



DIPLOMARBEIT

Charakterisierung des thermischen Weißen Strahls am TRIGA Reaktor des Atominstutits

Ausgeführt am Atominstitut
der Technischen Universität Wien

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

durch

Manuel Pangl

Obere Hauptstraße 32, 2443 Deutsch-Brodersdorf

22. November 2017

Unterschrift Student

Kurzfassung

Ein neuer Strahlplatz am Strahlrohr B des TRIGA Reaktors am Atominstitut der TU Wien, welcher nach über 3 Jahren Planungszeit im März 2017 installiert wurde, ermöglicht das Experimentieren mit einem *Weißem Thermischen Neutronenstrahl*. Seine Charakteristika sind allerdings zunächst noch völlig unbekannt. In dieser Diplomarbeit werden deshalb Größen wie der thermische und schnelle Neutronenfluss, das Strahlprofil und die Divergenz des *Weißem Strahls*, sowie die Abschirmwirkung bzw. Ortsdosisleistung außerhalb der Betonabschirmung und die Ortsdosisleistung für Neutronen und Gammastrahlung im Strahl selbst ermittelt. Eine Vielzahl an Messinstrumenten stand für dieses Unterfangen bereit: So wurden Messungen mit Gold- und Indiumfolien, Image Plates, Neutronen- und Gammadosisleistungsmessgeräten, sowie mit einem Diamantdetektor in verschiedensten räumlichen Konfigurationen geplant und durchgeführt.

Für die Diamantdetektormessung wurde ein 2D-Verfahrtisch programmiert, welcher den Diamantdetektor entlang eines konfigurierbaren Raumrasters in horizontaler und vertikaler Richtung durch den *Weißem Strahl* bewegte, um dessen Profil zu bestimmen.

Die in dieser Diplomarbeit gefundenen charakteristischen Größen des *Weißem Strahls* sollen als Grundlage für Planung und Durchführung weiterer Experimente dienen.

Die Messung der Ortsdosisleistung außerhalb der Kammer diente zur Überprüfung der Abschirmcharakteristika der neu installierten Betonabschirmung. Diese Messungen bildeten die Grundlage für die Betriebsgenehmigung des neuen Instrumentes.

Abstract

A new experimental chamber at the thermal neutron beam line B of the TRIGA reactor at the Atominstut will allow for the experimental usage of a so called *thermal white beam*. With its characteristic quantities remaining unknown at first, the task of this diploma thesis was to characterize the *white beam* by measuring its thermal and fast neutron flux, its divergence and beam profile, as well as the shielding characteristics and ambient dose rate outside of the chamber and the ambient dose rate of the neutron and gamma radiation within the white beam itself. Measuring devices used included gold and indium activation foils, image plates and a diamond detector which were each used in different spatial configurations. Measurement of the ambient dose rates required measurement devices for neutron and gamma dose rates.

The diamond detector experiment required the programming of a 2D positioning stage in order to move the diamond through the neutron beam along a preconfigured space grid in vertical and horizontal direction to finally measure its beam profile.

The characteristic quantities of the *white beam* found in this diploma thesis will serve as foundation of various scientific projects in the framework of neutron research at the TRIGA reactor of the Atominstitut.

The measurement of the ambient dose rate outside of the experimental chamber allowed for ensuring its shielding characteristics. These measurements provide the basis for the permission of operation of the new experimental chamber.

Danksagung

Ich möchte mich bei meinen Eltern bedanken, die es mir ermöglichten an einer Hochschule zu studieren. Weiters gilt mein Dank besonders Willi Mach und Erwin Jericha, die sich immer Zeit nahmen, Ergebnisse zu diskutieren und mich mit nützlichen Hinweisen und Instruktionen unterstützten. Außerdem danken möchte ich dem betrieblichen Strahlenschutz des Atominstututs, namentlich Andreas Musilek, Dieter Hainz und Siegfried Shrbeny für die gute Zusammenarbeit, sowie den Reaktormitarbeitern Mario Villa, Robert Bergmann, Ernst Klapfer und Hans Schachner.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	6
1.1	Der neue Strahlplatz am Strahlrohr B des TRIGA Reaktors . . .	6
1.2	Die Strahlkammer	7
1.3	Der Weiße Strahl	9
2	Aktivierungs sond en	11
2.1	Goldfolien	11
2.1.1	Theoretische Grundlagen	11
2.1.2	Effizienz des γ -Detektors	12
2.1.3	Berechnung des Neutronenflusses	13
2.1.4	Verlauf des Weißen Strahls in Ausbreitungsrichtung . . .	15
2.1.5	Profil des Weißen Strahls normal zur Ausbreitungsrichtung	18
2.1.6	Profil des Weißen Strahls am Ende der Strahlkammer . . .	23
2.1.7	Anteil thermischer und schneller Neutronen im Weißen Strahl	29
2.1.8	Rückstreuung	33
2.2	Indiumfolien	36
2.2.1	Theoretische Grundlagen	36
2.2.2	Effizienz des γ -Detektors	38
2.2.3	Verlauf des Weißen Strahls in Ausbreitungsrichtung . . .	40
2.2.4	Anteil thermischer und schneller Neutronen im Weißen Strahl	42
3	Diamantdetektor	45
3.1	Theoretische Grundlagen	46
3.2	Experimentieraufbau	49
3.3	Resultate	51
3.3.1	Strahlprofile	51
3.3.2	Schnelle Neutronen	53

4	Image Plates	55
4.1	Theoretische Grundlagen	55
4.2	Experimentieraufbau	56
4.3	Resultate	58
4.3.1	Bestimmung des Divergenzwinkels	58
4.3.2	Ausrichtung der Image Plates	64
5	Vermessung des Wismutkristalls	65
5.1	Transmissionsverhalten	65
5.1.1	Experimentieraufbau	65
5.1.2	Resultate	66
5.2	Wismut-Laue-Kamera	67
6	Dosisleistungsmessungen	69
6.1	Dosisleistung in der Strahlkammer bei 1 kW	69
6.2	Dosisleistung inner- und außerhalb der Strahlkammer bei 250 kW	69
7	Flugzeitmessung	71
7.1	Der Chopper	71
7.2	Messung am Strahlplatz "Weißer Strahl"	73
7.2.1	Experimentieraufbau	73
7.2.2	Berechnung Δt	75
7.2.3	Effizienz des ${}^3\text{He}$ -Detektors	75
8	Zusammenfassung und Ausblick	79

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

1.1 Der neue Strahlplatz am Strahlrohr B des TRIGA Reaktors



Abbildung 1.1: Der neue Strahlplatz mit TRIGA-Reaktor im Hintergrund [2].

Diese Diplomarbeit dient der Charakterisierung des Neutronenstrahls, der durch die neu eingerichtete Strahlkammer am Strahlrohr B des TRIGA Reaktors am Atominstitut ermöglicht wird [3]. Bei der Strahlkammer (siehe Abbildung 1.1) handelt es sich um die Realisierung eines neuen Sicherheitskonzeptes, welches Experimentieren mit einem intensiven Neutronenstrahl erlaubt. Bisherige Strahlplätze rund um den TRIGA Reaktor basieren auf folgendem Prinzip: Ein in Strahlachse angebrachter pyrolytischer Graphitkristall (HOPG) reflektiert, der Bragg-Gleichung

$$n\lambda = 2d \sin(\theta) \quad (1.1)$$

folgend, eine Wellenlänge des aus dem Reaktor kommenden Neutronenstrahls zum Experiment. Der restliche Strahl wird in einer Abschirmung aus Beton und Borsäure absorbiert. Der den Experimentatoren auf diese Weise zur Verfügung stehende Strahl weist einen geringen Fluss von ungefähr 10^3 Neutronen/cm²s auf. Ein Vorteil ist allerdings, dass schnelle Neutronen und Gammastrahlen aus dem Reaktor in der Abschirmung absorbiert werden und das Experiment vor diesen geschützt bleibt, da das Experiment wegen der Bragg-Reflexion keine direkte Sicht auf den Reaktorkern hat.

