysatorkristall. Durch diese Faltung entsteht aus den zwei Rechteckfunktionen die Dreiecksfunktion $I(\Delta)$. Für diesen USANS-Aufbau erhält man einen theoretischen Totalreflexionsbereich von $\Delta\vartheta=2,899 \mu\text{rad}$ [15].

In Abbildung 2.3 ist eine solche Leerkurve zu sehen. Man erkennt, dass die Kurve kein exaktes Dreieck beschreibt, sondern abgerundete, stetig verlaufende Flanken aufweist. Aus diesem Grund wurde kein Fit für Dreiecksfunktionen, sondern ein Gaussfit verwendet.

2 Theoretische Grundlagen

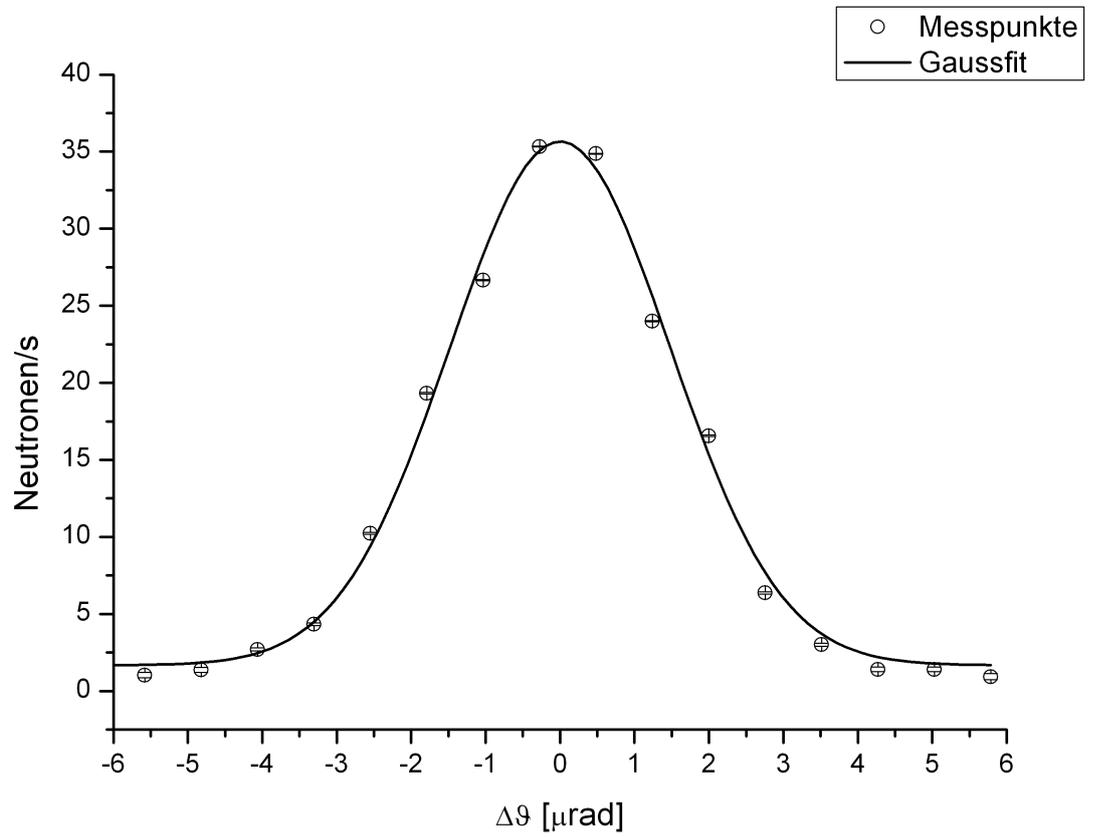


Abbildung 2.3: Experimentelle Leerkurve.

3 Versuchsaufbau

3.1 Der TRIGA Mark-II Reaktor

Das Synonym TRIGA steht für **T**rainig, **R**esearch, **I**sotop Production **G**eneral **A**tomie [15]. Bei diesem TRIGA-Reaktor handelt es sich um einen Forschungsreaktor des Swimmingpool-Typs, der seit 1962 in Betrieb ist. Er dient als Neutronenquelle bei einer maximalen thermischen Leistung von 250 kW_{th} (10^{13} Neutronen pro cm^2 und s im zentralen Beschleunigungsrohr). Um die Kernspaltung zu starten, wird eine Sb-Be-Photoneutronenquelle verwendet. Bei dieser maximalen Leistung beträgt die Brennstoff-Zentraltemperatur etwa 250°C . Der Kern des Reaktors beinhaltet etwa 80 Brennelemente (Durchmesser 3,75 cm und Länge 72,24 cm), die zu einem Großteil noch aus dem Jahr 1962 stammen. Aufgrund der geringen Reaktorleistung ist der Abbrand sehr gering und die Lebensdauer der verwendeten Brennstäbe dementsprechend lang. Die Hülle der einzelnen Elemente besteht aus Aluminium oder Stahl und der Brennstoff setzt sich aus 91 Gewichtsprozent Zirkon-Hydrid (dient als Moderator), 8 Gewichtsprozent Uran (Anreicherung von 20 Prozent U235) und 1 Gewichtsprozent Wasserstoff zusammen. Da Zirkon-Hydrid bei hohen Temperaturen schlecht moderiert, kann der TRIGA Mark-II Reaktor auch einen Impulsbetrieb durchführen. Dabei wird die Leistung für etwa 40 Millisekunden auf 250 MW erhöht. Dies entspricht dann einem Neutronenfluss von $10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Ein Querschnitt und ein Längsschnitt des TRIGA Mark-II Reaktors sind in Abbildung 3.1 und 3.2 zu sehen [16].

Nachdem Neutronen unterschiedlicher Energie am TRIGA Mark-II Reaktor erzeugt wurden, werden sie durch ein Strahlrohr zum Experiment herausgeleitet.

3 Versuchsaufbau

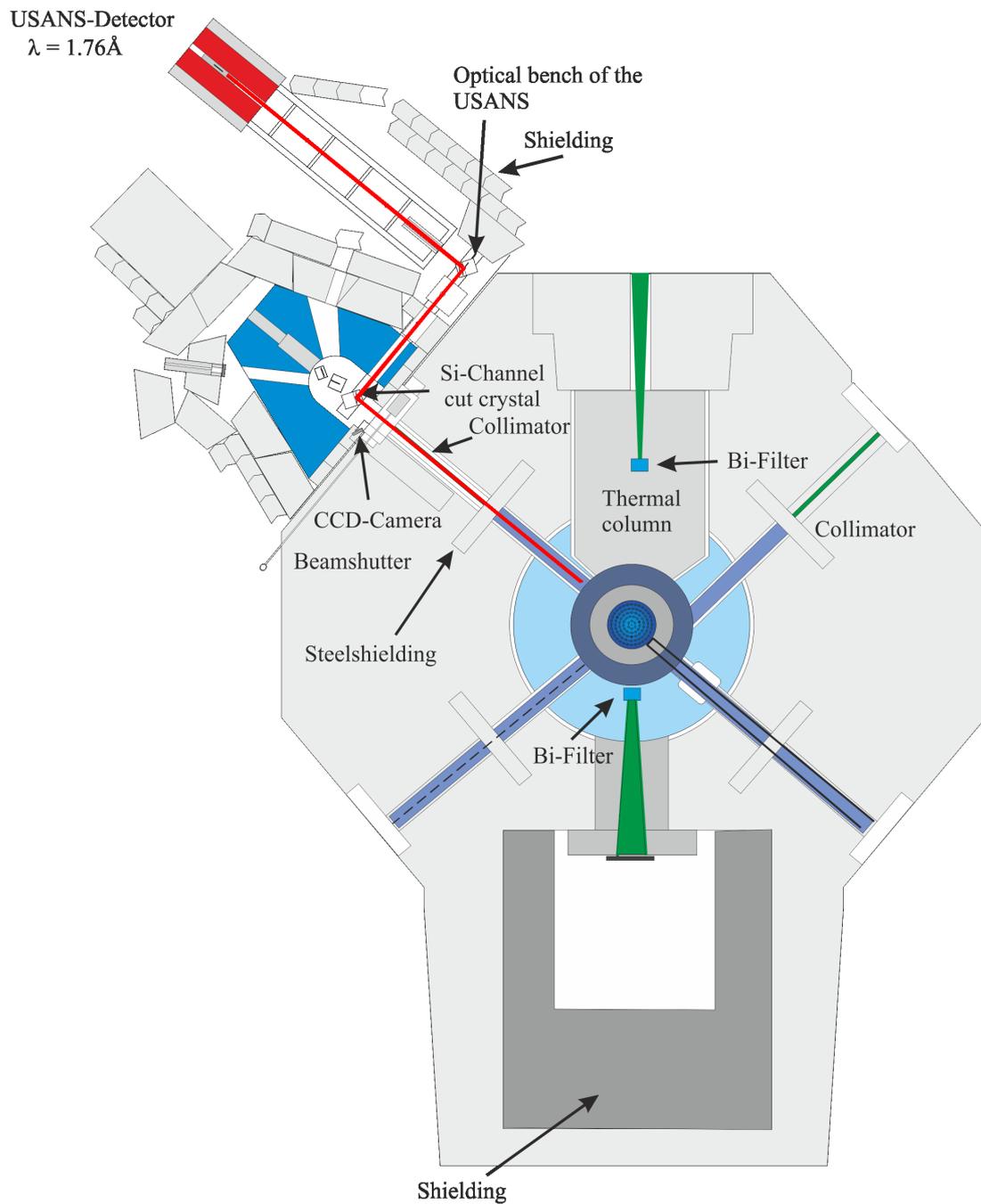


Abbildung 3.1: Querschnitt des TRIGA Mark-II Reaktors. Der Weg, welchen die Neutronen bei dem USANS-Experiment nehmen, ist rot eingezeichnet.

3 Versuchsaufbau

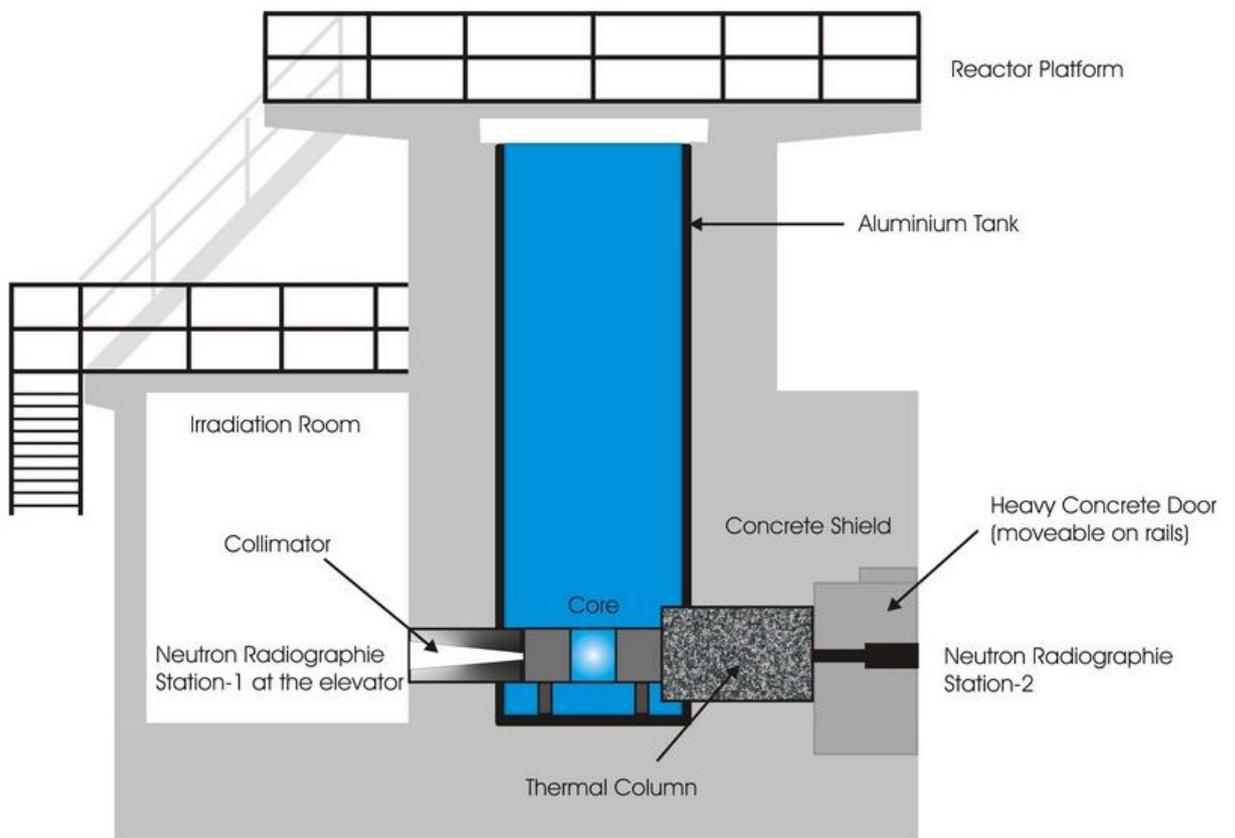


Abbildung 3.2: Längsschnitt des TRIGA Mark-II Reaktors.

3.2 Die USANS Anlage

Das thermische Neutronenspektrum, das durch die Moderation im Reaktor eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung aufweist, trifft auf den ersten Siliziumkristall, auch Monochromatorkristall genannt. Dieser befindet sich unmittelbar hinter dem Kollimator in der Betonabschirmung. Nur Neutronen mit der Wellenlänge $\lambda = 1,76\text{\AA}$ können diesen passieren, da der Strahl unter einem Winkel von 45° auf den Monochromatorkristall trifft.

Bei der Aufnahme einer Rockingkurve befindet sich keine Probe zwischen Monochromator- und Analysatorkristall, während bei den Gittervermessungen das Gitter an dieser Stelle positioniert wird.

Der nun monochromatische Neutronenstrahl trifft auf den Analysatorkristall, wobei der gewählte Winkel wieder 45° beträgt. Dieser befindet sich nach einer Neutronen-Flugstrecke von etwa 1,5 m außerhalb der Betonabschirmung. Ein schematischer Aufbau der Kleinwinkelstreuanlage ist in Abbildung 3.3 dargestellt [15].

Aufgrund der Welleneigenschaft der Neutronen tritt beim Auftreffen des Neutronenstrahls auf den Siliziumkristall konstruktive Interferenz auf, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt wird (siehe Abbildung 3.4 [15]):

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin\theta \quad (3.1)$$

- d Netzebenenabstand
- N_1, N_2, N_3 Netzebenen
- Θ Braggwinkel, Winkel zwischen Neutronenstrahl und Netzebenen

In diesem Versuchsaufbau wird die (331)-Ebene der Kristalle verwendet. Für Silizium beträgt $a = 0.543\text{nm}$, wodurch sich für Neutronen der Wellenlänge $\lambda = 1,76\text{\AA}$ der Bragg-Winkel $\Theta = 45^\circ$ ergibt. Die monochromatischen Neutronen werden von der Probe gestreut. Das dabei entstehende Streuspektrum wird durch Drehung des Analysatorkristalls nach dem Streuwinkel aufgelöst. Durch die jeweilige Stellung des Analysators werden Neutronen, die in einem bestimmten Winkel gestreut wurden, in den Detektor gebeugt. Der Monochromatorkristall wird während eines Messprozesses nicht bewegt.

Wie bereits in Kapitel 2.3 ausgeführt wurde, wird für beide Kristalle ein Dreifachreflex verwendet. Um zu verhindern, dass nur einfach gestreute Neutronen

3 Versuchsaufbau

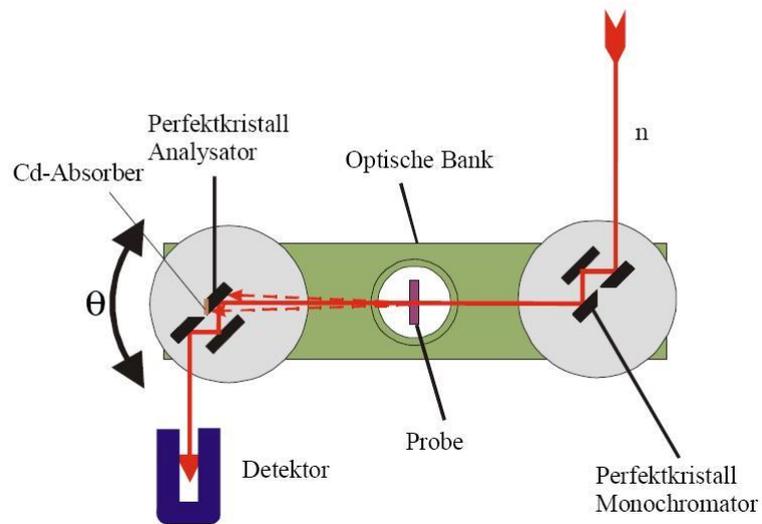


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Kleinwinkelstreuanlage.

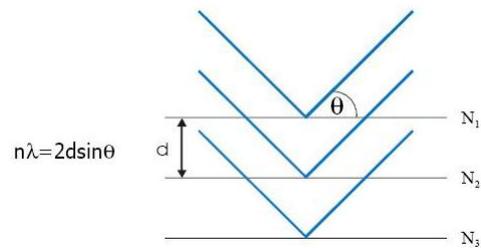


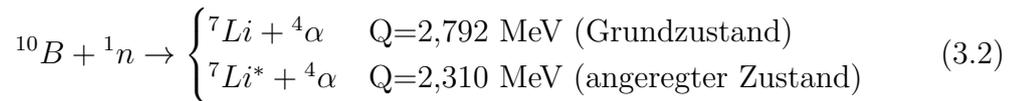
Abbildung 3.4: Zum Bragg-Gesetz.

in den Detektor gelangen, wird eine Seite des Kristalls mit einem Cadmiumblech abgedeckt. Für eine Leerkurve (auch Instrumentenkurve oder Rockingkurve genannt) ergibt sich ein theoretischer Totalreflexionsbereich von $\Delta\vartheta = 2,899\mu\text{rad}$. Ein Foto des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Der Weg, welchen die Neutronen nehmen, ist rot gekennzeichnet.

3.3 Neutronendetektion

Zur Detektion der gestreuten Neutronen wird ein Endfenster BF_3 -Zählrohr der Type Reuter Stokes RSN 108S-MG verwendet [15]. Es hat einen Durchmesser von 50 mm und eine Länge von 360 mm. Das Zählrohr befindet sich im Zentrum einer zylinderförmigen Paraffinabschirmung.

Das BF_3 -Zählrohr beruht auf dem Prinzip der Ionenvervielfachung [17]. Tritt ein langsames Neutron in das BF_3 -Gasgemisch ein, so kommt es zu folgender Kernreaktion:



Durch Neutroneneinfang zerfällt der Borkern in einen Lithium- und einen Heliumkern, wobei 94% aller Reaktionen in den angeregten Zustand führen. Dieser zerfällt nach einer Halbwertszeit von $\approx 10^{-13}$ Sekunden unter Aussendung eines 480 keV γ -Quants in den Grundzustand.