Mittels der neuartigen Strahlkammer soll eine direkte Sicht auf den Kern ermöglicht werden. Es wird somit nicht mehr eine einzelne Wellenlänge aus dem Neutronenstrahl des Reaktors herausreflektiert, sondern ein breites Spektrum von Neutronen in den Innenraum der Kammer eintreten. Für diesen polychromatischen, weißen Strahl wird ein thermischer Fluss von mindestens 10^6 Neutronen/cm²s erwartet. Die direkte Sicht auf den Reaktorkern bringt allerdings auch Nachteile: Neben diesem hohen thermischen, d.h. niederenergetischen Fluss, werden auch hochenergetische, sogenannte epithermische und schnelle Neutronen und Gammastrahlung aus dem Reaktor in die Kammer eintreten. Dieser Umstand machte es nötig, die Strahlkammer auf der Basis neuer Sicherheitskonzepte zu entwerfen, um die Dosisleistung außerhalb der Kammer unter den internen Grenzwerten zu halten.

1.2 Die Strahlkammer

Der Strahlplatz besteht aus einer Vorkammer, einer Experimentierkammer, dem Labyrinth und Interlocksystem (siehe Abbildung 1.2). In der Experimentierkammer ist es möglich bei laufendem Reaktor Experimente vorzubereiten. In der Vorkammer befindet sich ein Betonshutter, welcher das Neutronenstrahlrohr des Reaktors verschließt, sodass keine Neutronen oder Gammastrahlung in die Experimentierkammer eindringen können. Der Betonshutter befindet sich auf einem hydraulischen Hubtisch, der bei Bedarf angehoben

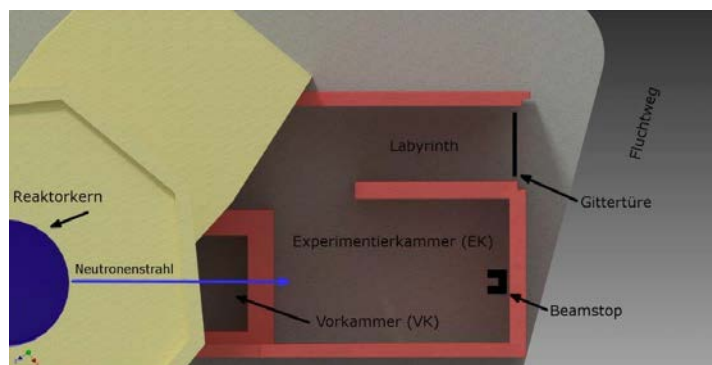


Abbildung 1.2: Skizze der Strahlkammer [3].

werden kann, was wiederum dem Neutronenstrahl ermöglicht, in die Experimentierkammer einzutreten. Mit einem Interlocksystem wird der Zugang für die Experimentatoren bei offenem Shutter, d.h. bei aktivem Neutronenstrahl in der Experimentierkammer, verwehrt. Eine vor der Strahlkammer angebrachte Gittertür lässt sich erst bei geschlossenem Shutter öffnen. Die Zwischenwand zwischen Vorkammer und Experimentierkammer enthält den sogenannten Beamport. Es handelt sich hierbei um einen Strahlenschacht, welcher in Achse des Strahlrohres B des Reaktors liegt. Er leitet die Neutronen des Reaktors bei geöffnetem bzw. angehobenem Shutter durch die Zwischenwand in die Experimentierkammer. Von Seiten der Experimentierkammer ist der Beamport als Öffnung in der Zwischenwand sichtbar.

Um die Dosisleistung der Umgebung um die Strahlkammer herum möglichst gering zu halten, wurde eine neue Betonrezeptur entwickelt, aus der die Wände, die Decke und der Boden der Kammer, sowie der Beamport angefertigt wurden. Dieser neue Beton beinhaltet Hämatit, Serpentin und Borcarbid. Diese Komponenten erhöhen die Abschirmwirkung des Betons für Gammastrahlung, die Moderationswirkung auf schnelle Neutronen und die Absorption von thermischen Neutronen im Allgemeinen [3].

Um Austritt von ionisierender Strahlung zwischen den einzelnen Betonelementen zu verhindern, werden einzelnen Wandelemente mittels L-förmiger Verzahnung miteinander verbunden bzw. die Wandelemente in Vertiefungen im Boden hineingesetzt, um die direkte Sicht in die Experimentier- oder Vorkammer zu verhindern.

Zusätzlich war es nötig einen Beamstop am Ende der Kammer gegenüber dem Beamport zu platzieren (siehe Abbildung 1.3). Dieser 80 cm × 80 cm × 80 cm messende Würfel besteht aus Paraffin und weist an seiner Vorderseite eine 26 cm × 26 cm breite und 50 cm tiefe Öffnung auf. Der

Beamstop wurde so positioniert, dass dessen Öffnung zentriert um die Achse der erwarteten Ausbreitungsrichtung des Neutronenstrahls liegt. In dieser Öffnung wurden eine 5 cm dicke Bleischicht, gefolgt von einer 10 cm dicken Borplastikplatte, eine weitere 7 cm dicke Bleischicht und eine 0.5 cm dicke Borgummimatte hintereinander angeordnet. Zwischen Rückwand und Beamstop wurde eine weitere 5 cm dicke Borplastikplatte positioniert. Der Abstand zwischen dieser Platte und der Rückwand der Kammer beträgt 3 cm. Auf die dem Neutroneneintrittsort zugewandte Vorderseite des Beamstops wurde zusätzlich eine 0.5 cm dicke Borgummimatte um die Öffnung herum geklebt. Zur richtigen Positionierung wurde der Beamstop durch vier Pfeiler um 42 cm angehoben.

Auf diese Weise war es möglich das hausintern gesetzte Limit für die maximale Dosisleistung von $5 \mu\text{Sv h}^{-1}$ in der Umgebung des neuen Strahlplatzes zu unterbieten [2].

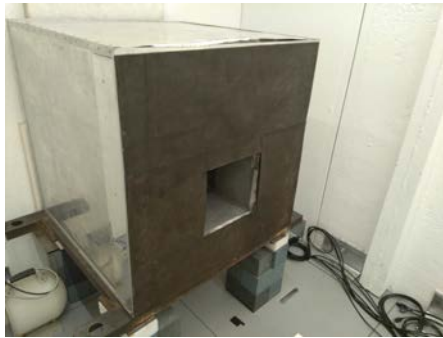


Abbildung 1.3: Der Beamstop am Ende der Kammer.

1.3 Der Weiße Strahl

Als Weißen Strahl bezeichnen wir den polychromatischen Neutronenstrahl, dessen Nutzung für Experimente aufgrund der vorangehend beschriebenen Vorkehrungen ermöglicht wird. Dieser, einen im Vergleich zu bisherigen Strahlplätzen um einen Faktor 1000 erhöhten Fluss aufweisende Strahl, bringt allerdings ein viel höheres Maß an Dosisleistung und Untergrund durch schnelle Neutronen und Gammastrahlung mit sich. Zu diesem Zweck wird eine Kombination von Perfektkristallen aus Wismut und Saphir in das Strahlrohr B des TRIGA-Reaktors eingesetzt um diesen Untergrund bereits vor Eintritt des Weißen Strahls in die Vorkammer zu verringern. Durch diese Filter rechnet man mit einer Verringerung der Gammastrahlung und des schnellen Neutro-

nenflusses im Weißen Strahl. Da schnelle Neutronen die Dosisleistung in der Umgebung überproportional erhöhen, trägt der Filtereinbau entscheidend zur Erreichung der gesetzten Limits der Dosisleistung bei (siehe [3]). Der Weiße Strahl ist im besten Fall ein thermischer Neutronenstrahl.

Mit einer Blende aus Bohrstahl im Strahlrohr, welches vom Reaktor zur Vorkammer führt, wird das Profil des Weißen Strahls auf $65 \times 65 \text{ mm}^2$ definiert. Der Beamport, der die Vor- mit der Experimentierkammer verbindet und letztere schlussendlich mit Neutronen versorgt, ist 400 mm tief und besitzt einen Querschnitt von $150 \times 150 \text{ mm}^2$. Durch Einschübe aus Borplastik (5w% B4C) lässt sich der Strahl kollimieren. Die von uns benutzten Einschübe ermöglichen es, den Strahl auf $75 \times 75 \text{ mm}^2$, $65 \times 65 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$ oder $10 \times 20 \text{ mm}^2$ zu kollimieren (siehe Abbildung 1.4). Jedenfalls bestehen diese Einschübe aus zwei 200 mm tiefen Einzelteilen. Dies ist deswegen wichtig zu nennen, da zu Beginn der Experimente für diese Arbeit nur ein 200 mm tiefes Einzelstück des $65 \text{ mm} \times 65 \text{ mm}$ - Einschubs zur Verfügung stand und so einige Versuche nur mit dem "halben" Kollimator gemessen wurde. Wo auch immer dieser Umstand der Fall war, wird dies an der entsprechende Stelle im Text vermerkt.

Prinzipiell waren die genauen Eigenschaften dieses Weißen Strahls, der in die neu konzipierte Strahlkammer eintritt, noch unbekannt. Es ist deswegen das Ziel dieser Diplomarbeit den Weißen Strahl zu charakterisieren, d.h. Aussagen über sein Profil, seine Divergenz, seine Zusammensetzung aus thermischen und schnellen Neutronen und vor allem über seinen Fluss zu treffen. Im Folgenden werden deswegen verschiedene Methoden vorgestellt, mit deren Hilfe dieses Unterfangen bewältigt wurde. Die durchgeführten Experimente sollten nicht nur die genannten Charakteristika zu Tage fördern, sondern sich ebenso gegenseitig in den erhaltenen Werten und Größen bestätigen.

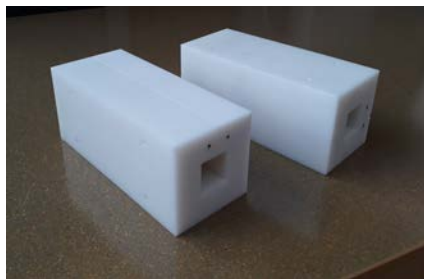


Abbildung 1.4: Zur Kollimierung des Weißen Strahls stehen drei Einschubpaare zur Verfügung, welche in den Beamport eingesetzt werden und den Strahlquerschnitt reduzieren. Wie in der Abbildung erkenntlich besteht ein Kollimator aus zwei Einschüben aus Borplastik.

Kapitel 2

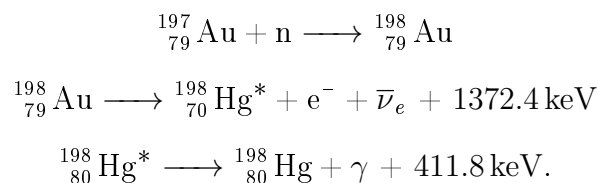
Aktivierungs sonden

Zur Charakterisierung des Weißen Strahls bot sich zunächst der Einsatz von Aktivierungs sonden an. Aufgrund der Praktikabilität fanden am prominentesten Goldfolien Verwendung, in kleinerem Maße auch Indiumfolien. Mit Hilfe dieser Folien war es möglich auf einfache Weise erste Aussagen über das Profil des Weißen Strahls, sowie über seine Zusammensetzung aus thermischen bzw. schnellen Neutronen zu treffen.

2.1 Goldfolien

2.1.1 Theoretische Grundlagen

Messungen des Neutronenflusses mittels Goldfolien bieten sich aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes von Gold für Absorption von niederenergetischen Neutronen an (siehe Abbildung 2.1). Gold besteht zu 100 % aus ^{197}Au , dadurch müssen keine Isotopenverhältnisse berücksichtigt werden. Durch Bestrahlung von dünnen Goldfolien mittels Neutronen, kommt es zur Aktivierung des Goldes. Auf diese Weise werden instabile $^{198}_{79}\text{Au}$ -Atome gebildet, welche über β^- -Zerfall mit einer Halbwertszeit von rund 2.7 Tagen zu angeregten Quecksilberatomen zerfallen. Unter Aussendung eines Photons gehen diese angeregten Atome nach 23 ps in den Grundzustand über.



Für diese Arbeit wurde das im finalen Übergang in der letzten Reaktion gebildete Photon mit einem hauseigenem γ -Detektor mit der Bezeichnung

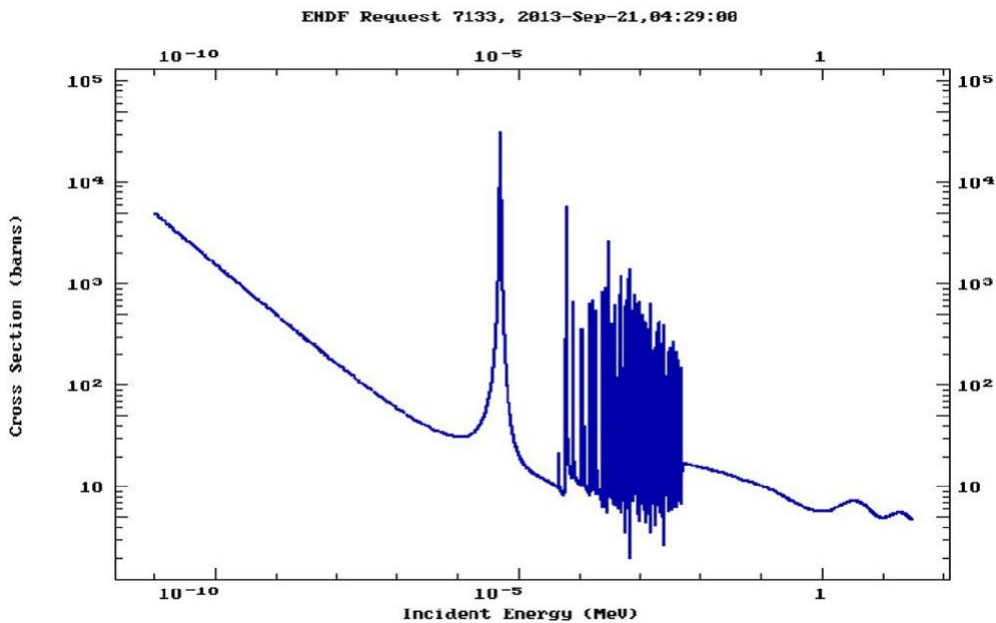


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitt von Gold für Neutronenabsorption [6].

Polygam gemessen. Durch das Detektieren der von Goldfolien emittierten Photonen lässt sich die Aktivität der Goldfolie messen. Über die Masse der Folien und die Aktivität lässt sich der Neutronenfluss berechnen.

2.1.2 Effizienz des γ -Detektors

Die durch Neutronenbestrahlung aktivierten Goldfolien wurden in einer gemeinsamen Pb-Abschirmung vor dem γ -Detektor positioniert, der mittels der Software *Gammamessung und -analyse* über einen PC angesteuert wird. Der Detektor erzeugt ein Signal, dessen Pulshöhe proportional zur Energie des absorbierten γ -Quants ist; dieses Signal wird verstärkt und von der Datenerfassungselektronik analysiert – wir erhalten als Ergebnis eine Zahl, die der Signalhöhe proportional ist und die in ein Histogramm aus 8192 Kanälen eingeordnet wird. Mittels Energiekalibrierung können wir den Kanälen dann eine gamma-Energie zuordnen. Eine γ -Linie kann dann einem kleinen Bereich benachbarter Kanäle zugeordnet werden. Der Zählerinhalt dieser Kanäle ist die Anzahl der gesuchten γ -Quanten plus ein Untergrund aus Compton-gestreuten Photonen plus Hintergrundereignisse – die Gammaanalyse-Software versucht diesen Untergrund abzuschätzen, die Fläche zwischen dem Untergrund und den Gesamtereignissen ist dann die Intensität der γ -Linie und

wird von der Software als *peak area* ausgegeben. Uns interessiert die Anzahl der detektierten Photonen bei 411.8 keV. Diese Energie besitzen Photonen, die von zerfallenden $^{198}_{79}\text{Au}$ -Kernen ausgesendet werden.