3 Versuchsaufbau

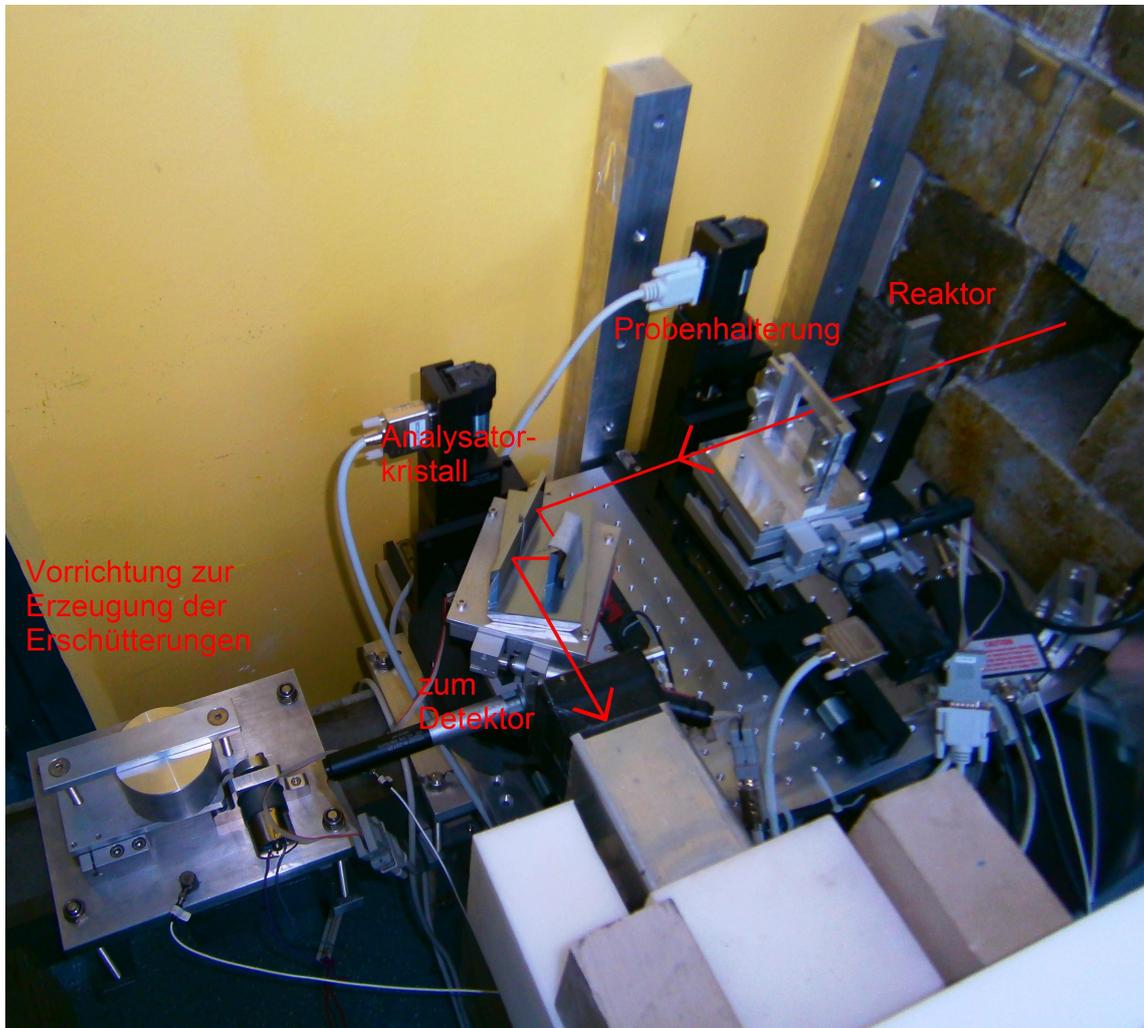


Abbildung 3.5: Foto des Versuchsaufbaus.

4 Justierung und erste Messungen

4.1 Die Aktoren

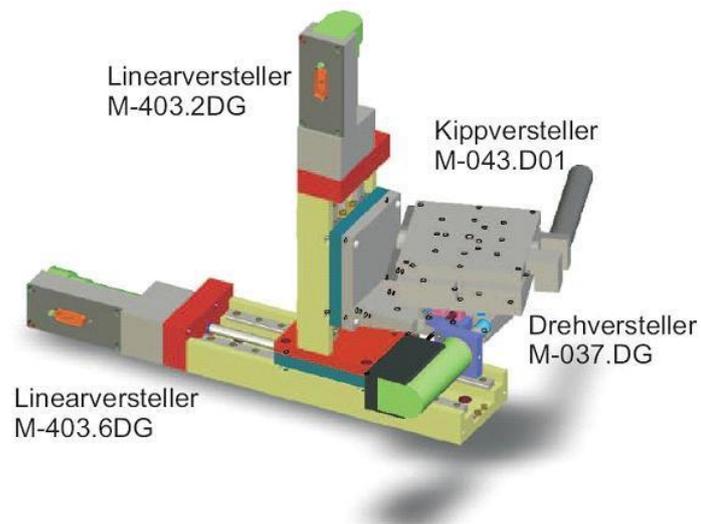
Die Positionen der Kristalle lassen sich horizontal und vertikal variieren, drehen und kippen. Für den Analysatorkristall ist auch eine Feinjustierung der Drehbewegung mittels Piezo möglich. Die Drehstellung des Kristalls wird zusätzlich mit einem Winkelmesser (RON) kontrolliert. Somit ergeben sich vier Freiheitsgrade. Die Ausrichtung von Monochromator- und Analysatorkristall ist so zu wählen, dass der Bragg-Reflex eine minimale Halbwertsbreite (einige μrad) und somit maximale Intensität aufweist. Diese feinen Einstellungen werden mit jeweils zwei Präzisions-Mikrostelltischen, mit einem Präzisionsdrehtisch und einem Präzisionskipptisch [18] realisiert. Die Steuerung dieser Motoren erfolgt entweder direkt über MAX (Measurement & Automation Explorer) oder über das LabVIEW Programm Shortcut to Analysator_neu.vi. Die Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Aktoren und deren Eigenschaften. Eine schematische Darstellung der Komponenten ist in Abbildung 4.1 zu sehen [18].

4.2 Genaue Vorgehensweise bei der Justierung

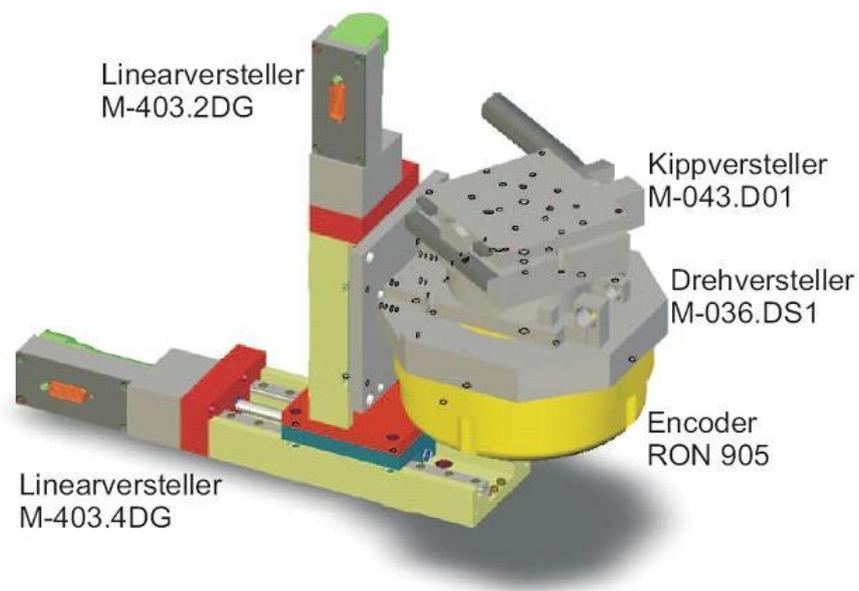
Um eine maximale Zählrate zu erhalten, müssen sowohl Monochromator- als auch Analysatorkristall in Bragg-Stellung gebracht werden. Da der Monochromator bereits justiert war, musste nur mehr der Analysator in die entsprechende Position gebracht werden. Für die Bestimmung der horizontalen und der vertikalen Position genügt die Kontrolle mit einem Lineal.

Wesentlich aufwendiger ist es, die optimale Dreh- und Kippposition zu finden. Hierzu ist es sehr hilfreich, das Zählrohr aus dem Detektor zu entfernen und einen Laser hinter der Paraffinabschirmung zu positionieren. Der Laserstrahl soll nun mittig durch den Detektor hindurchlaufen, am Analysatorkristall abgelenkt werden und auf den Monochromator innerhalb der Abschirmung treffen, also den genau entgegengesetzten Weg wie die Neutronen nehmen.

4 Justierung und erste Messungen



(a) Monochromator



(b) Analysator

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Komponenten für Monochromator (a) und Analysator (b). Der Piezoantrieb zur Feinwinkeinstellung ist in (b) nicht eingezeichnet (Zeichnung zur Verfügung gestellt von Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG).

4 Justierung und erste Messungen

Tabelle 4.1: Aktoren zur Bewegung des Monochromator- und Analysatorkristalls und deren wichtigsten Eigenschaften.

	Funktion	Gesamtbereich	Umrechnung
Monochromator			
M-403.6DG	horizontal	150mm	1 mm \cong 56889 cts
M-403.2DG	vertikal	50mm	1 mm \cong 56889 cts
M-037.DG	Drehung	360°	1° \cong 29642 cts
M-043.D01	Kippung	14°	1° \cong 76020 cts
Analysator			
M-403.4DG	horizontal	100mm	1 mm \cong 56889 cts
M-403.2DG	vertikal	50mm	1 mm \cong 56889 cts
M-036.DS1	Drehung	360°	1° \cong 283116 cts
M-043.D01	Kippung	14°	1° \cong 76020 cts

Ist dies erreicht, so wird das Zählrohr wieder eingebaut. Durch abwechselndes Drehen und Kippen wird nun die optimale Position gesucht.

Aufgabe der Diplomarbeit war es, eine schwingungsdämpfende Platte in den Versuchsaufbau zu integrieren. Dafür musste der Analysatorkristall mit seinen Schrittmotoren abmontiert werden. Neben der Justierung mittels Laserstrahls war es insbesondere hilfreich, vor dem Umbau genau Maß zu nehmen und nachher den Kristall wieder auf dieselbe Position zu stellen. Wichtig waren vor allem die Abstände der Kristallplatte zu der Reaktorwand (siehe Abbildung 4.2). So konnte man beim darauffolgenden Wiederaufbau sicherstellen, dass der Kristall mit nur geringer Abweichung wieder in die 45°-Stellung gebracht wird. Für das abwechselnde Drehen und Kippen des Analysators ist folgende Vorgehensweise zielführend: Hat man durch sorgfältiges Abmessen und durch Überprüfung mit Hilfe des Laserstrahls sichergestellt, dass sich der Kristall in der richtigen Position befindet, so genügt es, den Analysator $\pm 1^\circ$ zu drehen. Eine Drehung von $\pm 1^\circ$ entsprechen ± 300.000 Motor-Schritte.

Durchgeführt wurden diese Messungen mit dem LabVIEW gesteuerten Programm `dc_motor.vi` [19]. Als Schrittgeschwindigkeit wurden 100 steps/sec gewählt. Bei einer höheren Geschwindigkeit besteht die Gefahr, dass der Motor den Bereich, in dem sich der Peak befindet, zu schnell abfährt und dieser nicht registriert werden kann. Weiters eignet es sich, die Zählraten, die über ein Zeitintervall von 10 Sekunden aufgenommen werden, in einen Messpunkt abzuspeichern. So erkennt man bereits bei einem noch sehr schlecht eingestellten

4 Justierung und erste Messungen

Kippwinkel ein Signal, das sich nur geringfügig über dem Untergrund befindet, da sämtliche Untergrundsignale über 10 Sekunden gemittelt werden.

Zeigt das Messergebnis jedoch keinen deutlichen Anstieg in einem Punkt, so muss der Analysatorkristall um $0,2^\circ$ weitergekippt werden und die Messung nochmals durchgeführt werden.

In Abbildung 4.3 ist das Ergebnis der Suche bei zwei verschiedenen Kippwinkeln dargestellt. In Teil (a) wurde der Kristall auf die Position $-0,6^\circ$ gekippt und Teil (b) zeigt die Neutronenzählrate bei $-0,3^\circ$. Die optimale Einstellung befand sich schließlich bei $+0,34^\circ$. Das heißt, obwohl der Kristall noch sehr schlecht justiert war (beinahe ein Grad Abweichung), erhält man bei einem Kippwinkel von $-0,3^\circ$ und bei einem Drehwinkel von $0,35^\circ$ eine Neutronenzählrate, welche sich bereits geringfügig vom Untergrund (2,67 Neutronen/10 Sekunden) unterscheidet. In Teil (b) von Abbildung 4.3 ist der Peak eindeutig, trotz der geringen Zählrate von 1,6 Neutronen/s.

Rockingkurven (=Leerkurven, d.h. es befindet sich keine Probe in der Halterung zwischen Monochromator und Analysator) bei verschiedenen Kippwinkeln sind in Abbildung 4.4 zu sehen. Es lässt sich sofort erkennen, wie empfindlich sich der Kippwinkel auf die Neutronenzählrate auswirkt. Die aufgenommenen Messdaten wurden mit einer Gauß-Funktion gefittet. Die dazugehörigen maximalen Zählraten und Halbwertsbreiten sind der Tabelle 4.2 zu entnehmen.

4 Justierung und erste Messungen

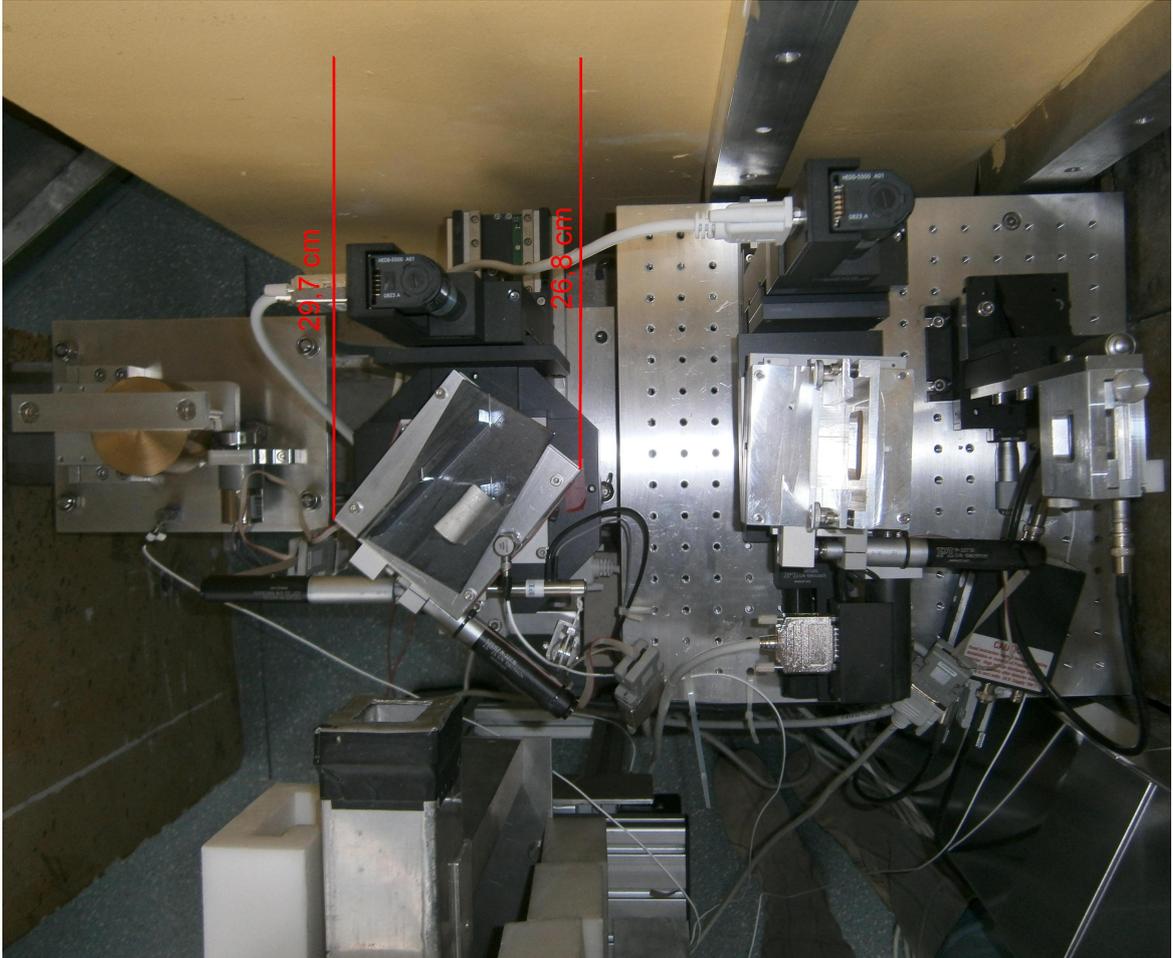


Abbildung 4.2: Foto des Versuchsaufbaus. Die Abstände des Analysatorkristalls zur Reaktorwand sind rot eingezeichnet.

4 Justierung und erste Messungen

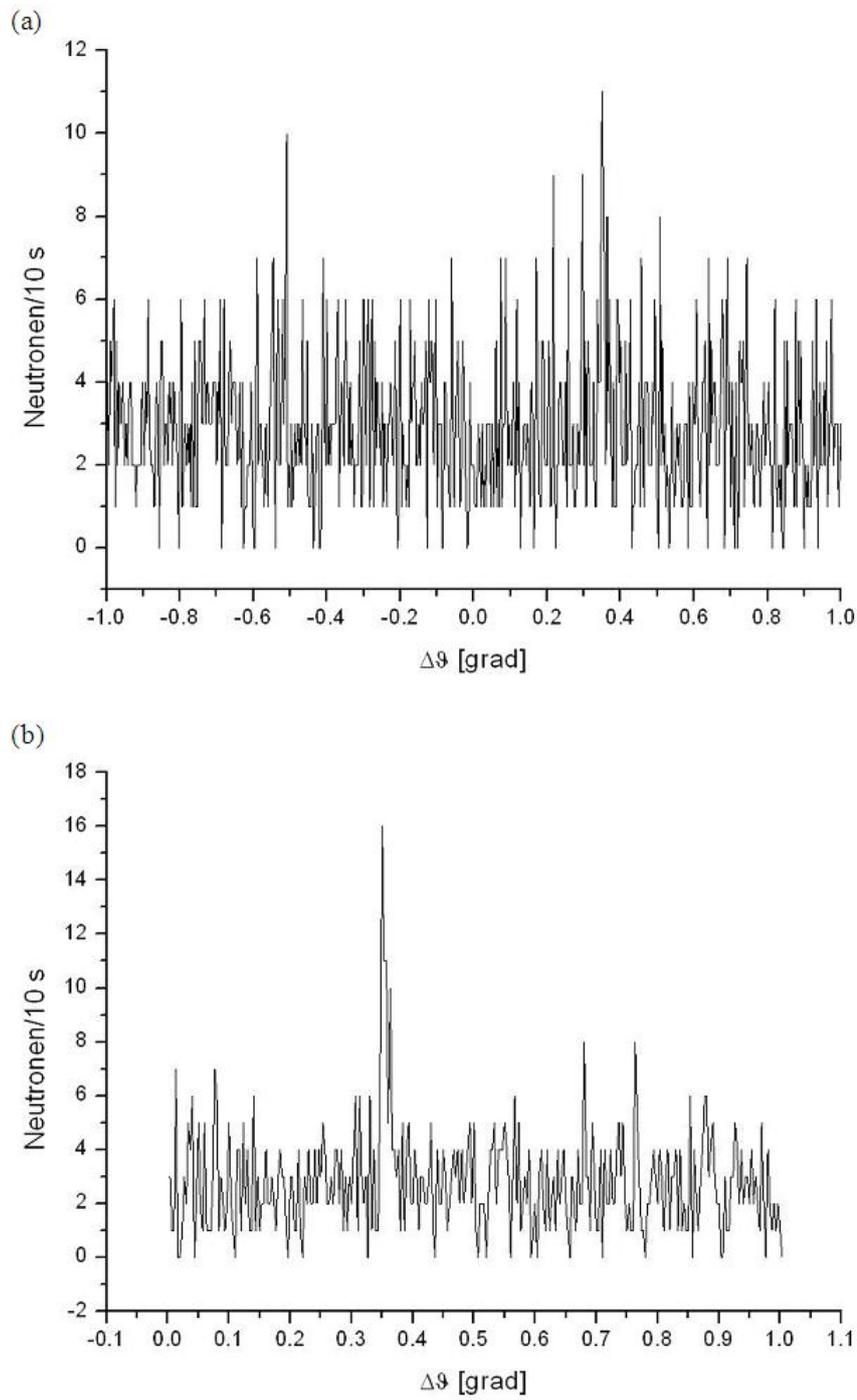


Abbildung 4.3: Justierung des Analysatorkristalls.