Bei dem γ -Detektor handelt es sich um einen GMX 20-200-Germanium-detektor. Eintreffende Photonen erzeugen im halbleitenden Germanium Elektron-Loch-Paare, welche in Richtung der jeweiligen Elektroden driften. Dieses Driften erzeugt Stromimpulse, die wiederum als Messsignale dienen. Die Detektoreffizienz hängt einerseits vom Abstand der Folie zum Detektor, andererseits von der elementabhängigen Energie der zu detektierenden γ -Quanten ab. Eine für einige Isotope und zugehörige γ -Linien bereits angefertigte Auflistung der ihnen entsprechenden Detektoreffizienzen wurde herangezogen, um die richtige Effizienz für Gold zu bestimmen. Durch Interpolieren zwischen den gegebenen γ -Linien für ^{133}Ba bei 383.8 keV und ^{137}Cs bei 661.7 keV mit Detektoreffizienzen von 0.95 % und 0.58 % bei jeweils 5 cm Abstand von Probe und Detektor, ergibt sich für zerfallendes ^{198}Au mit einer charakteristischen γ -Energie von 411.8 keV eine Detektoreffizienz von 0.917 % bzw. $\eta = 9.17 \times 10^{-3}$.

2.1.3 Berechnung des Neutronenflusses

Wir haben es in unserem Experiment mit der Messung von Zerfallsprodukten zu tun, d.h. wir messen die verstrichene Zeit während der drei Arbeitsschritte: die Dauer der Bestrahlung durch Neutronen t_{irr} , die Dauer zwischen Bestrahlung und Messung t_{zw} , sowie die Messzeit im Detektor t_m . In diesen Zeitabschnitten findet Zerfall statt und die Aktivität der betrachteten Folie nimmt ab. Dies muss in der Berechnung des Neutronenfluss aus der *Folienaktivität* A berücksichtigt werden. So ergibt sich als erste Korrektur für die vom Detektor angezeigte *peak area*:

$$A = \frac{\text{peakarea} \cdot \lambda}{I_\gamma \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_m})}. \quad (2.1)$$

Wobei die *Aktivität* A in Einheiten [*counts/s*] gemessen wird und der Term im Nenner den Zerfall von aktivierten Kernen während der Messung berücksichtigt. $\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}$ ist die *Zerfallskonstante*. Für Gold beträgt die relative Intensität $I_\gamma = 0.9558$, d.h. dass in 95.58 % der Zerfälle von Gold ein Photon mit der Energie 411.8 keV emittiert wird.

Der Neutronenfluss ϕ besitzt die Einheiten $[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ und kann durch folgende einfache Relation dargestellt werden

$$\phi = \frac{A}{n \cdot \sigma_{Abs}}. \quad (2.2)$$

Wobei A unsere bereits diskutierte *Aktivität* der Folie darstellt und n die Zahl der Target-Atome wiedergibt. Die materialspezifische Größe σ_{Abs} wird *Absorptionswirkungsquerschnitt* genannt und in Einheiten einer Fläche $[\text{cm}^2]$ bzw. $[\text{barn}]^1$ gemessen. Für Gold beträgt der Wirkungsquerschnitt für Neutronenabsorption $\sigma_{Abs} = 98.7 \text{ barn}$ (siehe Abbildung 2.1). σ_{Abs} ist eigentlich kein konstanter Wert, sondern abhängig von der Neutronengeschwindigkeit: $\sigma(v)$. Das bedeutet, dass man das Spektrum des Strahls kennen muss, um den Fluss zu berechnen. Als ersten Annäherung kann man allerdings annehmen, dass alle Neutronen 2200 m s^{-1} schnell sind.² Man bestimmt damit dann den sogenannten "capture flux", der sich gut für den Vergleich unterschiedlicher Neutronenflüsse eignet. Um den eben diskutierten Ausdruck (2.2) der Realität unserer Experimentanordnung anzupassen, müssen noch einige Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Die Faktoren $e^{\lambda \cdot t_{zw}}$ und $\frac{1}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}}}$ folgen aus dem radioaktiven Zerfallsgesetz. Mit diesen und weiteren Korrekturen ergibt sich ein verbesserter Ausdruck für den *Neutronenfluss* ϕ zu [5]:

$$\phi = \frac{A \cdot e^{\lambda \cdot t_{zw}}}{\eta \cdot m \cdot \mu \cdot G \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}})}. \quad (2.3)$$

Die Größe m ist die *Masse* der bestrahlten Goldfolie, η meint die *Detektoreffizienz* des γ -Detektors. Im *Massenabsorptionskoeffizient* μ ist, wie der Name bereits andeutet, nun der vorhin behandelte Absorptionswirkungsquerschnitt des Goldes für die Neutronenaktivierung σ_{Abs} , sowie die Zahl der Atomkerne pro cm^3 N enthalten:

$$\mu = \frac{N \cdot \sigma_{Abs}}{\rho}. \quad (2.4)$$

In diesem Ausdruck ist auch die *Dichte* ρ enthalten. Der *Massenabsorptionskoeffizient* nimmt somit für ein bestimmtes Material einen spezifischen Wert an, im Falle von Gold beträgt dieser $\mu = 0.3016 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

Der in Gleichung 2.3 ebenso enthaltene *Neutronenselbstschirmfaktor* G berücksichtigt, dass der Neutronenfluss beim Durchgehen durch die Goldfolie nicht im gesamten Material konstant ist.

$$G = \frac{1}{2 \cdot \mu \cdot \frac{m}{F} + 1}. \quad (2.5)$$

¹ 1 barn = 10^{-24} cm^2

² Siehe für eine weiterfassende Darstellung auch [4].

In dieser Formel tritt nun auch die *Fläche* F der Goldfolie auf. Somit sind alle charakteristischen Größen der Folien in der Gleichung (2.3) enthalten.

Als letzter Schritt muss die Gleichung (2.3) noch dem TRIGA MARK II-Atomreaktor des Atominstutts angepasst werden: Die Energien der im Reaktor erzeugten Neutronen folgen einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Diese wird durch das als Moderatormedium verwendete Wasser, in welchem die Brennstäbe eingetaucht sind, etwas verschoben. Mathematisch wird dieser Umstand durch Multiplizieren der Gleichung (2.3) mit dem Ausdruck $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_N}{T_0}}$ berücksichtigt. Wobei $\frac{T_N}{T_0}$ das Verhältnis der Neutronentemperatur zur Moderatortemperatur wiedergibt. In unserem Fall gilt immer $\frac{T_N}{T_0} = 1.07$. $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot v_0$ ist die mittlere Geschwindigkeit der Maxwell-Boltzmann Verteilung, d.h. wir berechnen hier also den mittleren Fluss der Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Neutronentemperatur T_N .

Damit ergibt sich der endgültige Ausdruck für den Neutronenfluss ermittelt aus der γ -Aktivität von Goldfolien zu:

$$\phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_N}{T_0}} \cdot \frac{A \cdot e^{\lambda \cdot t_{zw}}}{\eta \cdot m \cdot \mu \cdot G \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}})}. \quad (2.6)$$

2.1.4 Verlauf des Weißen Strahls in Ausbreitungsrichtung

Zur Untersuchung des Profils des Weißen Strahls in seiner Ausbreitungsrichtung wurden nacheinander einzelne Goldfolien in drei verschiedenen Abständen zum Beampport in einer Halterung mit Klebestreifen befestigt, in die Kammer gestellt, auf den Neutronenstrahl zentriert und bestrahlt. Die *Abstände* d der Goldfolien zum Beampport betragen nacheinander 30 cm, 140 cm und 220 cm. Diese drei Einzelmessungen wurden drei mal wiederholt, und zwar bei von Messzyklus zu Messzyklus kleiner werdendem Strahlquerschnitt. Dazu wurden die im ersten Kapitel vorgestellten Kollimatoreinschübe verwendet. Der erste Messzyklus fand bei einem Strahlprofil von $150 \times 150 \text{ mm}^2$, der zweite bei $65 \times 65 \text{ mm}^2$ und der dritte bei $30 \times 30 \text{ mm}^2$ statt. Die Bestrahlzeit pro Goldfolie in der Kammer betrug immer 15 Minuten. In den Abbildungen 2.2 und 2.3 ist die Experimentieranordnung dargestellt.

Nach der Bestrahlung wurde, wie vorangegangen beschrieben, mittels Messen der Aktivität der bestrahlten Goldfolie am γ -Detektor und unter Verwendung der Gleichung (2.6) auf den Neutronenfluss zurückgeschlossen. Es gibt für Gleichung (2.6) auch materialspezifische Werte, die für alle Neutronenflussberechnungen aus Goldfolien gleich bleiben und somit nicht für jede Einzelmessung in den nachfolgenden Tabellen extra vermerkt werden

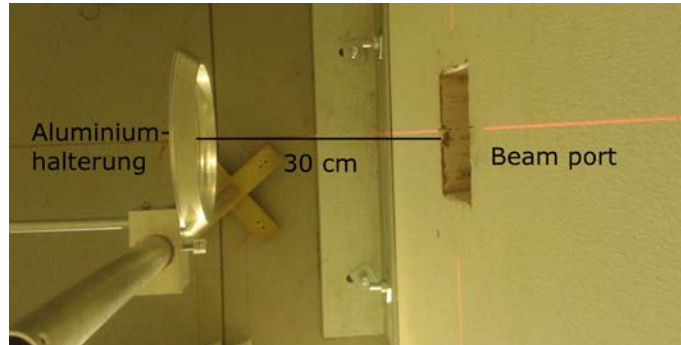


Abbildung 2.2: Darstellung der Experimentanordnung mit Blick von oben. Goldfolien wurden mit Klebestreifen in das Zentrum einer Halterung aus Aluminium geklebt. In diesem Fall betrug der Abstand zum Beamport 30 cm.

müssen. Tabelle 2.1 gibt Auskunft über die für Gold spezifischen konstanten Werte. Zusätzlich sind der Vollständigkeit halber noch einmal die Detektoreffizienz und das Neutronentemperaturverhältnis angeführt.

F [cm^2]	μ [cm^2g^{-1}]	λ [s^{-1}]	η	T_N/T_0
3,14	0,3016	$2,97 \cdot 10^{-6}$	$9,17 \cdot 10^{-3}$	1,07

Tabelle 2.1: Für Goldfolien spezifische Werte in der Neutronenflussberechnung.

Die Ergebnisse der Berechnung des Neutronenflusses mittels Gleichung (2.6) sind in der Tabelle 2.2 angeben. Wie erwartet verringert sich der Neutronenfluss mit kleiner werdendem Strahlprofil und größer werdendem Abstand zum Strahlaustrittsort. Der höchste Neutronenflusswert beträgt $\phi_{150 \times 150,30} = 3.51(6) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einem Strahlaustrittsquerschnitt von $150 \times 150 \text{ mm}^2$ und 30 cm Abstand der Goldfolie vom Beamport. Folgt man jedoch der Tabelle 2.2 bzw. der Abbildung 2.4, so erkennt man, dass sich die Flussverläufe für das $150 \times 150 \text{ mm}^2$ - bzw. $65 \times 65 \text{ mm}^2$ - Strahlprofil bei der am weitesten entfernte Position bei 220 cm vom Beamport kreuzen. In diesem Fall weist der im Austrittsquerschnitt verringerte Strahl bei weiterem Abstand einen höheren Neutronenfluss auf, als der Stahl mit dem größeren Querschnitt. Die Fehlerbalken in Abbildung 2.2 geben nur den statistischen Fehler aus der Gammamessung wieder. Den systematischen Fehler in Zeitmessung, Wägung, Abstandsmessung, Positionierung, etc. vernachlässigen wir. Das bedeutet, dass die Fehlerbalken in Wirklichkeit etwas größer sind.

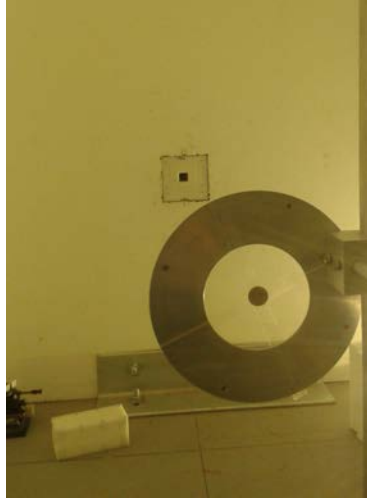


Abbildung 2.3: Anbringung der Goldfolie im Aluminiumhalter. Im Hintergrund ist der $30 \times 30 \text{ mm}^2$ - Kollimatoreinschub im Beamport zu sehen, aus dem der Neutronenstrahl austritt.

Profil[mm ²]	d[cm]	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t_{zw} [s]	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]
150 × 150	30	0,2879	5,76	1,70	1800	$3,51(6) \cdot 10^6$
150 × 150	140	0,2935	2,98	2,34	1880	$1,79(4) \cdot 10^6$
150 × 150	220	0,2924	1,68	2,50	1560	$1,01(3) \cdot 10^6$
65 × 65	30	0,2933	5,68	1,30	1520	$3,40(4) \cdot 10^6$
65 × 65	140	0,2919	2,73	1,30	1550	$1,64(2) \cdot 10^6$
65 × 65	220	0,2892	1,78	1,90	2840	$1,09(2) \cdot 10^6$
30 × 30	30	0,2917	5,47	1,70	2300	$3,30(6) \cdot 10^6$
30 × 30	140	0,2901	2,13	2,00	1677	$1,29(3) \cdot 10^6$
30 × 30	220	0,2951	1,14	2,00	1424	$6,80(14) \cdot 10^5$

Tabelle 2.2: Neutronenflussberechnung für drei verschiedene Strahlprofile beim Eintritt in die Strahlkammer. Die Bestrahlungszeit t_{irr} betrug für alle Goldfolien 900s. Der Selbstabschirmfaktor beträgt für alle Folien rund $G=0.95$. Der Fehler bezieht auf den im Messvorgang auftretenden, statistischen Fehler.

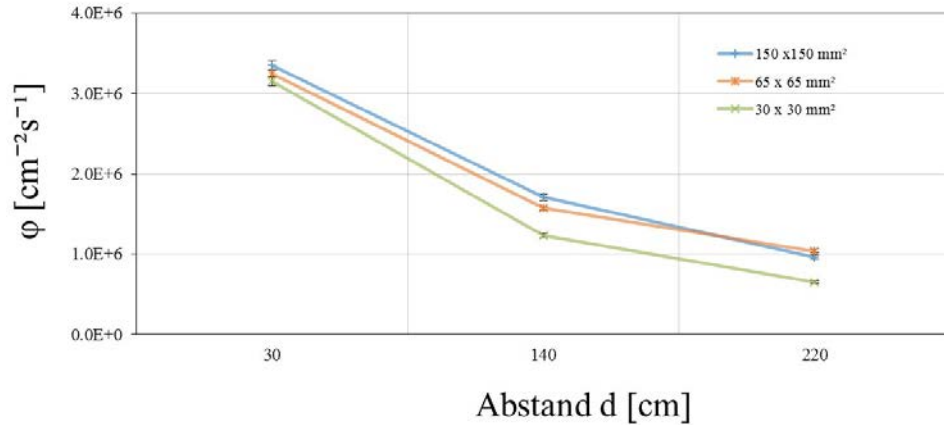


Abbildung 2.4: Verlauf des Neutronenflusses für drei verschiedene Strahlprofile beim Eintritt in die Strahlkammer gemessen an drei unterschiedlichen Positionen. Die Fehlerbalken sind kleiner als die die Messpunkte repräsentierenden Symbole.

2.1.5 Profil des Weißen Strahls normal zur Ausbreitungsrichtung

Eine Aluminiumplatte mit im gleichmäßigen Abstand eingefrästen Vertiefungen zur Platzierung von Goldfolien diente der genaueren Profilmessung des Weißen Strahles normal zu seiner Ausbreitungsrichtung in der Kammer. Es wurden 29 Goldfolien, wie in Abbildung 2.5 gezeigt, in drei Regionen angeordnet. Diese wurden je nach der zu erwartenden Neutronenflussverteilung als Zentrum, Innen- und Außenrand bezeichnet. Die Aluminiumplatte wurde 5 cm vom Beampoint entfernt platziert. In diesem Experiment wurde, im Gegensatz zum vorigen Abschnitt, nur einer der beiden $65 \times 65 \text{ mm}^2$ - Kollimatoreinschübe verwendet, da zu dieser Zeit das zweite Einzelstück noch nicht angefertigt und so der Beampoint nur zur Hälfte ausgefüllt war. Dies macht jedoch keinen wesentlichen Unterschied, da auch ein Einschub ausreichend kollimiert. Danach wurde die Platte samt eingesetzter Goldfolien eine Stunde lang mit Neutronen bestrahlt. Die Experimentieranordnung ist in Abbildung 2.6 gezeigt.