4 Justierung und erste Messungen

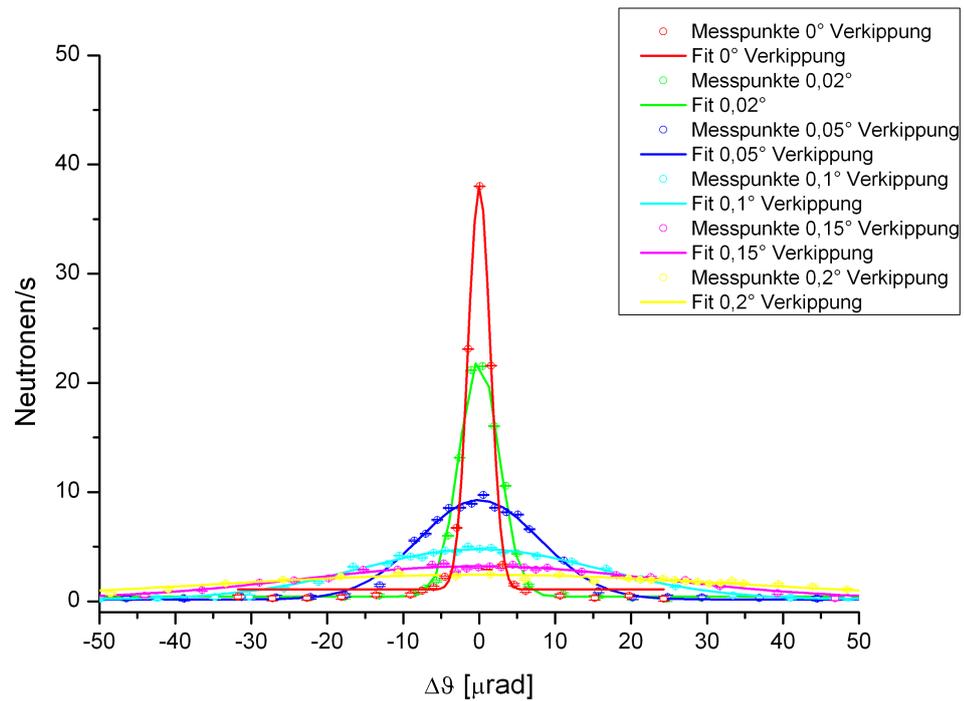


Abbildung 4.4: Rockingkurven bei verschiedenen Kippwinkeln.

Tabelle 4.2: Zählraten und Halbwertsbreiten bei verschiedenen Kippwinkeln.

Kippwinkel	maximale Zählrate [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]
0°	38,00	3,41
0,02°	22,14	6,13
0,05°	9,27	18,74
0,1°	4,77	37,38
0,15°	3,21	55,79
0,2 °	2,43	84,71

4.3 Zylinderbrechung an Kupferdrähten

Der Brechungsindex für Neutronen ist analog zur Lichtoptik definiert als das Verhältnis der Geschwindigkeit im Medium und der Geschwindigkeit im Vakuum [7]. Betrachtet man ebene Wellen, so gilt

$$\psi(\mathbf{r}) = \begin{cases} \sum A \cdot \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}) & \text{innerhalb von V} \\ \sum A \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) & \text{außerhalb von V.} \end{cases} \quad (4.1)$$

Die Energie der einfallenden Neutronen ist durch den Betrag der Wellenvektoren gegeben,

$$E = \frac{(\hbar K)^2}{2m_n} + V_F = \frac{(\hbar k)^2}{2m_n}. \quad (4.2)$$

Der Brechungsindex n kann somit aufgrund der de Broglie-Relation $p = \hbar k = mv$ zu folgendem Ausdruck umgeformt werden,

$$n = \frac{v}{v_0} = \frac{K}{k} = \sqrt{1 - \frac{V_F}{E}} = \sqrt{1 - \xi}. \quad (4.3)$$

Für $\frac{V_F}{E} \ll 1$ gilt weiters

$$n \approx 1 - \frac{V_F}{2E} \quad (4.4)$$

Beim Potential V_F handelt es sich wieder um das Fermi Pseudopotential,

$$V_F = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N b_c. \quad (4.5)$$

Mit diesem Ausdruck für V_F erhält man

$$\xi = \frac{V_F}{E} = \frac{4\pi}{k^2} N b_c = \frac{\lambda^2}{\pi} N b_c. \quad (4.6)$$

Häufig wird ξ auch in der Form

$$\xi = \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \quad (4.7)$$

dargestellt, wobei

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{\pi}{N b_c}} \quad (4.8)$$

4 Justierung und erste Messungen

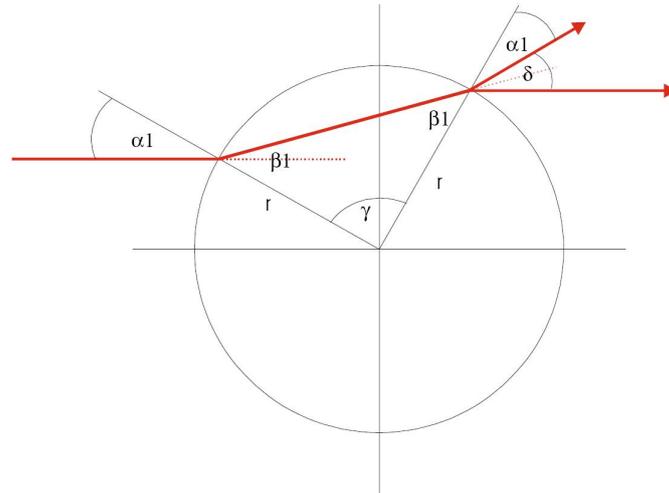


Abbildung 4.5: Zur Zylinderbrechung.

als Grenzwellenlänge oder kritische Wellenlänge bezeichnet wird.

Im Allgemeinen ist n eine komplexe Größe, wobei der Imaginärteil die Absorption beschreibt und nur der Realteil zum Phasenschub beiträgt. Die Neutronenwelle besitzt in der Materie eine veränderte Wellenlänge λ' , wodurch nach dem Austritt aus dem Medium dieser Phasenschub entsteht [20].

Da für Neutronen $n < 1$ ist, erfolgt die Brechung zum Lot und nicht wie in der Lichtoptik vom Lot.

Wie auch in der geometrischen Optik in der klassischen Physik, kann man nun Gesetze für Reflexion und Brechung an ebenen Grenzflächen angeben. Beim kreisförmigen Querschnitt eines Zylinders erhält man folgende Formel für den Brechungswinkel θ [21]:

$$\theta(\alpha) = 2 \left(\arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{n} \right) - \alpha \right). \quad (4.9)$$

Mit (siehe Abbildung 4.5)

$$\sin \alpha = \frac{a}{r} \quad \Leftrightarrow \quad \alpha = \arcsin \left(\frac{a}{r} \right) \quad (4.10)$$

erhält man den Brechungswinkel θ als Funktion des Normalabstandes a von der Zylinderachse,

$$\theta(a) = 2 \left(\arcsin \left(\frac{a}{nr} \right) - \arcsin \left(\frac{a}{r} \right) \right). \quad (4.11)$$

4 Justierung und erste Messungen

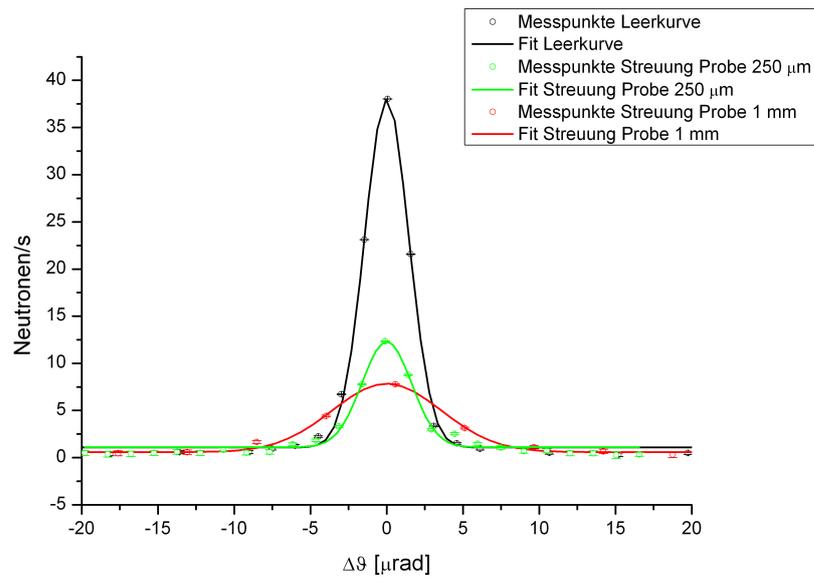


Abbildung 4.6: Streukurven von zwei verschiedenen Proben verglichen mit einer Leerkurve.

Vermessen wurden zwei verschiedene Streuproben: Das erste Objekt besteht aus Kupferdrähten mit $250 \mu\text{m}$ Durchmesser und das zweite weist einen Durchmesser von 1 mm auf. Diese wurden vertikal zwischen Monochromator- und Analysatorkristall positioniert. Abbildung 4.6 zeigt eine Leerkurve und die Streukurven der zwei Proben. In Tabelle 4.3 sind die dazugehörigen Zählraten und Halbwertsbreiten aufgelistet. Die kleineren Peakintensitäten bei den Streukurven sind direkt auf den Brechungseffekt zurückzuführen.

Tabelle 4.3: Zählraten und Halbwertsbreiten bei Streukurven.

	maximale Zählrate [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]
Leerkurve	38,00	3,41
Streuung $250 \mu\text{m}$	12,29	3,84
Streuung 1 mm	7,84	8,45

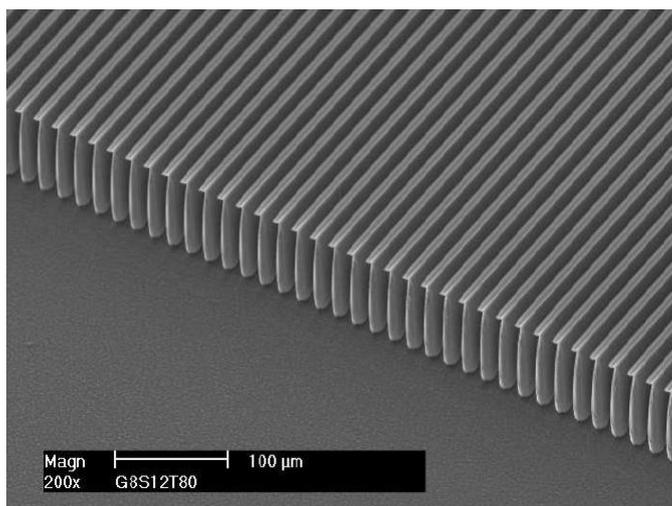


Abbildung 4.7: Probe G8S12T80: Periodisches Gitter.

4.4 Gittermessungen

Periodische Gitter mit bekannter Geometrie eignen sich zur Überprüfung der Wellenlänge der Neutronen [20].

Das Gitter wird mittig zwischen Monochromator- und Analysatorkristall in den Neutronenstrahl positioniert. Das Gitterprofil kann in der Ebene senkrecht zum Neutronenstrahl verdreht werden.

Die Proben bestehen, so wie auch Monochromator und Analysator, aus einem Silizium-Einkristall. Diese Einkristalle werden mittels reaktivem Ionenätzen (Reactive Ion Etching, RIE) zu periodischen Gittern geformt (siehe Abbildungen 4.7 und 4.8 [4], [22], [23]). In Abbildung 4.8 ist das strukturierte Areal von $22 \times 22 \text{ mm}^2$ klar zu erkennen. Der übrig gebliebene Siliziumrand wird mit einer Cd-Blende abgedeckt und in einer Halterung positioniert.

Die Interferenzmuster verschiedener Gitter sind in den Abbildungen 4.9 bis 4.11 dargestellt; deren Kenngrößen sind der Tabelle 4.4 zu entnehmen. Die Messdaten wurden mit einer Funktion der Form

$$R(\theta) = I_0 \sum_{i=1}^n \left[A_i \Lambda \left(\frac{\theta - \theta_i}{\tau} \right) + A_0 \mathcal{N}(\theta_i, \sigma_0^2) \right] + I_B \quad (4.12)$$

4 Justierung und erste Messungen

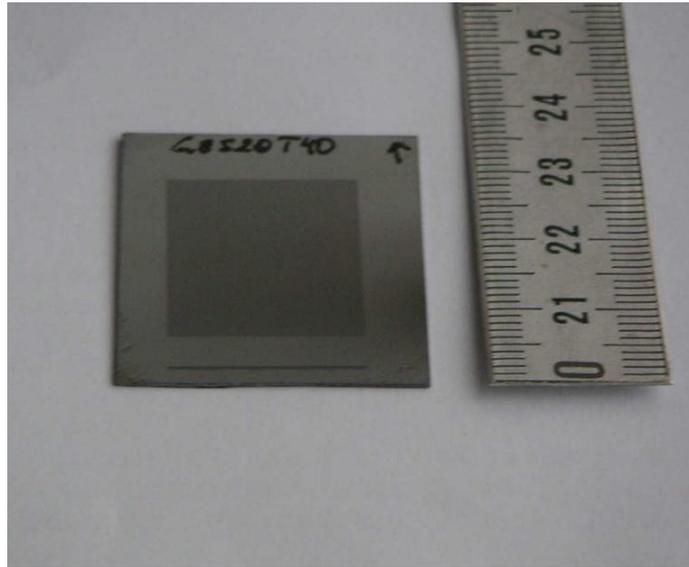


Abbildung 4.8: Fertig geätzte Probe.

Tabelle 4.4: Kenngrößen der Gitter in μm .

Bezeichnung	Periode	Graben	Steg	Tiefe
G8S8T40	16	8	8	40
G8S12T60	20	8	12	60
G8S4T60	12	8	4	60

gefittet [24]. Λ bezeichnet dabei die Dreiecksfunktion mit dem Zentrum θ_i und der Breite τ , $\mathcal{N}(\theta_i, \sigma_0^2)$ die Gaußfunktion mit dem Zentrum θ_i und der Breite σ_0 und I_B den Untergrund. Summiert wir über die Anzahl der sichtbaren Maxima n .

Aus den Abständen der Maxima lässt sich mit Gleichung (4.13)

$$\lambda = \frac{dx \cdot \text{Periode}}{100} \quad (4.13)$$

die Wellenlänge berechnen, wobei λ die Wellenlänge der Neutronen in [\AA] und dx der Abstand der Maxima in [μrad] ist.

Die Ergebnisse der drei abgebildeten Gitter sind in Tabelle 4.5 aufgelistet.

4 Justierung und erste Messungen

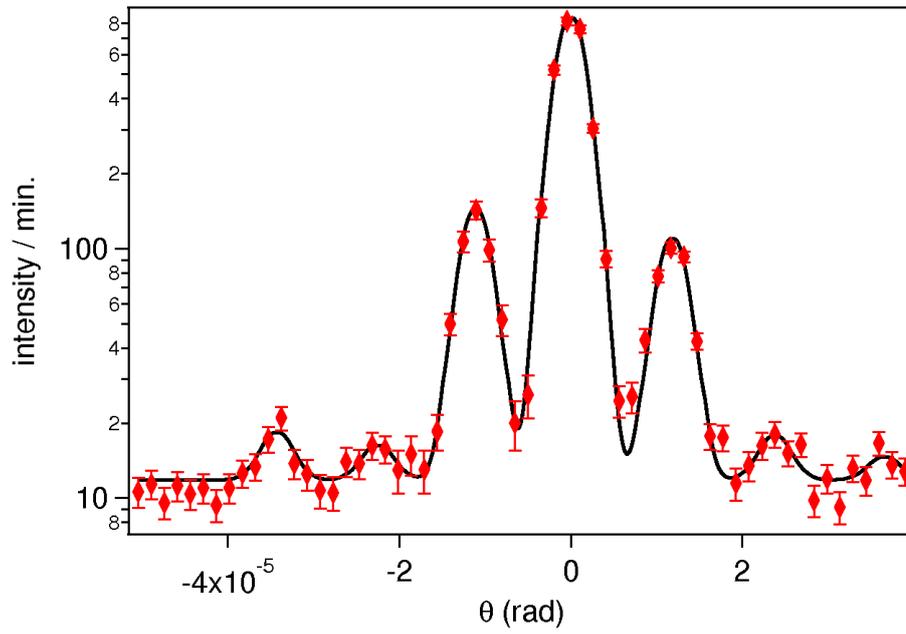


Abbildung 4.9: Gitter G8S8T40.

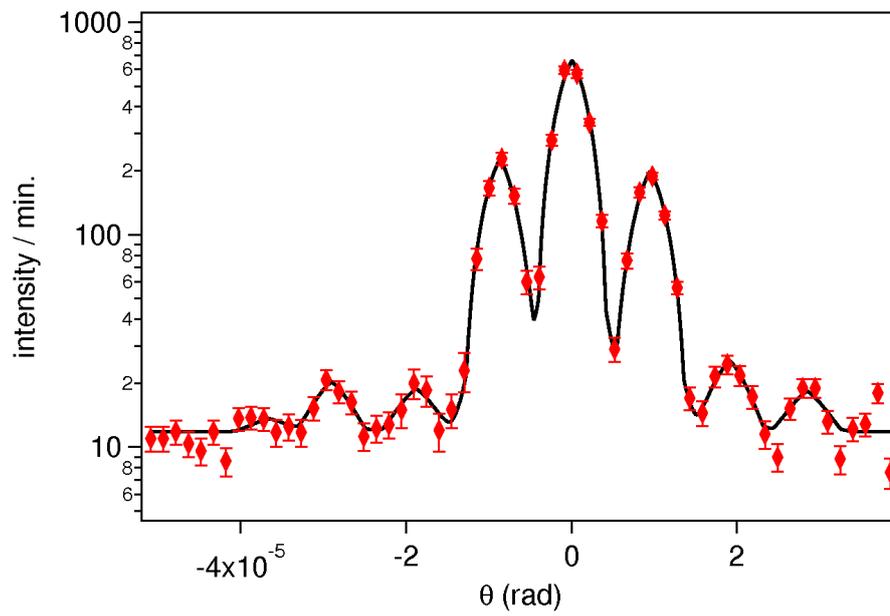


Abbildung 4.10: Gitter G8S12T60.

4 Justierung und erste Messungen

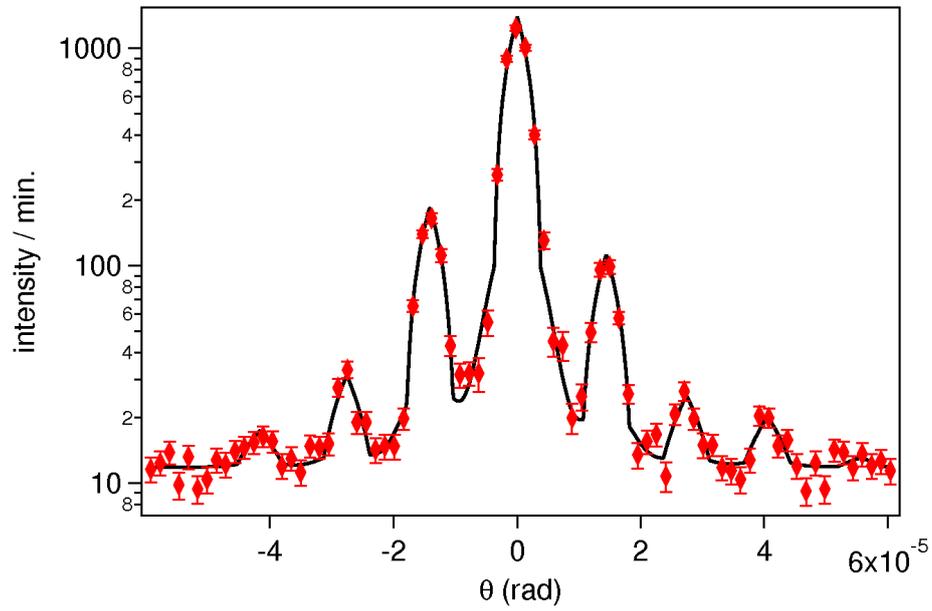


Abbildung 4.11: Gitter G8S4T60.

Tabelle 4.5: Ergebnisse der Gittermessungen.

Gitter	Abstände der Maxima [μrad]		Wellenlänge [\AA]	
	dx	σ_{dx}	λ	σ_λ
G8S8T40	11,71	0,33	1,87	0,05
G8S12T60	9,44	0,37	1,89	0,07
G8S4T60	13,75	0,38	1,65	0,05

5 Messungen bei äußerer Störung

5.1 Motivation

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, muss der Analysatorkristall mit Hilfe der Aktoren in Bragg-Stellung gebracht werden, um Messungen durchführen zu können. Durch geringe Abweichungen von der optimalen Position lassen sich keine sinnvollen Ergebnisse mehr erhalten.

Bereits schwache Erschütterungen in der Reaktorhalle (große Besuchergruppen, Inbetriebnahme des Krans, Störeinflüsse von Nachbarexperimenten) können eine Messung an der USANS Anlage beeinflussen.

Daher erscheint es als sehr wichtig, Störeinflüsse zu analysieren und den experimentellen Aufbau vor solchen Erschütterungen zu schützen.

5.2 Gezielte Anregung von Schwingungen

Um eine Aussage darüber machen zu können, wie sich der Versuchsaufbau bei äußeren Störungen verhält, muss es eine Möglichkeit geben, gezielt Schwingungen auf das Experiment zu übertragen. Dies wurde mit der Vorrichtung bewerkstelligt, welche in Abbildung 5.1 zu sehen ist.

Sie besteht aus einem Drehmotor, an welchem Spannungen zwischen 2 und 12 Volt angelegt werden können. Bei jeder Umdrehung wird durch den Motor ein Gewicht angehoben und auf eine Platte fallen gelassen, wodurch eine periodische Störung erfolgt. Dabei entspricht die Anzahl der Umdrehungen pro Minute der dreifachen angelegten Spannung in Volt, also bei 2 Volt angelegter Spannung kommt es zu sechs Schwingungsanregungen pro Minute, bei 3 Volt zu neun, und so weiter.

Zur Verfügung standen zwei zylinderförmige Gewichte mit einem Radius von 4 cm und einer Höhe von 5 cm. Das leichtere besteht aus Aluminium ($\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$) mit einer Masse von $\approx 680 \text{ g}$ und das schwerere Gewicht besteht aus Messing ($\rho = 8,2 \text{ g/cm}^3$) und weist eine Masse von $\approx 2060 \text{ g}$ auf.

5.3 Leerkurven

In den Abbildungen 5.2 und 5.3 sind Leerkurven bei unterschiedlichen Umdrehungen des Motors dargestellt. Man erkennt deutlich, dass durch das Einbringen von Schwingungen der Versuchsaufbau gestört wird und keine zuverlässigen Messungen mehr möglich sind. Es lässt sich weiters erkennen, dass bei der Verwendung des schweren Gewichts die Auswirkungen größer sind als bei Verwendung des leichten Gewichts.

Anzumerken ist, dass nach jeder Messung der Analysator nachjustiert wurde, damit für jede Messung die gleichen Anfangsbedingungen gelten. Dies war notwendig, da sich durch das Klopfen die Position des Kristalls deutlich verschlechtert.

Durch die periodische Störung kommt es zu mehreren Effekten: einerseits werden die Leerkurven mit steigender Drehzahl des Motors kleiner und die Halbwertsbreite dementsprechend größer (siehe Tabellen 5.1 und 5.2) und andererseits kann es auch zu einer Verschiebung des Mittelpunkts kommen. Die Aktoren werden durch die Erschütterung bei ihrer Bewegung gestört und können keine konstante Schrittweite mehr halten. Eine Reproduzierbarkeit der Messungen ist nicht gegeben!

Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen den Zusammenhang zwischen angelegter Motorspannung und Peakhöhe. Es ist zu erkennen, dass die Neutronenintensität proportional zur ansteigenden Umdrehungszahl des Motors abnimmt. Die Abnahme, also die Steigung der linearen Fitgerade, ist beim Messinggewicht deutlich stärker als beim leichteren Aluminiumgewicht.

5 Messungen bei äußerer Störung

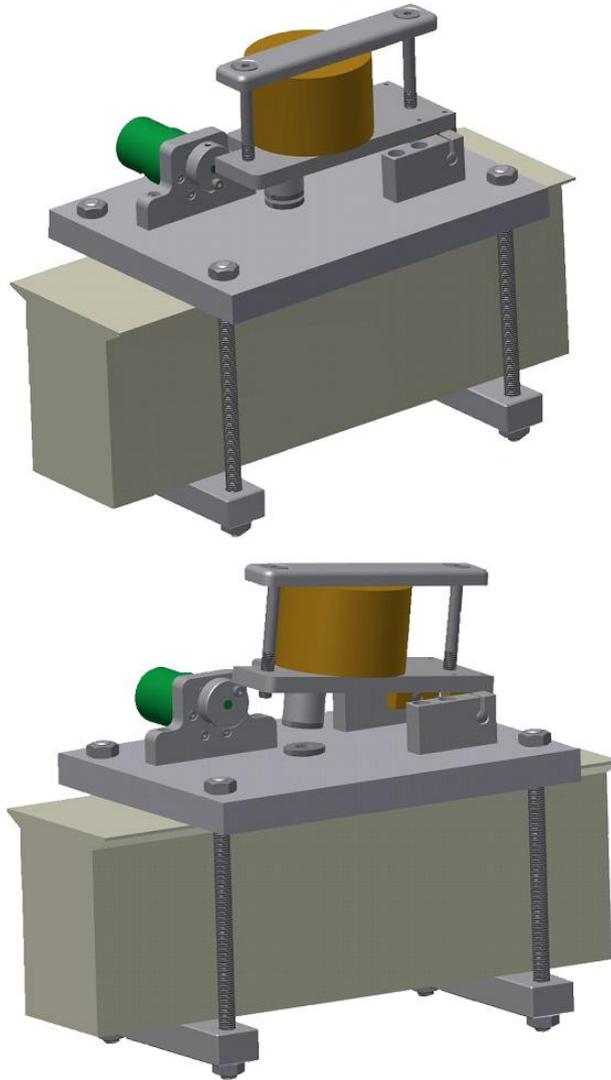


Abbildung 5.1: Vorrichtung, mit deren Hilfe äußere Störungen erzeugt werden können.

5 Messungen bei äußerer Störung

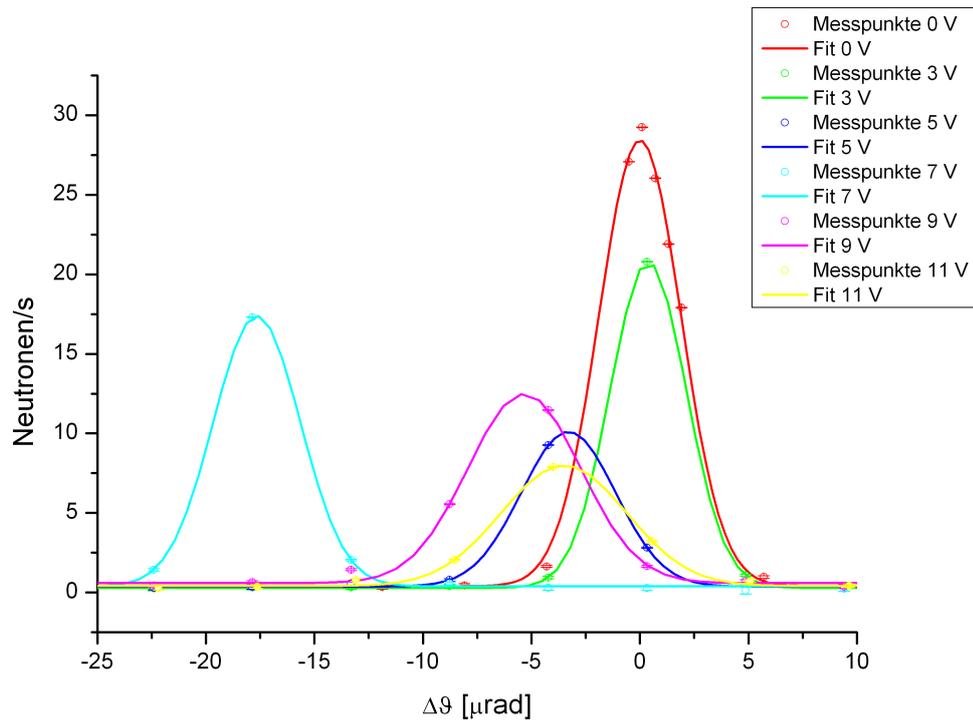


Abbildung 5.2: Leerkurven, Aluminiumgewicht.

Tabelle 5.1: Leerkurven, Aluminiumgewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	28,42	4,46	0
3	20,79	4,13	0,38
5	10,10	5,12	-3,30
7	17,39	4,73	-17,65
9	12,49	6,12	-5,33
11	7,99	6,79	-3,51

5 Messungen bei äußerer Störung

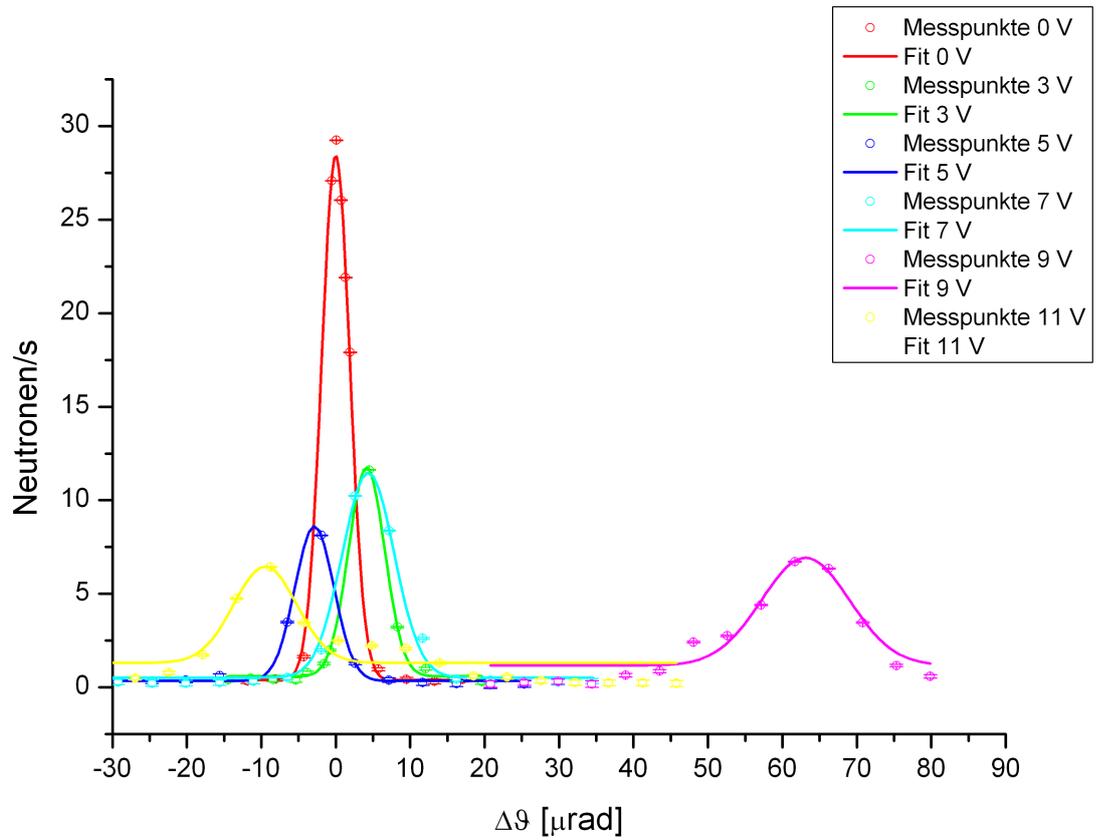


Abbildung 5.3: Leerkurven, Messinggewicht.

Tabelle 5.2: Leerkurven, Messinggewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	28,42	4,46	0
3	11,72	5,74	4,15
5	8,60	6,16	-2,87
7	11,46	8,22	4,37
9	6,92	13,95	63,10
11	6,47	9,94	-9,48

5 Messungen bei äußerer Störung

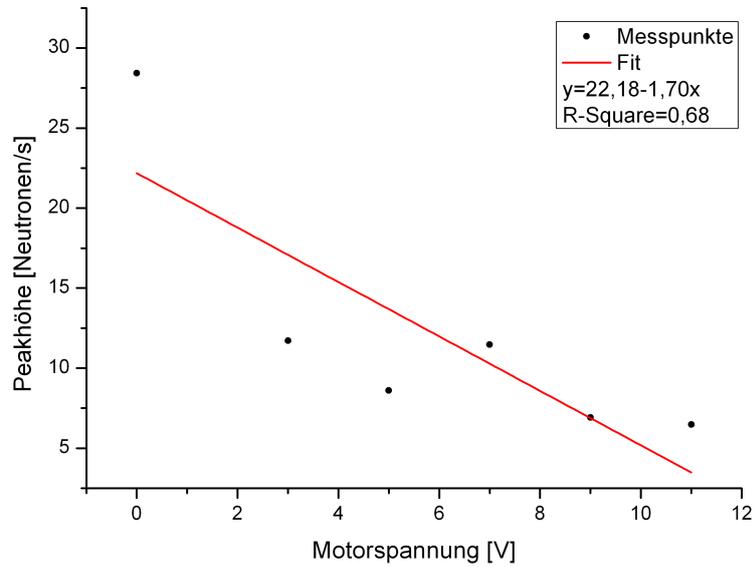


Abbildung 5.4: Peakhöhe zu angelegter Motorspannung, Aluminiumgewicht.

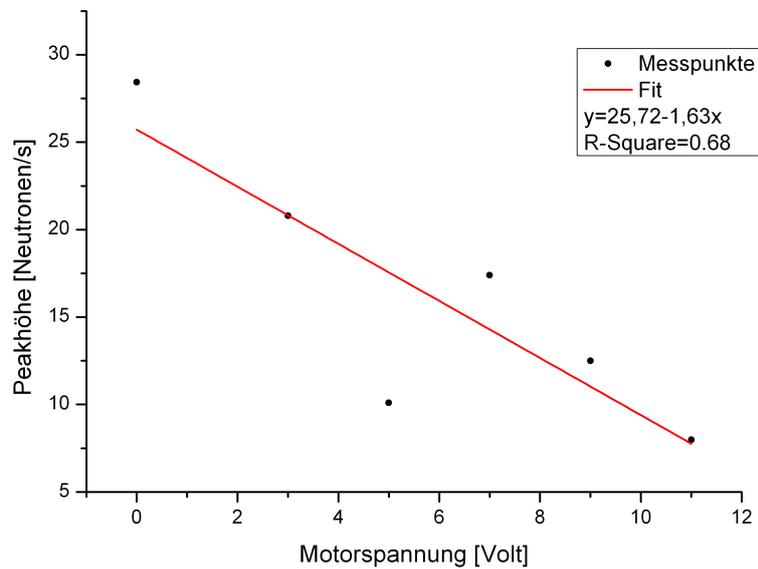


Abbildung 5.5: Peakhöhe zu angelegter Motorspannung, Messinggewicht.

5.4 Zylinderbrechung

Ebenso wurden die Zylinderbrechung-Messungen unter dem Einfluss der periodischen Störung durchgeführt (siehe Abbildungen 5.6 bis 5.9 und Tabellen 5.3 bis 5.6). Verwendet wurden wieder die 250 μm - und die 1 mm-Probe.

Die Abbildung 5.6 zeigt Kurven, welche durch Neutronenstreuung an der 250 μm -Probe entstehen. Die Peakintensität sinkt mit zunehmender Erschütterungsfrequenz von 12,29 Neutronen/Sekunde auf 8,43 Neutronen/Sekunde ab. Insbesondere bei der 5 V Messung ist die relative Verschiebung sehr ausgeprägt und beträgt 24,98 μrad .

Abbildung 5.7 zeigt das Verhalten der Streukurven bei Verwendung der 250 μm -Probe und des schweren Gewichts. Die Abnahme der Peakintensität ist deutlich stärker. Bei einer Einstellung des Drehmotors auf 10 Volt ist die Kurve bereits zu stark verändert, sodass kein Gauß-Fit mehr möglich ist.

Die Messungen mit der 1mm-Probe sind in den Abbildungen 5.8 und 5.9 zu sehen. Diese verhalten sich, verglichen mit den Messungen der 250 μm -Probe, stabiler. Das Aluminiumgewicht verursacht einen Intensitätsabfall von 7,84 Neutronen/Sekunde auf 6,27 Neutronen/Sekunde und das Messinggewicht bewirkt einen Rückgang des Peaks auf 3,2 Neutronen/Sekunde.

Die Abweichungen der Kurven entlang der x-Achse sind insbesondere in Abbildung 5.9 sehr ausgeprägt. Sie betragen bis zu 38,87 μrad .

5 Messungen bei äußerer Störung

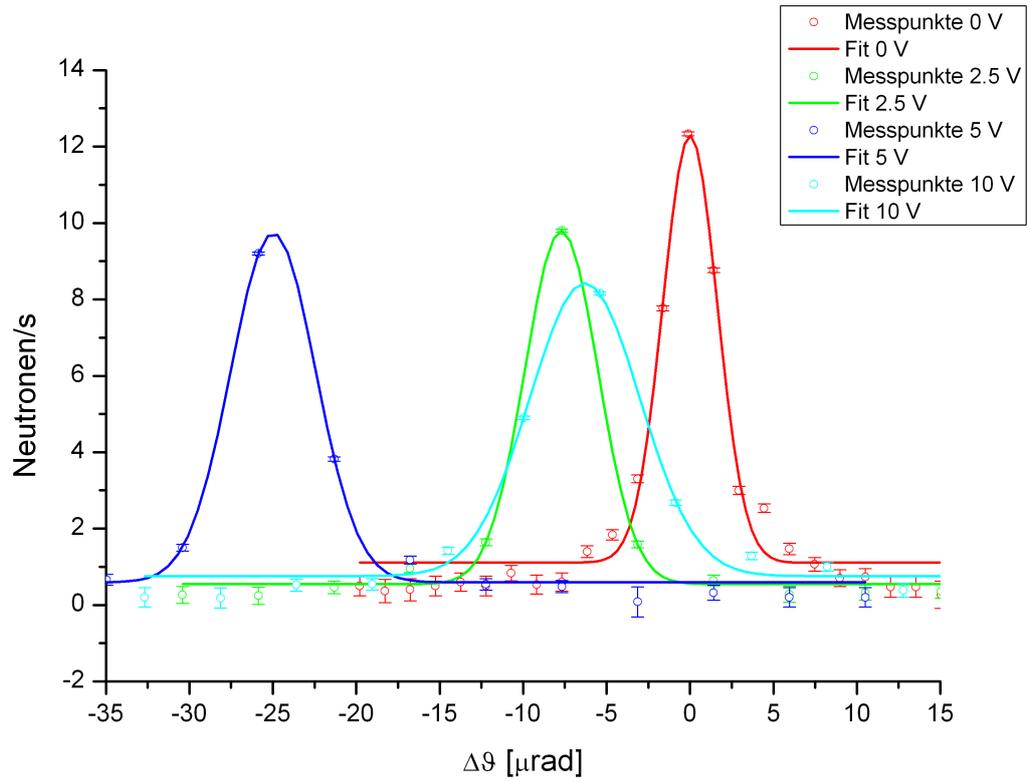


Abbildung 5.6: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, Aluminiumgewicht.