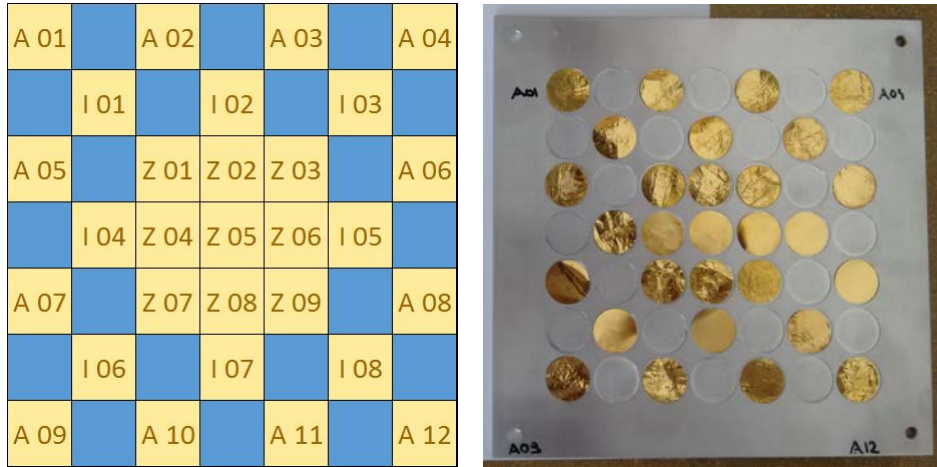


Abbildung 2.5: Anordnung von 29 Folien in drei Regionen *Zentrum Z*, *Innenrand I* und *Außenrand A*. Gelb markierte Kästchen stehen für in die Platte eingesetzte Goldfolien, blaue Felder markieren leer gebliebene Einführungen. Daneben die tatsächliche Umsetzung.

Die ausgewerteten Ergebnisse dieses Experiments sind in Tabelle 2.6 aufgelistet und in Abbildung 2.7 dargestellt. Ersichtlich ist die Homogenität und ein ausgeprägtes Rechteckprofil mit einem starken Abfall am Rand des Weißen Strahles beim Eintritt in die Kammer trotz des “halben Kollimators”. Der Zentrumsbereich ist erwartungsgemäß der am stärksten bestrahlte, mit Flusswerten zwischen $\phi_{Z03} = 3.90(4) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $\phi_{Z05} = 4.20(5) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im Zentrum. Nach außen hin, d.h. über einen Bereich der zwei Goldfoliendurchmesser bzw. 4 cm entspricht, bricht der Neutronenfluss bis zu drei Größenordnungen ein mit dem niedrigsten Wert $\phi_{A09} = 5.4(14) \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Die mittlere Goldfolie sah sich mit $\phi_{Z05} = 4.20(5) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dem höchsten Neutronenfluss ausgesetzt. Verglichen mit dem höchsten erzielten Flusswert aus dem Abschnitt 2.1.4 mit $\phi_{150 \times 150,30} = 3.51(6) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich hier in diesem Unterkapitel ein um rund 20 % erhöhter Wert. Das liegt am geringeren Abstand zwischen den Goldfolien auf der Aluminiumplatte und dem Beampoint im Vergleich zum vorangegangenen Experiment. Außerdem werden die Goldfolien vermehrt von Streuneutronen des Borplastiks getroffen.

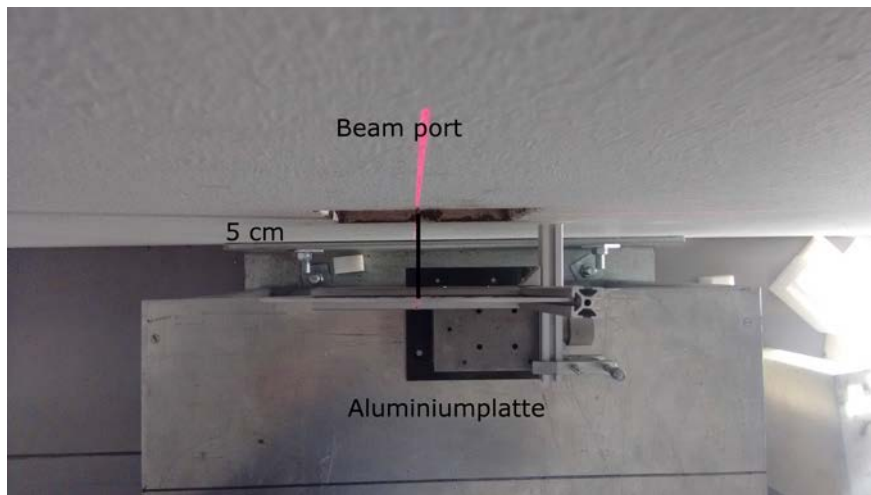


Abbildung 2.6: Blick von oben auf die Aluminiumplatte mit den 29 Goldfolien. Der Abstand zum Beampport beträgt 5 cm.

Ein Problem des Experimentes ist der hohe Fehler, der bei der Aktivitätsmessung einzelner Goldfolien im γ -Detektor auftrat. Davon betroffen waren die dem Strahl wenig ausgesetzten Goldfolien des Außenrandes. Aufgrund der großen Anzahl der durchzuführenden Aktivitätsmessungen in diesem Experiment, der begrenzten Stundenzzeit eines Arbeitstages und des auf solche Umstände nicht Rücksicht nehmenden radioaktiven Zerfalls, musste bei den Goldfolien des Außenrandes mit einer maximalen Messzeit von 20 Minuten im Detektor vorliebgenommen werden. An der grundsätzlichen Feststellung der Homogenität und des ausgeprägten Rechteckprofils mit einem starken Abfall am Rand des Weißen Strahles ändert der relative Fehler allerdings nichts.

6.05E+03		7.56E+03		1.11E+04		1.16E+04
	1.38E+04		5.43E+04		1.19E+04	
1.09E+04		4.05E+06	4.09E+06	3.90E+06		8.69E+03
	5.15E+05	4.19E+06	4.20E+06	4.00E+06	2.08E+05	
7.88E+03		4.13E+06	4.12E+06	3.92E+06		1.38E+04
	8.27E+04		9.63E+05		4.39E+05	
5.40E+03		1.28E+04		1.63E+04		7.26E+03

Abbildung 2.7: Profil des Weißen Strahles farblich hervorgehoben. Werte in $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$. Werte und Fehler siehe Tabelle 2.3.