Tabelle 5.3: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, leichtes Gewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	12,29	3,84	0
2,5	9,80	5,15	-7,71
5	9,73	5,99	-24,98
10	8,43	7,78	-6,3

5 Messungen bei äußerer Störung

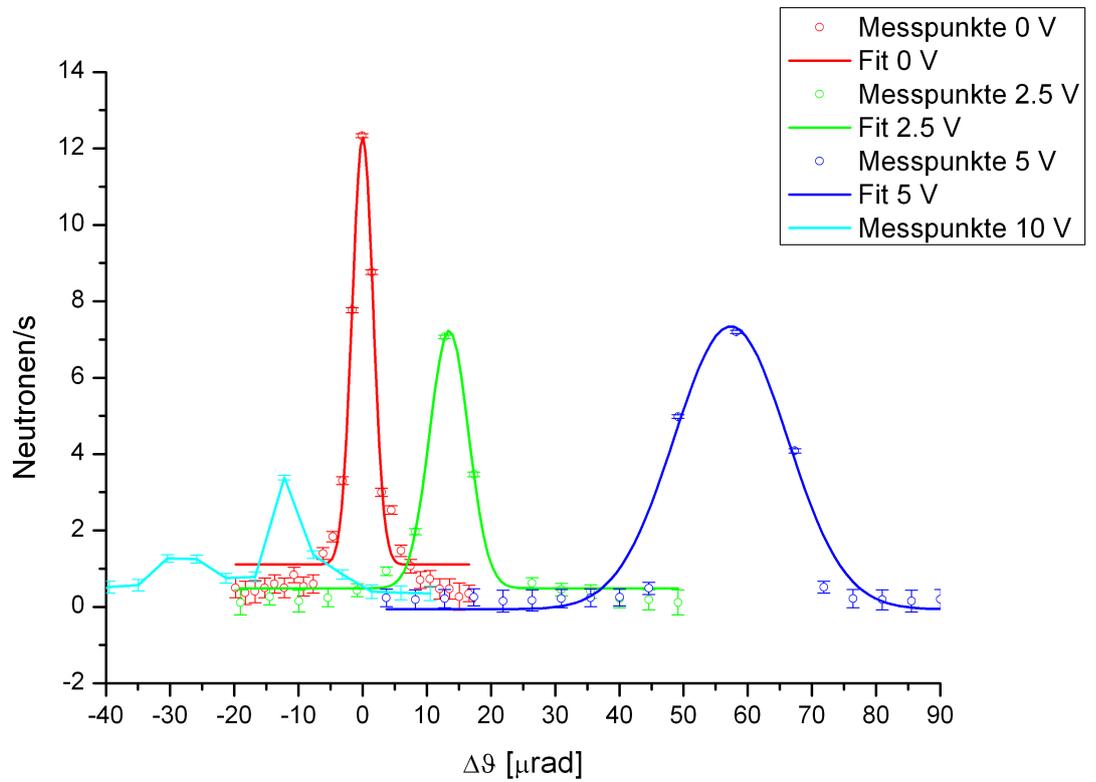


Abbildung 5.7: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, Messinggewicht.

Tabelle 5.4: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe, schweres Gewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	12,29	3,84	0
2,5	7,24	7,10	13,47
5	7,34	20,76	57,36
10			

5 Messungen bei äußerer Störung

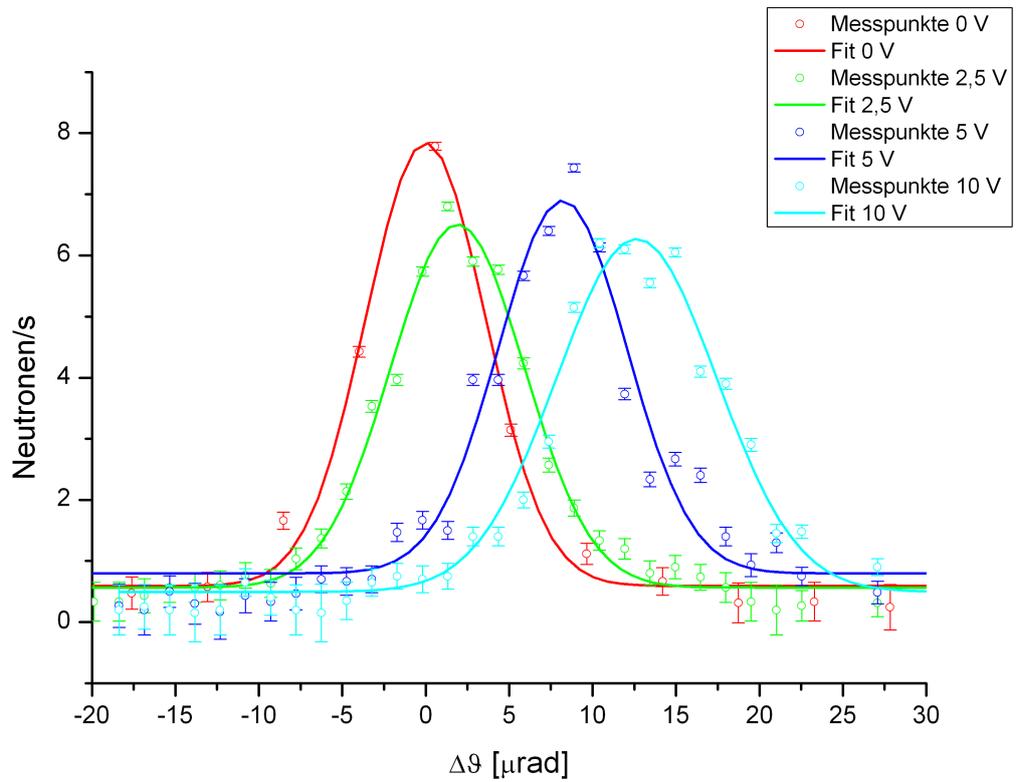


Abbildung 5.8: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, Aluminiumgewicht.

Tabelle 5.5: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, leichtes Gewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	7,84	8,45	0
2,5	6,51	9,43	1,91
5	6,90	9,04	8,20
10	6,27	11,29	12,64

5 Messungen bei äußerer Störung

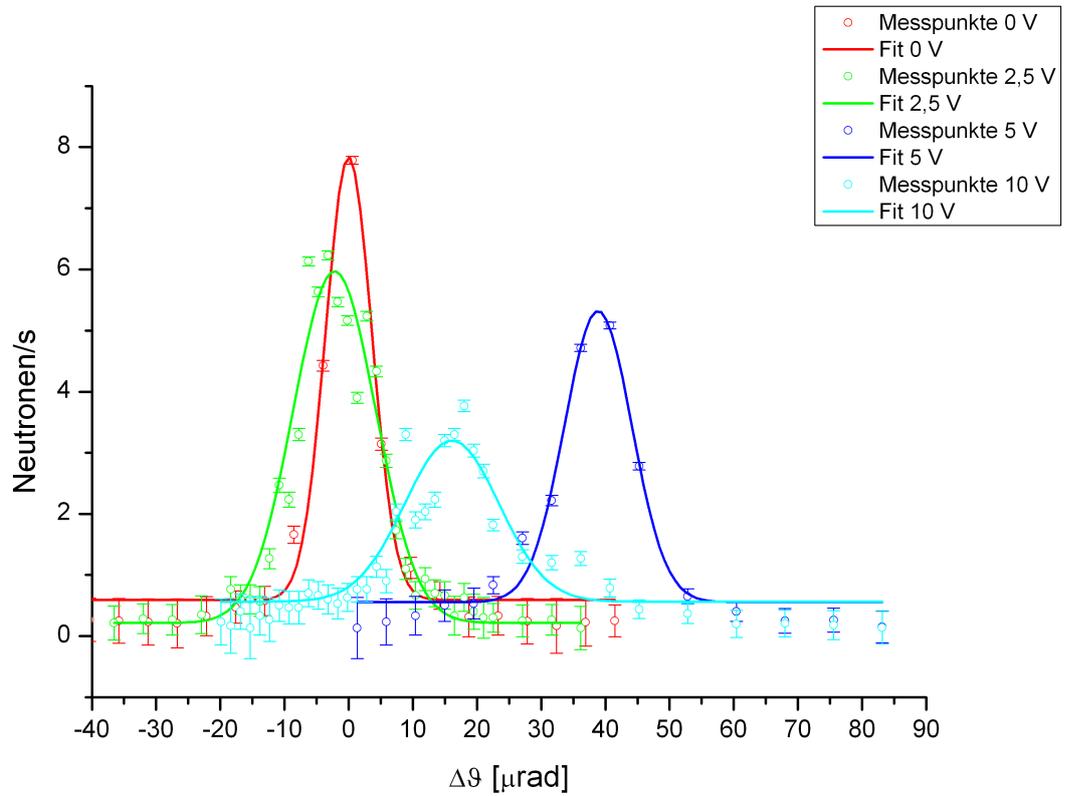


Abbildung 5.9: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, Messinggewicht.

Tabelle 5.6: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe, schweres Gewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	7,84	8,45	0
2,5	5,97	15,20	-2,21
5	5,32	12,37	38,87
10	3,20	7,36	16,07

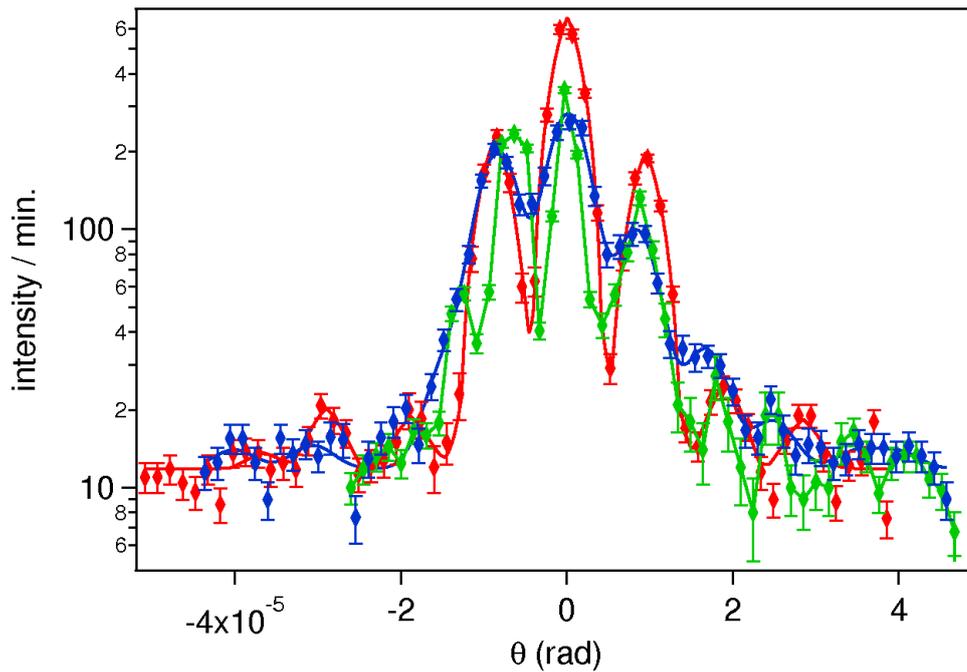


Abbildung 5.10: Gittermessungen, Aluminiumgewicht.

5.5 Gittermessungen

Das Gitter G8S12T60 wurde bei verschiedenen Motorspannungen gemessen. Die Kurven, welche sich bei den Einstellungen 5 V und 10 V unter Verwendung des Aluminiumgewichts ergaben, sind in Abbildung 5.10 zu sehen. Die Messzeit bei einer Gittermessung ist wesentlich länger als bei einer Leer- oder einer Streukurve, da sonst Interferenzmaxima höherer Ordnung nicht mehr aufgelöst werden könnten. Dementsprechend ist die Verschiebung des Mittelpunktes hier ausgeprägter. Für einen besseren Überblick sind die relativen Verschiebungen zur ungestörten Messung bei den unterschiedlichen Motorspannungen nicht eingezeichnet. Diese sind in Tabelle 5.7 abzulesen. Man erkennt auch wieder, dass mit steigender Motorspannung die Peakintensitäten abnehmen. Beim Messinggewicht ist selbst bei minimaler Umdrehungsfrequenz kein Interferenzmuster mehr erkennbar (siehe Abbildung 5.11).

5 Messungen bei äußerer Störung

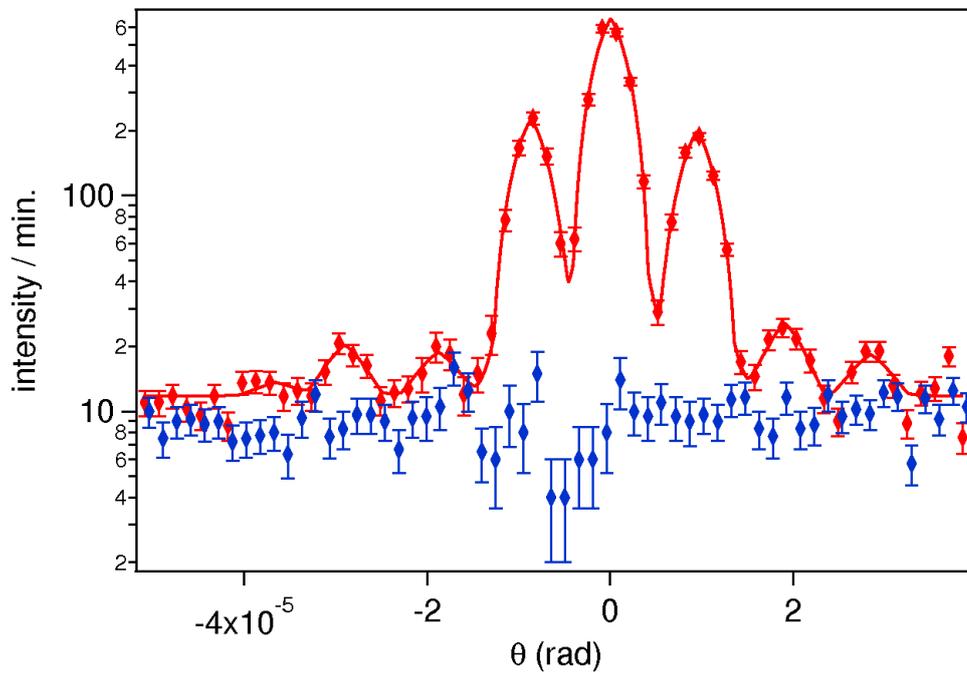


Abbildung 5.11: Gittermessung, Messinggewicht.

Tabelle 5.7: Gittermessung, Aluminiumgewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	x_0 [μ rad]
0	10,52	0
2,5	6,65	-16,40
5	5,95	-19,53
7,5	5,40	+4,99
10	4,48	-7,15

6 Änderungen am Versuchsaufbau

6.1 Schwingungsdämpfung

Um den Versuchsaufbau vor äußeren Erschütterungen zu dämpfen, wurde eine schwingungsdämpfende Platte (THORLABS - PerformancePlus Breadboard mit den Abmessungen 1200x300x60 mm) eingebaut. Dieses PerformancePlus Breadboard besteht aus drei Platten (oben, unten und in der Mitte) und weist aufgrund seines Doppel-Waben-Designs eine sehr hohe Steifheit auf [25]. Die obere Schicht besteht aus rostfreiem Stahl und ist durch die wabenförmige Struktur mit der Mittelplatte verbunden und diese dann wiederum mit der Edelstahl-Bodenplatte. Die einzelnen Bauteile werden durch Epoxyklebstoff, welcher über eine hohe Zugfestigkeit verfügt, zusammengehalten. Die Abbildung 6.1 zeigt einen Querschnitt der schwingungsdämpfenden Platte.

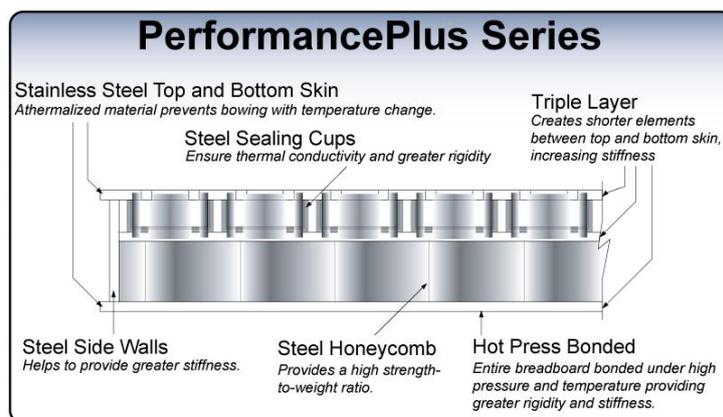


Abbildung 6.1: Querschnitt der schwingungsdämpfenden Platte.

Um den Umbau durchführen zu können, musste der Analysatorkristall mit seinen Motoren und die Probenhalterung, welche bislang auf einem einfachen Stahlbalken montiert waren, abgebaut werden. Der Monochromatorkristall

6 Änderungen am Versuchsaufbau

innerhalb der Abschirmung bleibt unverändert auf seiner Position.

Der Balken bleibt auch im äußeren Teil des Versuchsaufbaus bestehen. Das neue Breadboard erhält einen eigenen Rahmen mit Füßen, welcher einen Zentimeter oberhalb platziert wird. So wird sichergestellt, dass die neue Platte nicht auf dem Balken aufliegt und Druck auf ihn ausübt, was eventuell den Monochromatorkristall verstellen könnte. Ein Foto des neuen Versuchsaufbaus ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

Anschließend wurden die Schrittmotoren, der Siliziumkristall und der Proben-tisch auf ihre ursprünglichen Positionen zurückgestellt.

Das Breadboard ist über vier Kunststoff-Kissen, welche mit einer Luftpumpe befüllt werden können, mit dem Rahmen verbunden. Diese Kissen erfüllen zweierlei Zweck: Zum einen tragen sie zu einer zusätzlichen Schwingungsdämpfung bei, zum anderen kann mit ihnen der Versuchsaufbau waagrecht ausgerichtet werden. Je nachdem, wie das Gewicht der Aktoren und des Kristalls auf dem Board verteilt ist, kann man die einzelnen Kissen mehr oder weniger mit Luft füllen und so einen waagrechten experimentellen Aufbau sicherstellen.

Die Klopf-Vorrichtung wurde ebenfalls wieder eingebaut. Sie erhält einen neuen Platz, welcher direkt mit dem Rahmen, nicht jedoch mit dem Breadboard, verbunden ist. So wird sichergestellt, dass für die zukünftigen Messungen die genau selben Bedingungen herrschen wie für die bereits durchgeführten.

6 Änderungen am Versuchsaufbau



Abbildung 6.2: Foto des Versuchsaufbaus mit Schwingungsdämpfung.

6.2 Vergleichsmessungen

Es wurden die gleichen Messungen, welche bereits im vorherigen Abschnitt vorgestellt wurden, wiederholt. Es zeigt sich dabei eine deutliche Verbesserung, sowohl die Peakhöhe betreffend als auch die Verschiebung des Mittelpunktes. War es beim alten Setup noch notwendig, nach jeder Messung (insbesondere nach jenen, bei denen das Messinggewicht zum Einsatz kam) nachzujustieren (also den Kristall abwechselnd drehen und kippen, um wieder die maximale Reflektivität herzustellen), so ist der gesamte Aufbau nun wesentlich stabiler. Der Kristall muss nun wesentlich seltener nachjustiert werden.

6.2.1 Leerkurven

Leerkurven bei verschiedenen Motorspannungen sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 zu sehen und die dazugehörigen Fit-Daten sind den Tabellen 6.1 und 6.2 zu entnehmen.

In den Abbildungen 6.5 und 6.6 ist wiederum der Zusammenhang zwischen Peakhöhe und angelegter Spannung für die unterschiedlichen Gewichte dargestellt. Betrug die Steigung für Aluminium ohne Schwingungsdämpfung noch $-1,63$, so fällt der Graph nun mit $k=-1,07$. Das bedeutet eine Verbesserung um $34,36\%$. Für Messing ergibt sich immerhin eine Verbesserung um $8,23\%$ (von $k=-1,70$ auf $k=56$).

Die quadratische Abweichung R^2 der linearen Fitkurven ist nun deutlich näher bei eins (Aluminium: $R^2=0,68 \rightarrow R^2=0,97$; Messing: $R^2=0,62 \rightarrow R^2=0,96$). Das bedeutet, dass sich die Peakintensitäten beim alten Setup nur in grober Näherung proportional zu der Umdrehungszahl des Motors verhielten. Beim schwingungsgedämpften Aufbau ist diese Gesetzmäßigkeit besser erfüllt.

Ein direkter Vergleich ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Neben den zwei Messungen, welche unter dem Einfluss äußerer Störung aufgenommen wurden, ist auch eine ungestörte Rockingkurve zu sehen. Es ist zu erkennen, dass durch die Schwingungsdämpfung die Peakintensität weniger abfällt und die relative Verschiebung der Peakmitte weniger ausgeprägt ist.