Pos.	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]
A 01	0,2906	$3,75 \cdot 10^{-2}$	28,90	3600	22959	0,947	$6,1(1,8) \cdot 10^3$
A 02	0,3105	$5,23 \cdot 10^{-2}$	18,70	3600	6665	0,944	$7,6(1,4) \cdot 10^3$
A 03	0,2889	$6,93 \cdot 10^{-2}$	20,20	3600	18584	0,947	$1,11(22) \cdot 10^4$
A 04	0,2961	$7,39 \cdot 10^{-2}$	17,30	3600	20194	0,946	$1,16(20) \cdot 10^4$
A 05	0,3167	$7,41 \cdot 10^{-2}$	18,40	3600	17713	0,943	$1,09(20) \cdot 10^4$
A 06	0,2900	$5,40 \cdot 10^{-2}$	29,50	3600	20881	0,947	$8,7(2,6) \cdot 10^3$
A 07	0,2903	$5,01 \cdot 10^{-2}$	20,90	3600	13570	0,947	$7,9(1,7) \cdot 10^3$
A 08	0,2904	$8,60 \cdot 10^{-2}$	16,70	3600	21571	0,947	$1,38(23) \cdot 10^4$
A 09	0,2886	$3,40 \cdot 10^{-2}$	26,20	3600	14917	0,947	$5,4(1,4) \cdot 10^3$
A 10	0,3159	$8,76 \cdot 10^{-2}$	18,10	3600	16241	0,943	$1,28(23) \cdot 10^4$
A 11	0,2752	$9,75 \cdot 10^{-2}$	15,60	3600	17000	0,950	$1,63(25) \cdot 10^4$
A 12	0,3067	$4,74 \cdot 10^{-2}$	24,40	3600	22280	0,944	$7,3(1,8) \cdot 10^3$
I 01	0,2837	$8,44 \cdot 10^{-2}$	16,90	3600	19471	0,948	$1,38(23) \cdot 10^4$
I 02	0,2754	0,333	8,39	3600	8935	0,950	$5,43(46) \cdot 10^4$
I 03	0,2838	$7,48 \cdot 10^{-2}$	18,01	3600	9727	0,948	$1,19(21) \cdot 10^4$
I 04	0,3121	3,54	2,80	3600	10529	0,943	$5,15(14) \cdot 10^5$
I 05	0,2933	1,34	5,10	3600	13339	0,947	$2,08(11) \cdot 10^5$
I 06	0,2855	0,516	5,90	3600	14605	0,948	$8,27(49) \cdot 10^4$
I 07	0,3000	6,36	2,30	3600	11741	0,946	$9,63(22) \cdot 10^5$
I 08	0,2891	2,79	8,52	3600	12210	0,947	$4,39(37) \cdot 10^5$
Z 01	0,2841	26	1,15	3600	3600	0,948	$4,09(5) \cdot 10^6$
Z 02	0,2935	27	1,10	3600	4577	0,947	$4,09(5) \cdot 10^6$
Z 03	0,2972	26,1	1,10	3600	4080	0,946	$3,90(4) \cdot 10^6$
Z 04	0,2878	27,1	1,10	3600	5403	0,948	$4,19(5) \cdot 10^6$
Z 05	0,2888	27,3	1,10	3600	5005	0,947	$4,20(5) \cdot 10^6$
Z 06	0,2919	26,2	1,10	3600	5820	0,947	$4,00(4) \cdot 10^6$
Z 07	0,2834	26,3	1,10	3600	6224	0,948	$4,13(5) \cdot 10^6$
Z 08	0,2954	27,1	1,10	3600	8056	0,946	$4,12(5) \cdot 10^6$
Z 09	0,2904	25,3	1,20	3600	8482	0,947	$3,92(5) \cdot 10^6$

Tabelle 2.3: Berechnung des Neutronenflusses der Rastermessung. Die Großbuchstaben in der ersten Spalte der Tabelle meinen die Position der jeweiligen Goldfolie auf der Aluminiumplatte, dabei steht *A* für den Außenrand, *I* für den Innenrand und *Z* für das Zentrum (Vgl. Abbildung 2.5).

2.1.6 Profil des Weißen Strahls am Ende der Strahlkammer

Um das Profil des Strahls am Ende der Strahlkammer zu messen, wurde eine weitere mit Goldfolien bestückte Aluminiumplatte 250 cm vom Neutronenausgang entfernt aufgestellt. Das Kollimatoröffnung betrug $150 \times 150 \text{ mm}^2$. Um die Strahlachse wurde ein Kreuz aus Goldfolien angeordnet, wobei die horizontale und vertikale Spur eine Länge von je 471 mm aufweisen. Diese zentrale Kreuz besteht in seiner vertikalen und horizontalen Spur aus je 12 Goldfolien. Zusätzlich wurden noch vier Viererblöcke aus Goldfolien gebildet. In Abbildung 2.8 sind die genauen Maße angegeben. In Abbildung 2.9 ist die experimentelle Anordnung dargestellt.

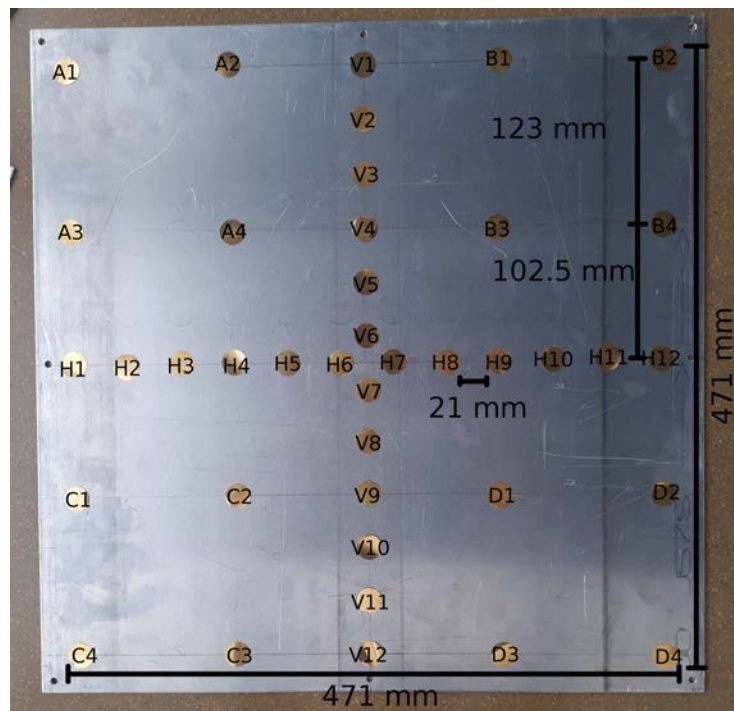


Abbildung 2.8: 40 Goldfolien wurden der Abbildung entsprechend eingeteilt: Goldfolien welche mit dem Großbuchstaben *V* benannt wurden, befinden sich in der *vertikalen* Spur, jene die ein *H* tragen, in der *horizontalen* Spur. Die Viererblöcke wurden alphabetisch *A*, *B*, *C* und *D* genannt und die Goldfolien entsprechend durchnummeriert.

Die mittels der Gleichung (2.6) berechneten Neutronenflüsse finden sich in den Tabellen 2.4 und 2.5 dargestellt. In Abbildung 2.10 ist ein Plot der vertikalen und horizontalen Spur dargestellt. Den Resultaten ist zu entnehmen, dass an den Positionen $H1$ und $H12$ bzw. $V1$ und $V12$, also 241.5 mm von der Strahlachse entfernt, der Neutronenfluss um einen Faktor 1000 auf Werte um $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ herabgesunken ist. Die Flusswerte im Zentrum, gemessen durch die Folien $H6$, $H7$, $V6$ und $V7$ liefern Ergebnisse knapp unter $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und stimmen damit gut mit den Ergebnissen aus Kapitel 2.1.4 überein, die durch Goldfolien in einem Abstand von 220 cm vom Beampport entfernt erzielt wurden.

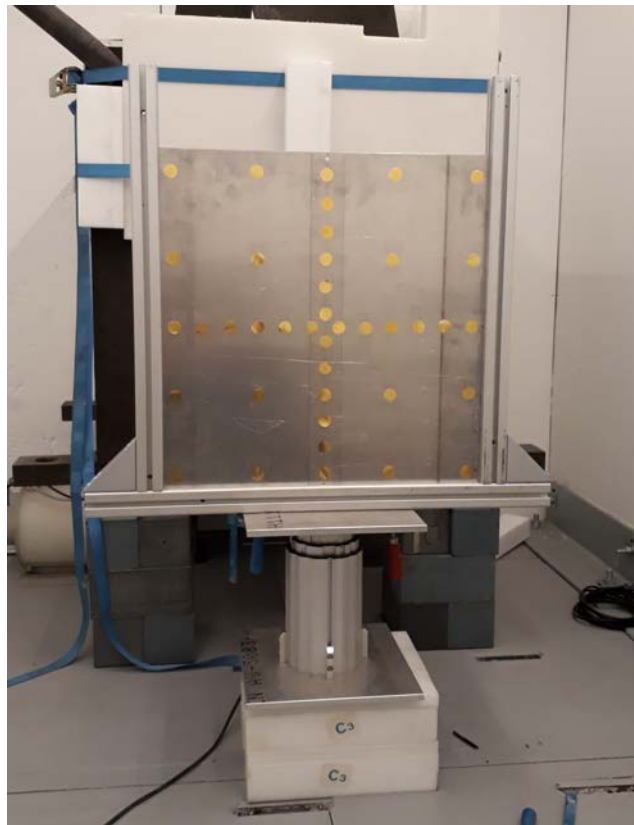


Abbildung 2.9: In einem Abstand von 250 cm vom Neutronenausgang entfernt wurde unmittelbar vor dem Beamstop eine mit 40 Goldfolien versehene Aluminiumplatte aufgestellt. In den vertikalen und horizontalen Spuren, welche in der Strahlachse kreuzen, befinden sich je zwölf Goldfolien, welche zueinander einen Abstand von 21 mm aufweisen.