Wie sich die äußeren Störungen auf die Verschiebung der Peakmitte auswirken, wird durch Abbildung 6.8 erklärt. Es wurden 13 Rockingkurven unter den gleichen Voraussetzungen (Messinggewicht und 10 V angelegte Spannung an den Drehmotor) aufgenommen. Bei diesen Einstellungen ergibt sich eine mittlere Abweichung von $-0,57\ \mu\text{rad}$ vom Mittelpunkt der Messung mit einer Standardabweichung von $4,75\ \mu\text{rad}$.

6 Änderungen am Versuchsaufbau

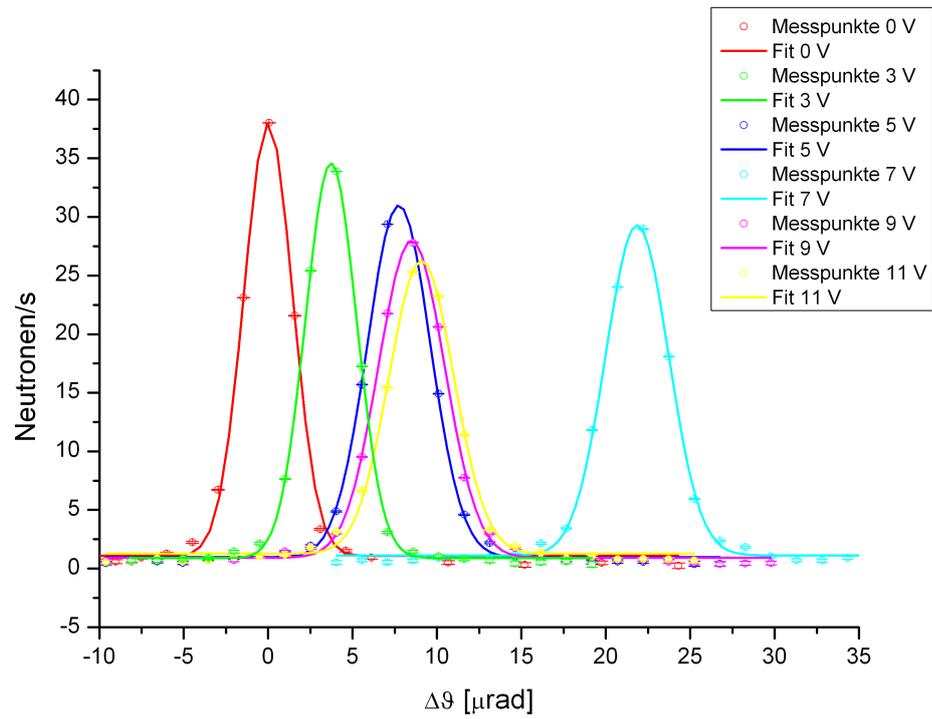


Abbildung 6.3: Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

Tabelle 6.1: Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	38,00	3,41	0
3	34,58	3,57	3,73
5	31,00	4,39	7,74
7	29,29	4,40	21,86
9	28,00	4,60	8,49
11	26,26	4,51	3,73

6 Änderungen am Versuchsaufbau

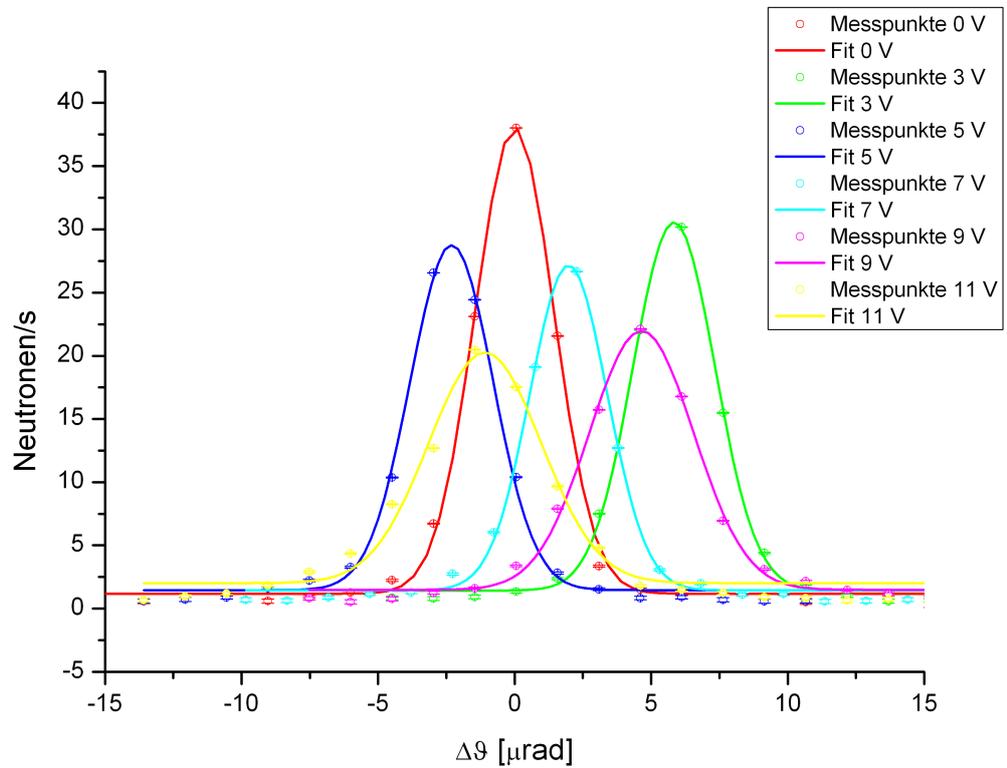


Abbildung 6.4: Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

Tabelle 6.2: Leerkurven mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	38,00	3,41	0
3	30,58	3,54	5,84
5	28,76	3,57	-2,31
7	27,16	3,34	1,97
9	21,97	4,50	4,64
11	20,25	4,86	-1,09

6 Änderungen am Versuchsaufbau

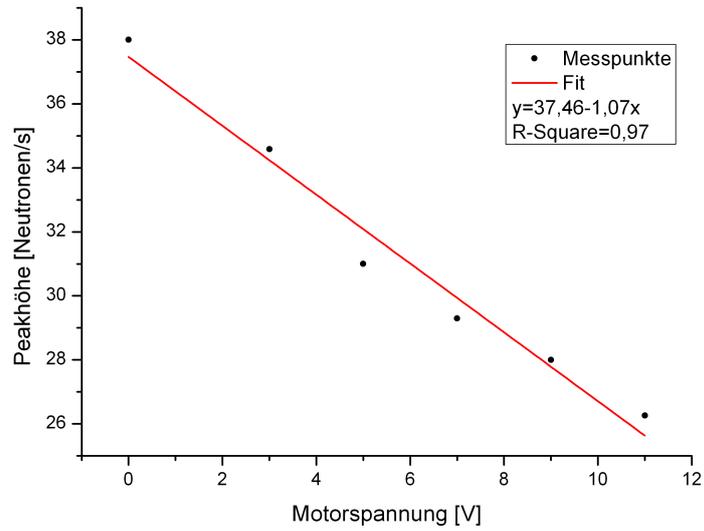


Abbildung 6.5: Peakhöhe zu angelegter Motorspannung mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

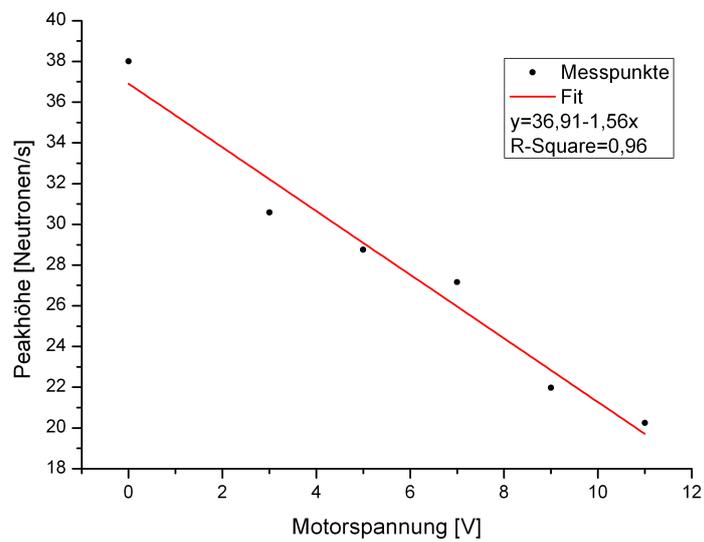


Abbildung 6.6: Peakhöhe zu angelegter Motorspannung mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

6 Änderungen am Versuchsaufbau

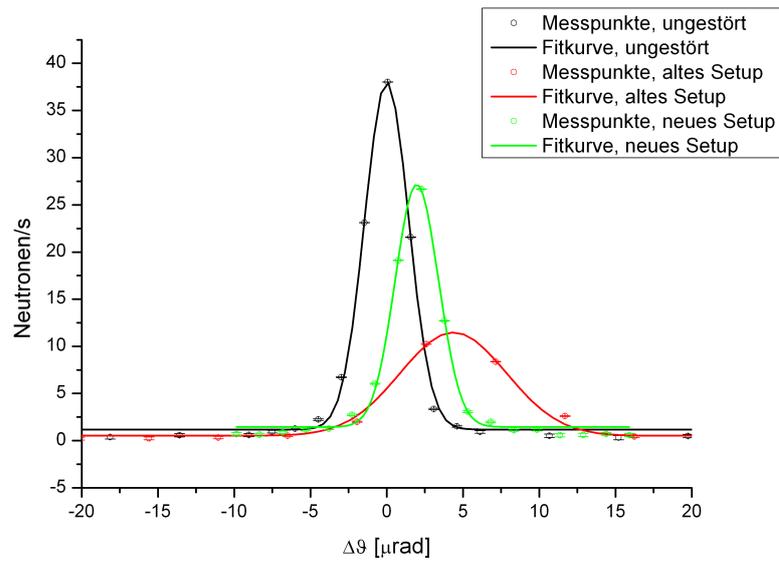


Abbildung 6.7: Rockingkurven, welche mit und ohne Schwingungsdämpfung aufgenommen wurden (7 V, Messinggewicht).

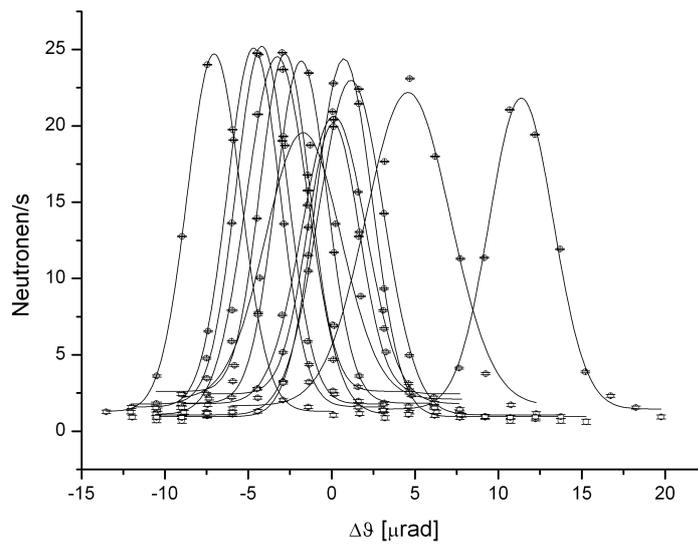


Abbildung 6.8: Rockingkurven, welche unter Einfluss des Messinggewichts bei 10 V Motorspannung aufgenommen wurden.

6.2.2 Zylinderbrechung

Die Messungen der Zylinderbrechung, welche mit Schwingungsdämpfung durchgeführt wurden, sind in den Abbildungen 6.10 bis 6.13 und in den Tabellen 6.3 bis 6.6 zu sehen. Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Streukurven, welche ohne Schwingungsdämpfung aufgenommen wurden (siehe Kapitel 5.4), so lässt sich auch hier die höhere Stabilität erkennen.

Die Abbildung 6.9 zeigt eine ungestörte Streukurve und zwei Streukurven, wobei beide unter den gleichen Einstellungen gemessen wurden. Die roten Messdaten stammen von einer Zylinderstreuung, die vor dem Umbau durchgeführt wurde und die grünen Messdaten wurden mit der Schwingungsdämpfung aufgenommen.

Der direkte Vergleich zeigt deutlich, dass durch den Einbau des Breadboards und der Luftkissen die Ergebnisse verbessert werden konnten.

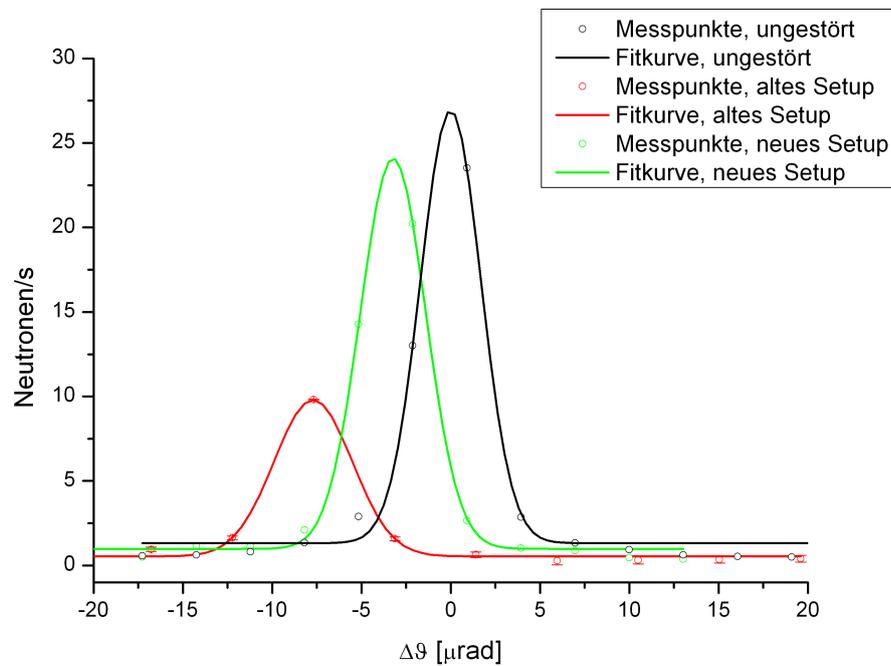


Abbildung 6.9: Streukurven, welche mit und ohne Schwingungsdämpfung aufgenommen wurden (2,5 V, Messinggewicht, 250 μm Probe).

6 Änderungen am Versuchsaufbau

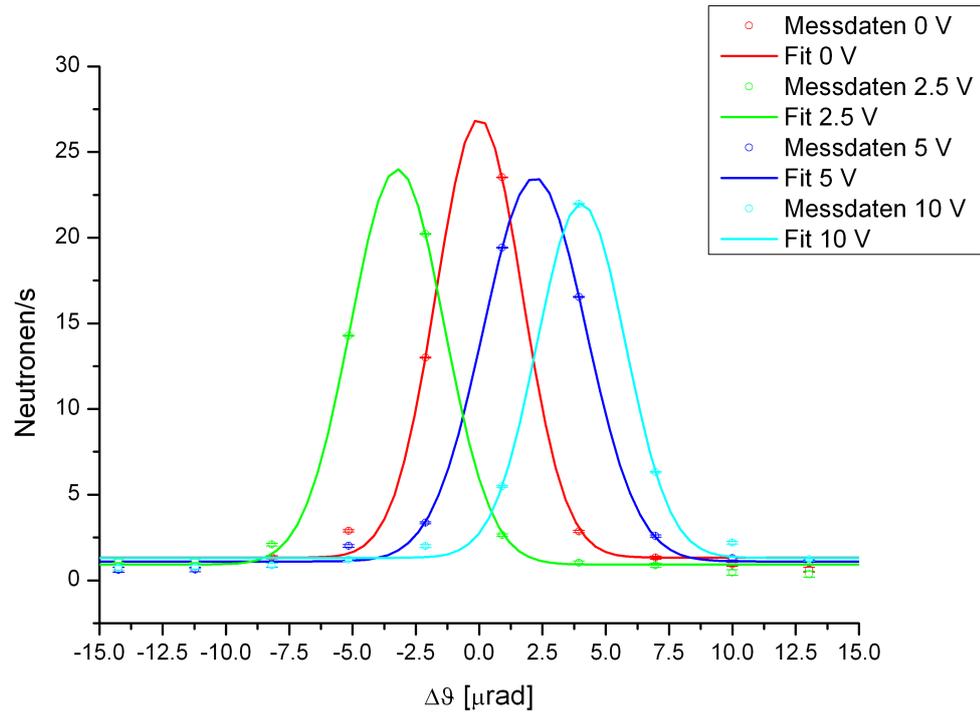


Abbildung 6.10: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

Tabelle 6.3: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	26,93	4,00	0
2,5	24,01	4,34	-3,23
5	23,49	4,77	2,19
10	22,00	4,12	4,03

6 Änderungen am Versuchsaufbau

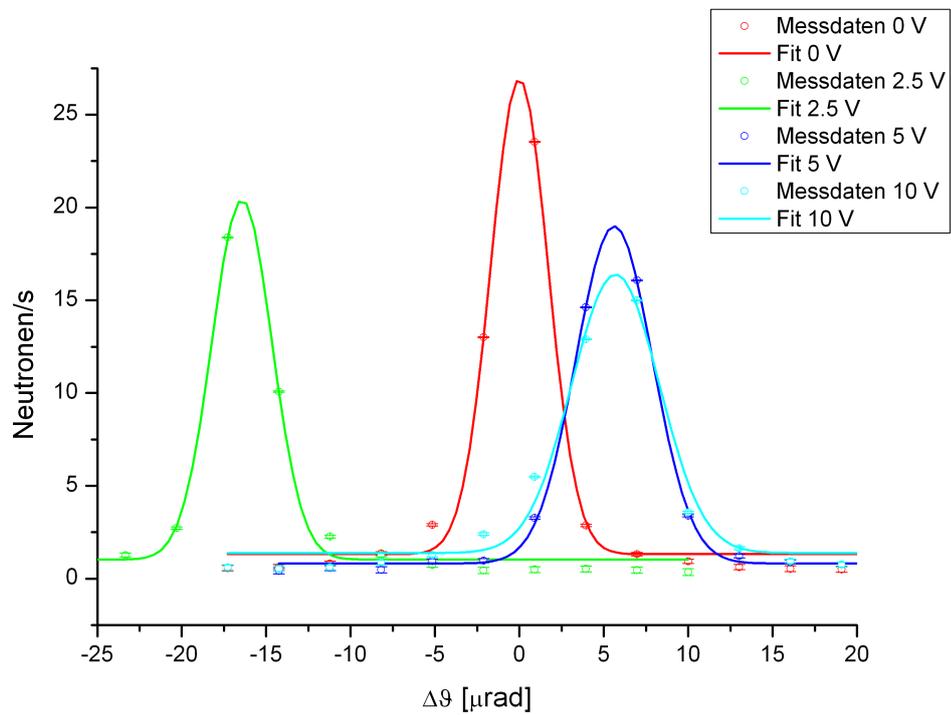


Abbildung 6.11: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

Tabelle 6.4: Zylinderbrechung an der 250- μm -Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	26,93	4,00	0
2,5	20,42	4,19	-16,44
5	19,00	5,35	5,61
10	16,39	6,12	5,69

6 Änderungen am Versuchsaufbau

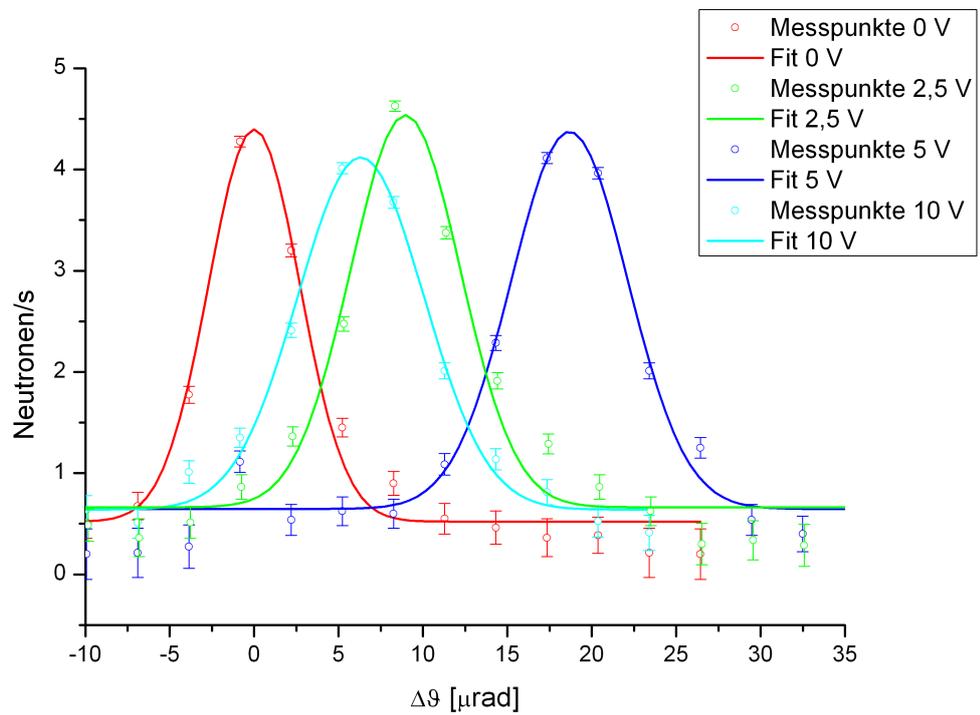


Abbildung 6.12: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

Tabelle 6.5: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	4,40	6,35	0
2,5	4,54	7,65	8,96
5	4,37	8,12	18,68
10	4,12	8,78	6,32

6 Änderungen am Versuchsaufbau

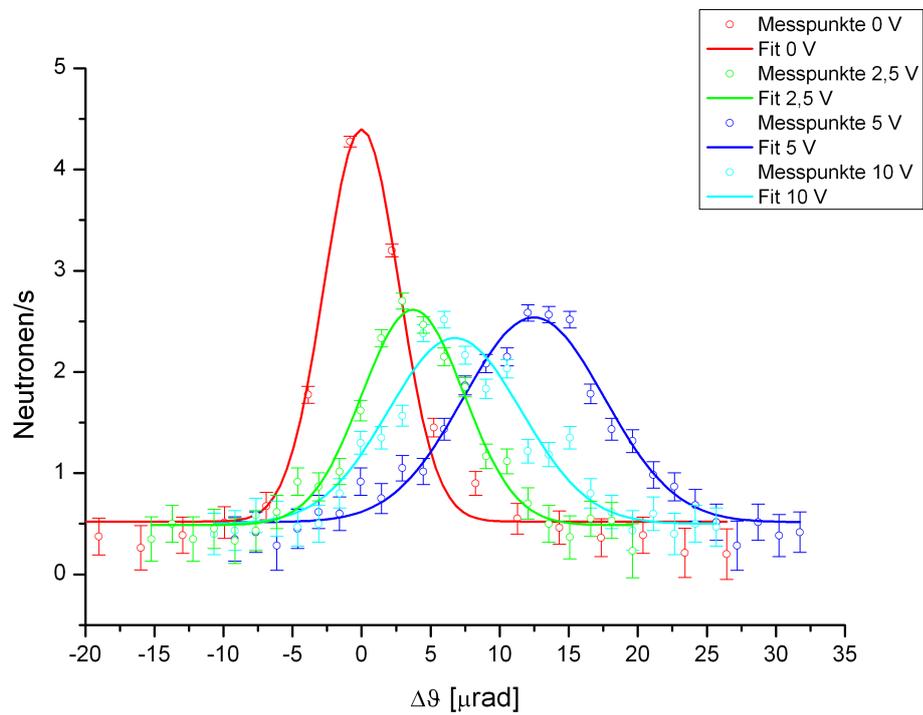


Abbildung 6.13: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

Tabelle 6.6: Zylinderbrechung an der 1mm-Probe mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	Halbwertsbreite [μrad]	x_0 [μrad]
0	4,40	6,35	0
2,5	2,62	8,71	3,73
5	2,54	12,03	12,48
10	2,34	11,38	6,75

6.2.3 Gittermessungen

Die Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung (siehe Abbildungen 6.14 und 6.15 und Tabellen 6.7 und 6.8) zeigen das gleiche Ergebnis, welches bereits in den vorherigen Abschnitten erläutert wurde. Die Peakintensitäten sind größer und die relative Verschiebung des Interferenzmusters ist weniger ausgeprägt, als bei den analogen Messungen, die ohne Schwingungsdämpfung durchgeführt wurden.

Die Abbildung 6.14 zeigt eine ungestörte Messung des Gitters G8S12T60 und zwei Messungen desselben Gitters bei 5 bzw. 10 Volt angelegter Spannung an den Drehmotor. In der Tabelle 6.7 sind die dazugehörigen Gitterdaten aufgelistet. Bei der ungestörten Messung wird eine maximale Intensität von 10,52 Neutronen/Sekunde erreicht. Mit zunehmender Erschütterungsfrequenz wird diese kleiner. Bei der 10 V Einstellung werden in der 0. Interferenzordnung nur mehr 6,15 Neutronen/Sekunde erreicht.

Die Verschiebungen entlang der x-Achse sind in der Abbildung nicht eingezeichnet, sondern müssen der Tabelle 6.7 entnommen werden.

Vergleicht man die Werte mit der Tabelle 5.7 aus dem Abschnitt 5.5, so zeigt sich, dass durch die Schwingungsdämpfung die Messungen deutlich stabiler geworden sind. Durch das eingebaute Breadboard konnte nun bei der 10 V Messung noch 6,15 Neutronen/Sekunde erreicht werden; ohne Schwingungsdämpfung waren es bei der selben Messung 4,48 Neutronen/Sekunde. Die Verschiebung des Interferenzmusters betrug ohne der vibrationsdämpfenden Platte bis zu 19,53 μrad , nun sind es maximal 15,57 μrad .

Durch die Schwingungsdämpfung konnten nun auch Gittermessungen unter Einsatz des Messinggewichts durchgeführt werden. Das war vor dem Umbau nicht der Fall.

In Abbildung 6.15 erreicht man immerhin noch 5,25 Neutronen/Sekunde im höchsten Peak der 10 V Messung bei Verschiebungen von bis zu 13,21 μrad (siehe die dazugehörige Tabelle 6.8).

6 Änderungen am Versuchsaufbau

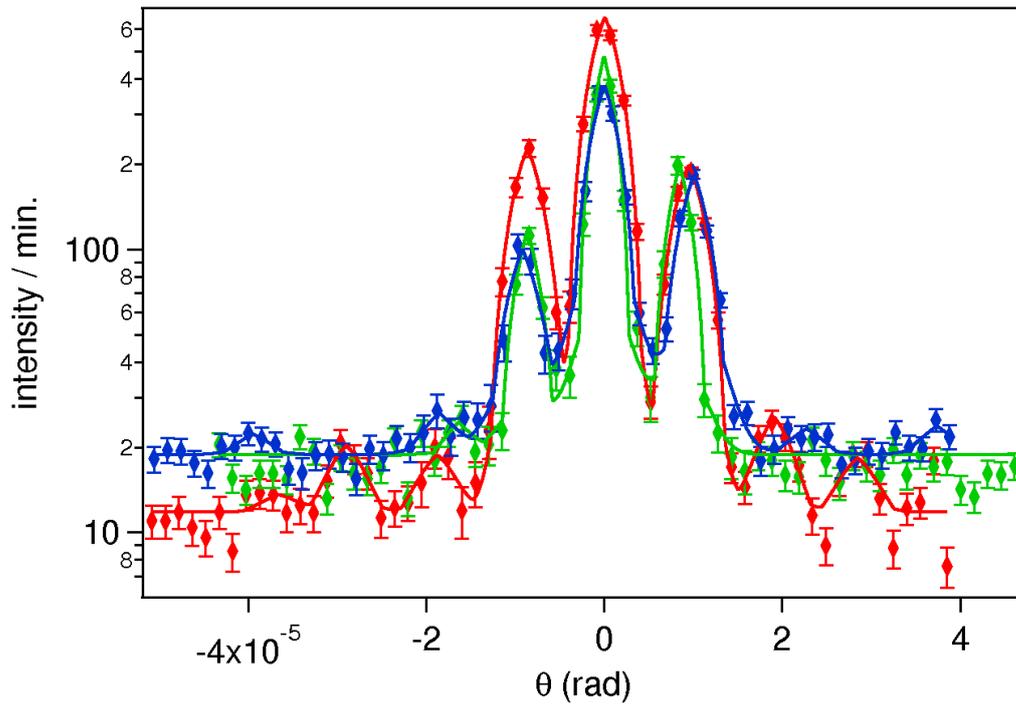


Abbildung 6.14: Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

Tabelle 6.7: Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Aluminiumgewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	x_0 [μrad]
0	10,52	0
2,5	5,25	-2,31
5	6,97	-7,58
7,5	6,78	+15,75
10	6,15	-0,27

6 Änderungen am Versuchsaufbau

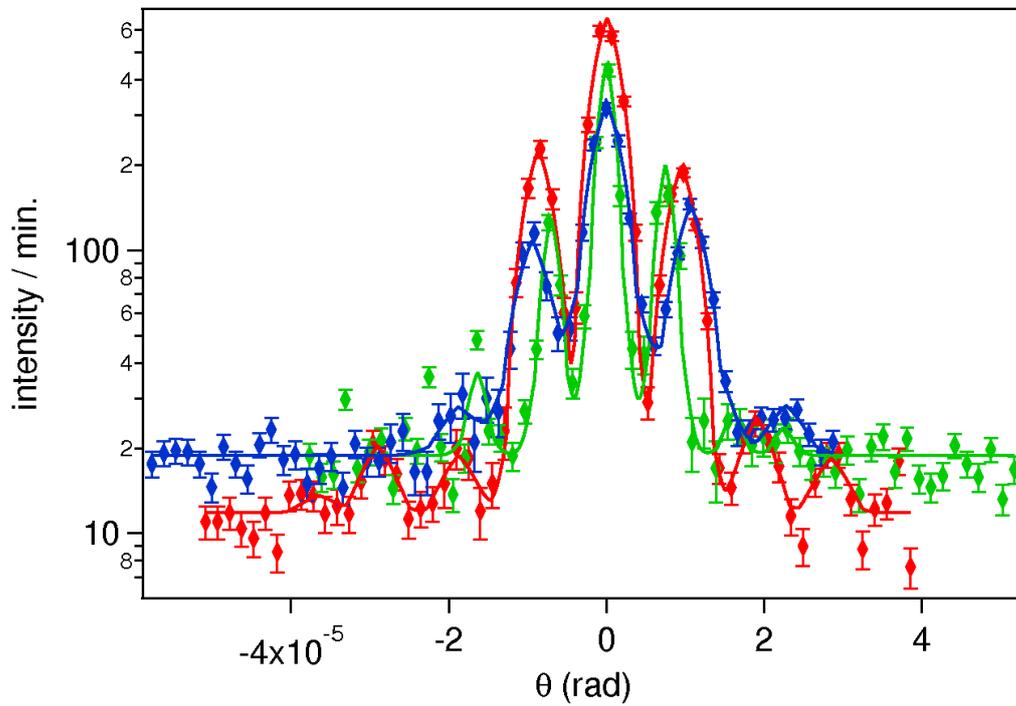


Abbildung 6.15: Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

Tabelle 6.8: Gittermessungen mit Schwingungsdämpfung, Messinggewicht.

angelegte Spannung [Volt]	y_{max} [Neutronen/s]	x_0 [μ rad]
0	10,52	0
2,5	2,58	-9,45
5	7,32	-13,21
7,5	6,33	+1,07
10	5,25	6,78

6.3 Schwingungsspektrum

Das Schwingungsspektrum, welches durch die Gewichte produziert wird, wurde durch ein Vibrationsmessgerät der Firma OROS aufgenommen. Dieses verfügt über vier Sensoren, welche an verschiedenen Stellen des experimentellen Aufbaus befestigt werden können.

Von besonderem Interesse waren die Stärken der Erschütterungen am Analysatorkristall. Es wurden die Schwingungsspektren durch den Einsatz des Aluminium- und des Messingzylinders bei Motorspannungen von 2 bis 12 Volt (in 0,5 V Schritten) gemessen und auch ein ungestörtes Spektrum aufgezeichnet. Zur Veranschaulichung sind in den Abbildungen 6.16 und 6.17 die Vibrationspektren, welche durch den Einsatz des Aluminiumgewichts entstanden, dargestellt. Werden im Schwingungsspektrum des alten Setups noch Beschleunigungen von bis zu $4,11 \text{ mm/s}^2$ erreicht, so sind dies beim neuen Setup nur mehr maximal $0,43 \text{ mm/s}^2$. Man erhält somit eine Verbesserung um den Faktor 10. Einen direkten vorher-nachher-Vergleich unter Verwendung des Aluminiumgewichts bei 7,5 Volt Motorspannung bietet Abbildung 6.18.

Wie bereits erwähnt, können vier Sensoren an verschiedenen Stellen des Experiments angebracht werden. Die Abbildungen 6.19 bis 6.22 zeigen diese aufgenommenen Spektre bei unterschiedlichen Frequenzeinstellungen des Drehmotors und unter Verwendung der zwei Gewichte.

Die roten Kurven beziehen sich auf den Sensor, welcher direkt auf die Platte der schwingungserregenden Vorrichtung montiert wurde (Sensor 1). Die Beschleunigungen sind hier dementsprechend am größten. Weiters wurde ein Sensor direkt neben dieser Platte am Balken fixiert (Sensor zwei - grüne Kurven). Der dritte Sensor befand sich am Analysatorkristall (Sensor 3 - blaue Kurven) und der letzte wurde am anderen Ende des noch freizugänglichen Balkens, unmittelbar beim Strahlausgang der Reaktorwand befestigt (Sensor 4 - türkise Kurven).

Diese Aufnahmen zeigen, dass auch der Balken selbst schwingungsdämpfend wirkt. Das ist ein sehr erfreuliches Ergebnis, da der Monochromatorkristall vom Umbau nicht betroffen war und auch beim neuen Setup nur durch den Balken gedämpft wird.

6 Änderungen am Versuchsaufbau

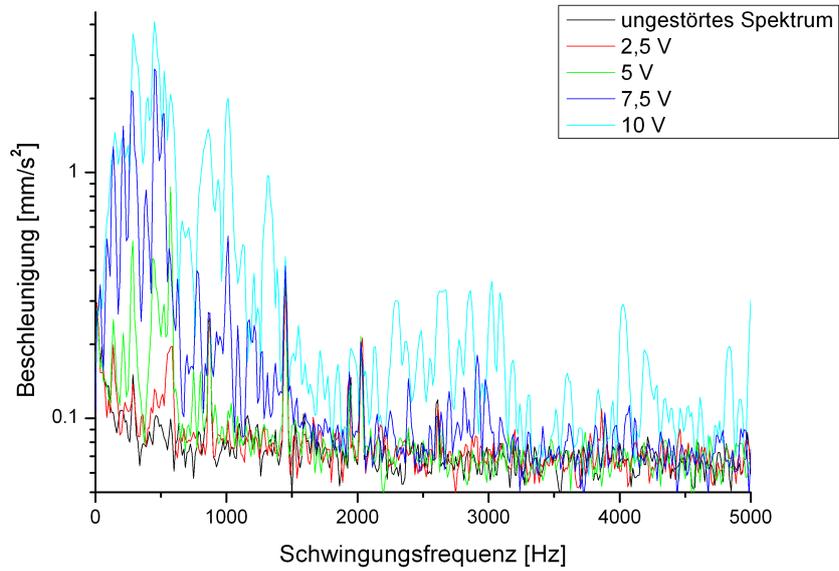


Abbildung 6.16: Schwingungsspektrum des alten Setups, Aluminiumgewicht.

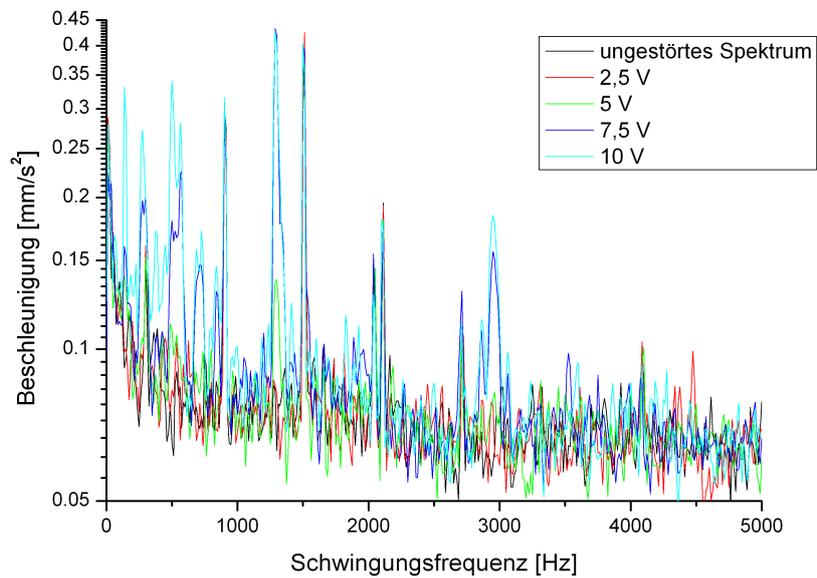


Abbildung 6.17: Schwingungsspektrum des neuen Setups, Aluminiumgewicht.

6 Änderungen am Versuchsaufbau

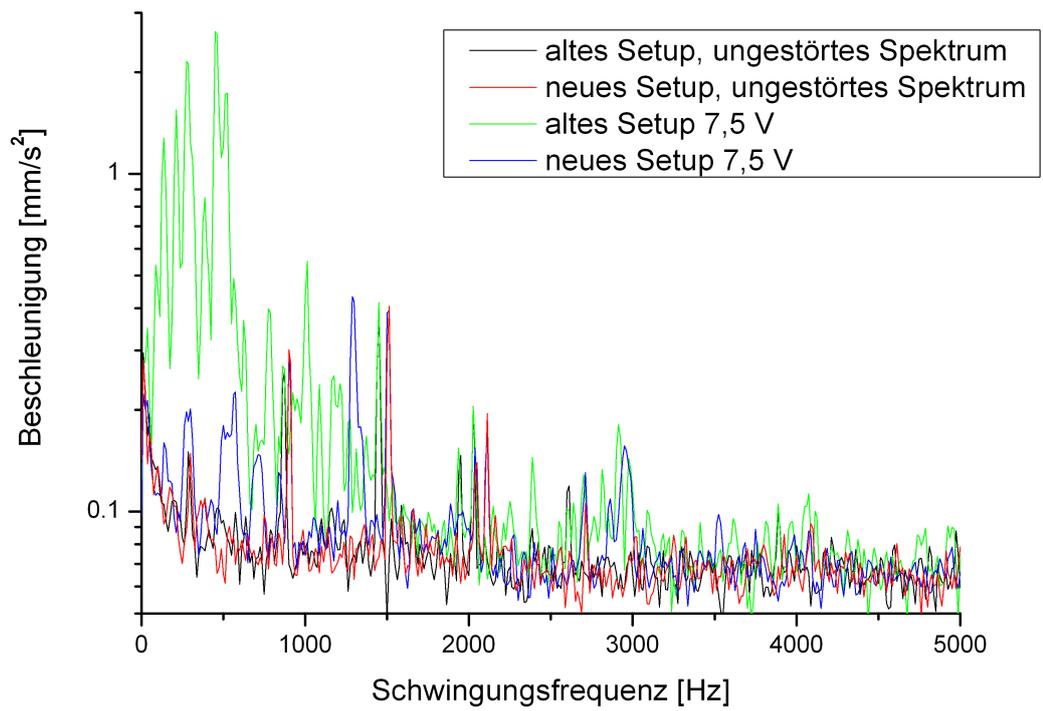


Abbildung 6.18: Schwingungsspektren des alten und des neuen Setups (Aluminiumgewicht, 7,5 V).

6 Änderungen am Versuchsaufbau

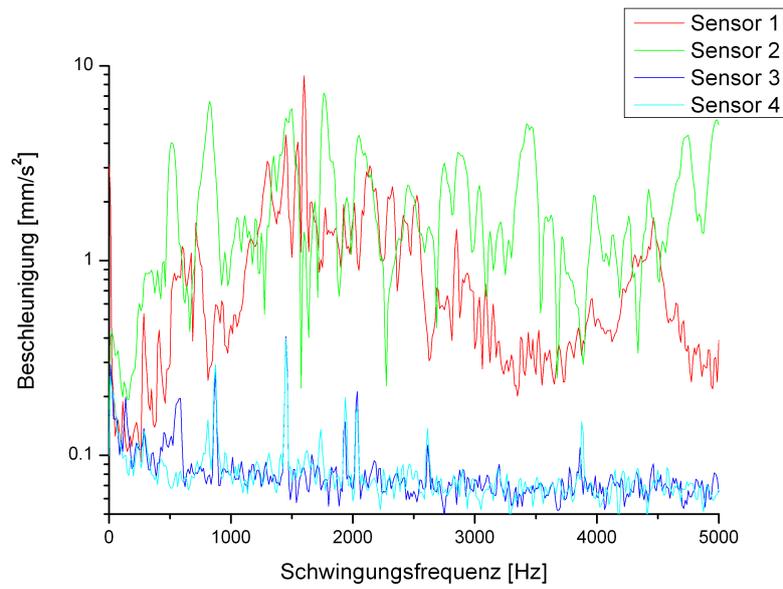


Abbildung 6.19: Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Aluminiumgewicht, 2,5 V Motorspannung).

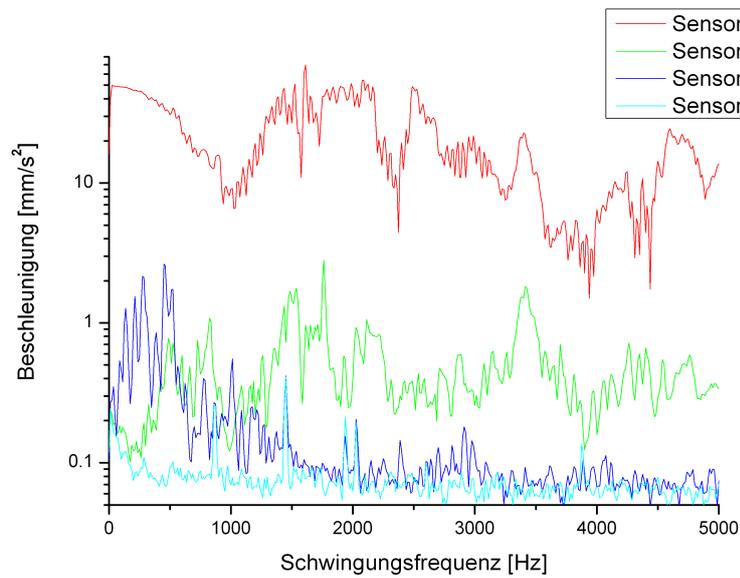


Abbildung 6.20: Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Aluminiumgewicht, 7,5 V Motorspannung).

6 Änderungen am Versuchsaufbau

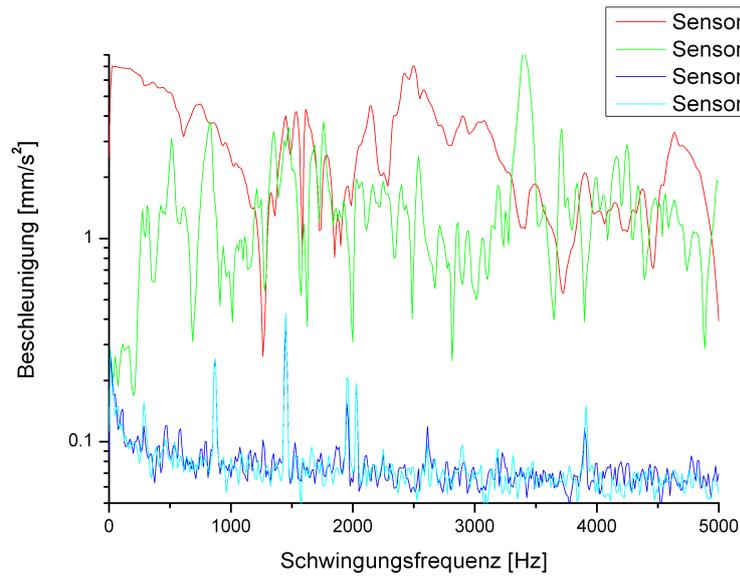


Abbildung 6.21: Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Messinggewicht, 2 V Motorspannung).

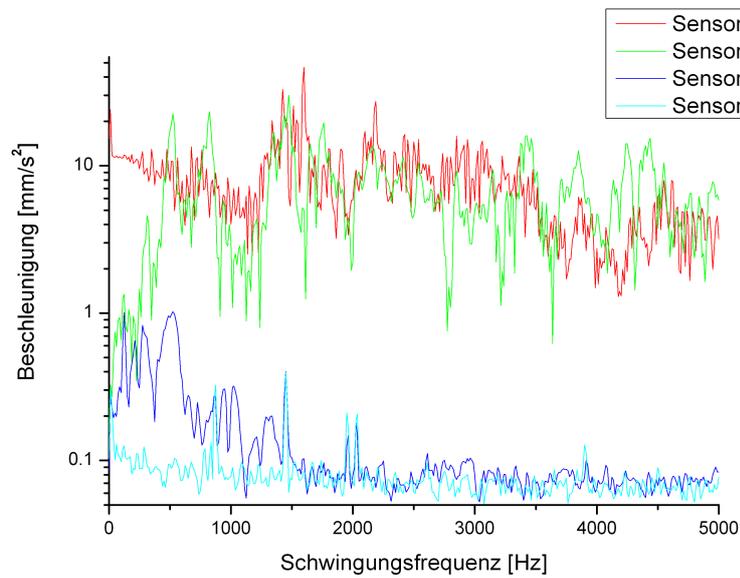


Abbildung 6.22: Schwingungsspektrum des alten Setups an unterschiedlichen Messpunkten (Messinggewicht, 7,5 V Motorspannung).

6.4 RON Kupplung

Wie bereits in Kapitel 4 ausgeführt, ist der Analysatorkristall neben den vier Aktoren und dem Piezoantrieb noch zusätzlich mit einem Winkelmesser (RON) ausgestattet. Dieser nimmt, ebenso wie auch der Motor für die Drehbewegung und der Piezo, die aktuelle Position des Kristalls während einer Messung auf. Er dient somit als zusätzliche Kontrolle der aktuellen Position. Während der Piezo allerdings seine Stellung in μrad angibt, werden die Daten des RONs in Grad gespeichert.

Bei den Messungen vor dem Umbau ist aufgefallen, dass es zwischen den Positionswerten von Piezo und RON Unstimmigkeiten gab. Wurde eine Messung mit den RON-Daten ausgewertet, so erhielt man teilweise Halbwertsbreiten von Rockingkurven, welche kleiner als die theoretisch berechnete Halbwertsbreite von $2,899 \mu\text{rad}$ waren.

Im Zuge des Umbaus hat man sich auch diesem Problem gewidmet. Die bislang starre Verbindung wurde durch eine Kupplung des Herstellers Huco ersetzt. Diese hat die Abmessungen $25 \times 8 \times 8 \text{ mm}$ und besteht aus Edelstahl und Aluminium.

In den Abbildungen 6.23 und 6.24 sind Rockingkurven zu sehen, welche vor und nach dem Umbau aufgenommen wurden. Der linke Teil der Abbildung zeigt dabei die Auswertung der Piezoschritte und der rechte Teil zeigt die Werte, welche der Winkelmesser aufgenommen hat.

Die Tabelle 6.9 gibt Information über die dabei erreichten Halbwertsbreiten. Die Kurven in Abbildung 6.23 weisen eine Diskrepanz von 33% auf. In Abbildung 6.24 konnte der Fehler verkleinert werden und beträgt nun 9%.

Tabelle 6.9: Halbwertsbreiten der Rockingkurven aus den Abbildungen 6.23 und 6.24.

Abbildung	Halbwertsbreite der Piezodaten		Halbwertsbreite der RON-Daten	
	$[\mu\text{rad}]$		$[\text{grad}]$	$[\mu\text{rad}]$
6.23	4,46		$1,71 \cdot 10^{-4}$	2,99
6.24	3,40		$1,77 \cdot 10^{-4}$	3,09

6 Änderungen am Versuchsaufbau

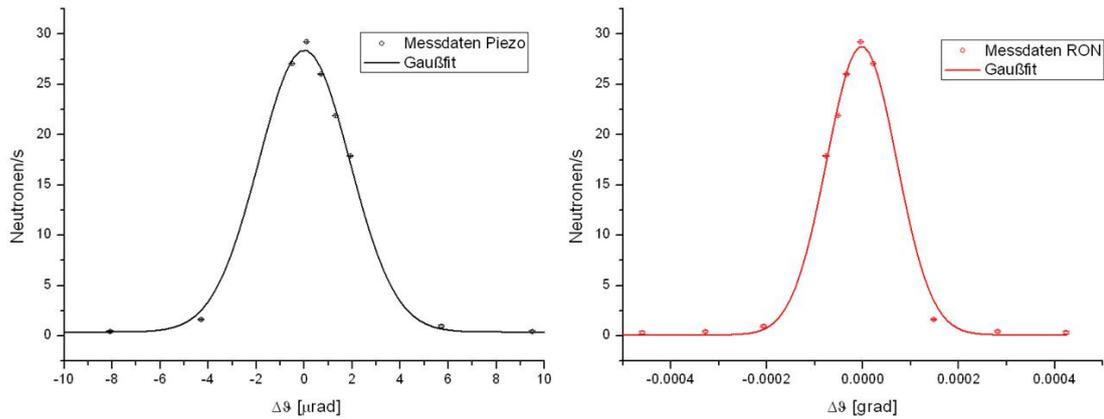


Abbildung 6.23: Rockingkurve, welche vor dem Umbau aufgenommen wurde. Im linken Teil der Abbildung ist die Auswertung mit den Piezodaten zu sehen, im rechten Teil die Auswertung mit den RON-Daten.

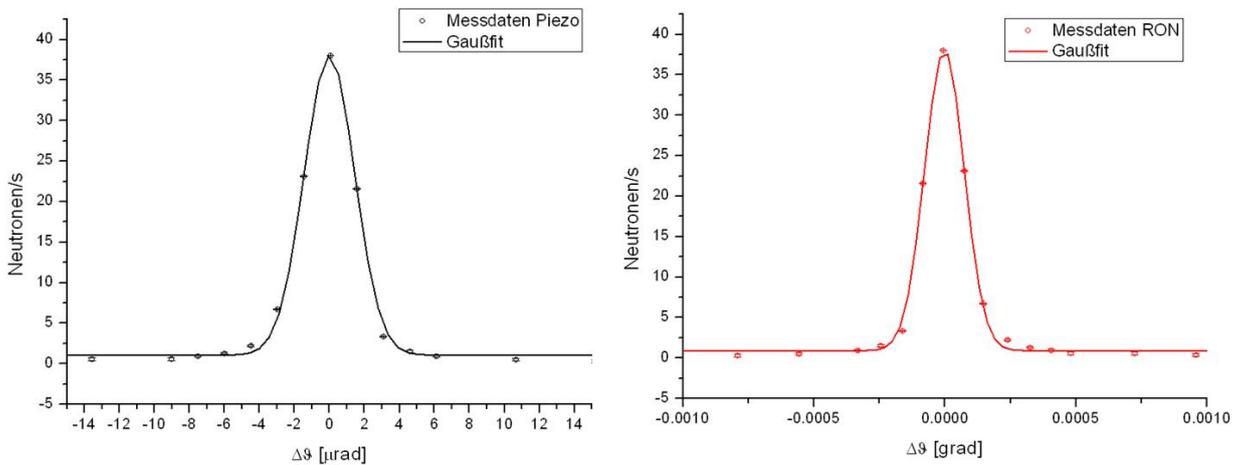


Abbildung 6.24: Rockingkurve, welche nach dem Umbau aufgenommen wurde. Im linken Teil der Abbildung ist die Auswertung mit den Piezodaten zu sehen, im rechten Teil die Auswertung mit den RON-Daten.

6 Änderungen am Versuchsaufbau

In den Abbildungen 6.25 und 6.26 ist der Zusammenhang zwischen den Piezo- und RON-Positionen dargestellt. Man erkennt, dass der Verlauf in Abbildung 6.25 nicht linear ist. Durch den Einbau der neuen Kupplung konnte dieser Sachverhalt verbessert werden.

6 Änderungen am Versuchsaufbau

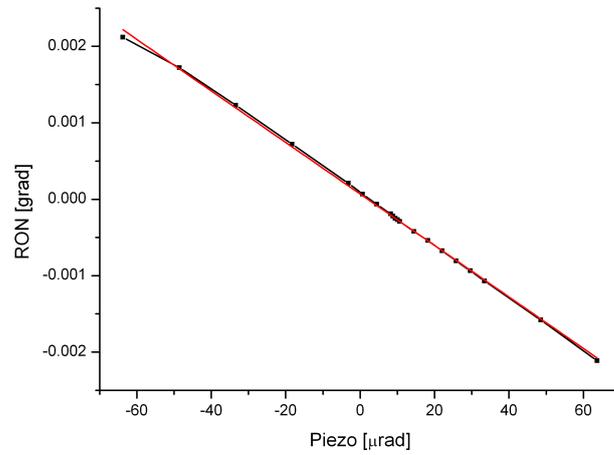


Abbildung 6.25: Zusammenhang zwischen den Piezo- und RON-Daten vor dem Umbau ($R^2=0,99912$).

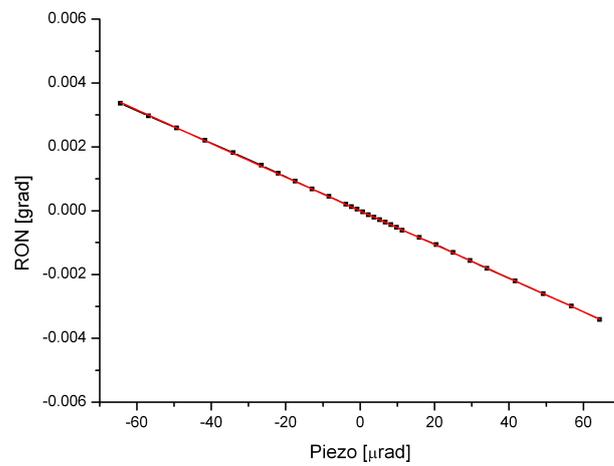


Abbildung 6.26: Zusammenhang zwischen den Piezo- und RON-Daten nach dem Einbau der Kupplung ($R^2=0,99995$).

7 Zusammenfassung und Ausblick

Unter dem Einfluss künstlich erzeugter Vibrationen wurden unterschiedliche Messungen an der USANS-Anlage des Atominstutts der Österreichischen Universitäten durchgeführt. Es wurden Leerkurven aufgenommen, Gitter vermessen und Streuproben untersucht. Mit steigender Erschütterung kam es zu abfallenden Peakintensitäten und zu einer statistisch verteilten Verschiebung des Peakmittelpunktes.

Durch den Einbau einer schwingungsdämpfenden Platte konnten die Erschütterungen an dem Versuchsaufbau reduziert werden und die Messungen verhielten sich deutlich stabiler. Gitter, welche vorher kein Interferenzmuster mehr zeigten, konnten nun untersucht werden.

Es wurden weitere Verbesserungen, wie der Einbau einer neuen Kupplung in den Winkelmesser, eine Zugentlastung der Motorkabel und die Entwicklung eines praktikablen Programms zur Justierung der Anlage, durchgeführt.

Um einen noch besseren Betrieb zu gewährleisten, wären weitere Optimierungen denkbar. Im Zuge dieser Arbeit wurden der Analysatorkristall und die Probenhalterung auf eine schwingungsdämpfende Platte montiert. In einem weiteren Umbau könnte man auch den Monochromatorkristall auf ein solches Breadboard stellen.

Die Piezowerte und RONwerte werden in unterschiedlichen Einheiten abgespeichert. Eine Implementierung einer automatischen Umrechnung der Gradwerte des Winkelmessers in Mykroradian würde Zeit bei der Auswertung sparen und die Angaben der beiden Instrumente wären sofort vergleichbar.

In dem LabVIEW-Programm Peaksuche_neu.vi, mit welchem sämtliche Messungen durchgeführt wurden, wird der letzte Messpunkt nicht mehr gespeichert. Eine Änderung dieses Sachverhalts wäre sinnvoll.

Des Weiteren könnte man den gesamten Versuchsaufbau, welcher direkt entlang der Reaktorwand aufgestellt ist, verlagern, um einen leichteren Zugang zu ermöglichen.

Literaturverzeichnis

- [1] Nakamura, K. *et al.* (Particle Data Group). 075021. J. Phys. G 37 (2010).
- [2] de Broglie, L. Nature **113**, 540 (1923).
- [3] Rauch, H. & Werner, S. A. *Neutron Interferometry*. Clarendon Press, Oxford (2000).
- [4] Trinker, M. *Neutronen-Kleinwinkelstreuung an mikro- und nanostrukturierten Materialien*. Dissertation, TU Wien (2006).
- [5] *Römpp Chemielexikon, CD, Version 1* (Georg Thieme Verlag, Stuttgart New York, 1995).
- [6] Fermi, E. Ric. Sci. 1, 13 (1939).
- [7] Sears, Varley F. *Neutron Optics*. Oxford University Press (1989).
- [8] Messiah, A. *Quantenmechanik, Band 2*. ISBN 3-11-012669-9 (Walter de Gruyter Berlin New York, 1990), 3. Auflage .
- [9] Schwabl, F. *Quantenmechanik*. ISBN 3-540-55051-8 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1992), 3. Auflage .
- [10] Rauch, H. & Petraschek, D. *Grundlagen für ein Laue-Neutroneninterferometer, Teil 1: Dynamische Beugung* (AIAU 74405b, 1976), 3. Auflage .
- [11] Rauch, H. & Petraschek, D. *Neutron Diffraction* (Ed. H. Dachs, Chapter 9 Springer Verlag Berlin, 1978).
- [12] Zachariasen, W. *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*. Dover Publications, Inc. (1991).
- [13] DuMond, J. Phys. Rev. **52**, 872 (1937).
- [14] Bonse, U. & Hart, M. Appl. Phys. Lett. **7**, 238–240 (1965).

Literaturverzeichnis

- [15] Villa, M. *Optimiertes Kristalldesign für ein Doppelkristall-Diffraktometer*. Dissertation, TU Wien (2001).
- [16] Homepage des Atominstututs (06.04.2012). URL <http://ati.tuwien.ac.at/reaktor/querschnitt/>.
- [17] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurement* (John Wiley & Sons, New York, 2000).
- [18] Redermeier, A. *Realisierung einer modernen „Bonse-Hart Kamera“ für Ultra-Kleinwinkelstreuung thermischer Neutronen*. Diplomarbeit, TU Wien (2011).
- [19] Baumgartner, S. *Projektarbeit - Computergestützte Messsteuerung* (2012).
- [20] Lux, K. *Diffraktion thermischer Neutronen an periodischen Phasengittern aus Silizium-Einkristall*. Diplomarbeit, TU Wien (2008).
- [21] Gumbsch, A. *Projektarbeit über Ultrakleinwinkelstreuung von Neutronen (USANS)* (2004).
- [22] Trinker, M. u. a. *Analysis of artificial silicon microstructures by ultra-small-angle and spin-echo small-angle neutron scattering*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **579**, 1081–1089 (2007).
- [23] de Haan, Victor-O. u. a. *Phase-object approximation in small-angle neutron scattering experiments on silicon gratings*. Journal of Applied Crystallography **40**, 151–157 (2007).
- [24] Jericha, Erwin u. a. *Experimental and methodical progress in ultra-small-angle polarised neutron scattering on novel magnetic materials*. Journal of Physics: Conference Series **340**, 012007 (2012).
- [25] Homepage der Firma Thorlabs (22.04.2012). URL http://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1859.