Pos.	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]
V1	0,2983	$9,31 \cdot 10^{-2}$	15,30	13130	9240	0,946	$3,91(60) \cdot 10^3$
V2	0,2904	$1,54 \cdot 10^{-1}$	11,50	131230	7800	0,947	$6,63(76) \cdot 10^3$
V3	0,2878	2,87	2,70	13130	1740	0,948	$1,22(3) \cdot 10^5$
V4	0,2941	5,75	1,90	5718	7080	0,947	$5,54(10) \cdot 10^5$
V5	0,2904	8,85	1,70	5718	3540	0,947	$8,52(15) \cdot 10^5$
V6	0,2917	$1,05 \cdot 10^1$	1,60	5718	1980	0,947	$9,99(16) \cdot 10^5$
V7	0,2889	$1,01 \cdot 10^1$	1,60	5718	2580	0,947	$9,73(16) \cdot 10^5$
V8	0,2900	8,96	1,70	5718	3120	0,947	$8,63(15) \cdot 10^5$
V9	0,2849	5,46	1,90	5718	6420	0,948	$5,40(10) \cdot 10^5$
V10	0,2973	1,76	3,40	13130	2400	0,946	$7,28(25) \cdot 10^4$
V11	0,2911	$1,22 \cdot 10^{-1}$	14,90	13130	8520	0,947	$5,22(78) \cdot 10^3$
V12	0,2929	$7,53 \cdot 10^{-2}$	21,70	13130	9900	0,947	$3,23(70) \cdot 10^3$
H1	0,2898	$7,06 \cdot 10^{-2}$	21,00	13130	3060	0,947	$3,00(63) \cdot 10^3$
H2	0,2943	$1,43 \cdot 10^{-1}$	12,40	13130	3900	0,946	$5,99(74) \cdot 10^3$
H3	0,2952	3,75	2,30	13130	540	0,946	$1,55(4) \cdot 10^5$
H4	0,2917	6,15	1,90	5718	5820	0,947	$5,94(11) \cdot 10^5$
H5	0,2899	9,19	1,70	5718	4080	0,947	$8,88(15) \cdot 10^5$
H6	0,2879	$1,02 \cdot 10^1$	1,60	5718	1440	0,948	$9,89(16) \cdot 10^5$
H7	0,2912	$1,01 \cdot 10^1$	1,70	5718	900	0,947	$9,67(16) \cdot 10^5$
H8	0,2974	8,73	1,60	5718	4620	0,946	$8,25(13) \cdot 10^5$
H9	0,2924	5,18	2,00	5718	5160	0,947	$4,98(10) \cdot 10^5$
H10	0,2921	1,13	4,30	13130	1140	0,947	$4,74(20) \cdot 10^4$
H11	0,2938	$1,34 \cdot 10^{-1}$	13,20	13130	4620	0,947	$5,64(74) \cdot 10^3$
H12	0,2939	$7,18 \cdot 10^{-2}$	19,40	13130	5340	0,947	$3,03(59) \cdot 10^3$

Tabelle 2.4: Berechnung des Neutronenflusses der Profilmessung. Die Einträge der Spalte *Pos.* folgen den in Abbildung 2.8 eingeführten Bezeichnungen für die einzelnen Goldfolien.

Pos.	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]
A1	0,2937	$1,01 \cdot 10^{-1}$	17,20	22680	8220	0,947	$2,53(44) \cdot 10^3$
A2	0,2958	$1,11 \cdot 10^{-1}$	15,30	22680	1800	0,946	$2,70(41) \cdot 10^3$
A3	0,283	$1,07 \cdot 10^{-1}$	15,40	22680	1020	0,948	$2,70(42) \cdot 10^3$
A4	0,2875	8,47	2,00	13130	6180	0,948	$3,66(7) \cdot 10^5$
B1	0,2911	$1,01 \cdot 10^{-1}$	20,80	22680	4920	0,947	$2,53(53) \cdot 10^3$
B2	0,2781	$7,37 \cdot 10^{-2}$	19,80	22680	7680	0,949	$1,94(38) \cdot 10^3$
B3	0,2957	6,16	2,40	13130	7020	0,946	$2,59(6) \cdot 10^5$
B4	0,2808	$1,27 \cdot 10^{-1}$	15,70	22680	5460	0,949	$3,28(52) \cdot 10^3$
C1	0,297	$5,16 \cdot 10^{-2}$	32,20	22680	3360	0,946	$1,26(41) \cdot 10^3$
C2	0,296	7,56	2,20	13130	6600	0,946	$3,18(7) \cdot 10^5$
C3	0,2941	$7,32 \cdot 10^{-2}$	21,40	22680	8940	0,947	$1,83(39) \cdot 10^3$
C4	0,2917	$7,57 \cdot 10^{-2}$	21,60	22680	4260	0,947	$1,88(41) \cdot 10^3$
D1	0,2946	5,04	2,60	13130	7380	0,946	$2,13(6) \cdot 10^5$
D2	0,2939	$1,12 \cdot 10^{-1}$	17,00	22680	5940	0,947	$2,78(47) \cdot 10^3$
D3	0,2852	$1,63 \cdot 10^{-1}$	14,40	22680	6180	0,948	$4,16(60) \cdot 10^3$
D4	0,2876	$1,09 \cdot 10^{-1}$	15,60	22680	7080	0,948	$2,78(43) \cdot 10^3$

Tabelle 2.5: Berechnung des Neutronenflusses der Profilmessung. Die Einträge der Spalte *Pos.* folgen den in Abbildung 2.8 eingeführten Bezeichnungen für die einzelnen Goldfolien.

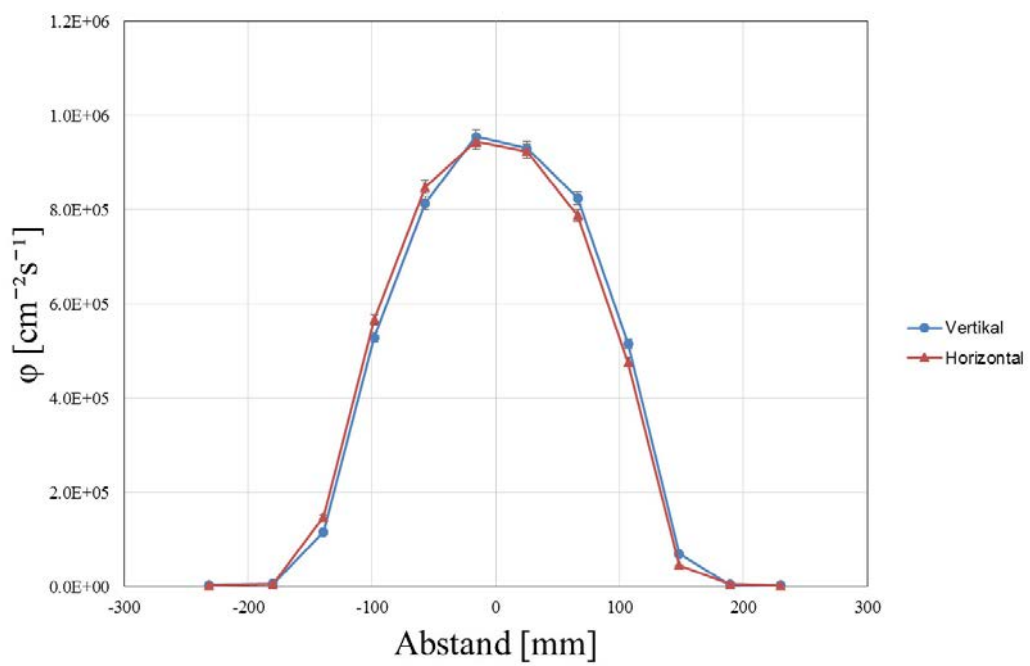


Abbildung 2.10: Plot der Neutronenflusswerte entlang der vertikalen und horizontalen Goldfolienspur. Fehlerbalken sind teilweise kleiner als die Symbole.

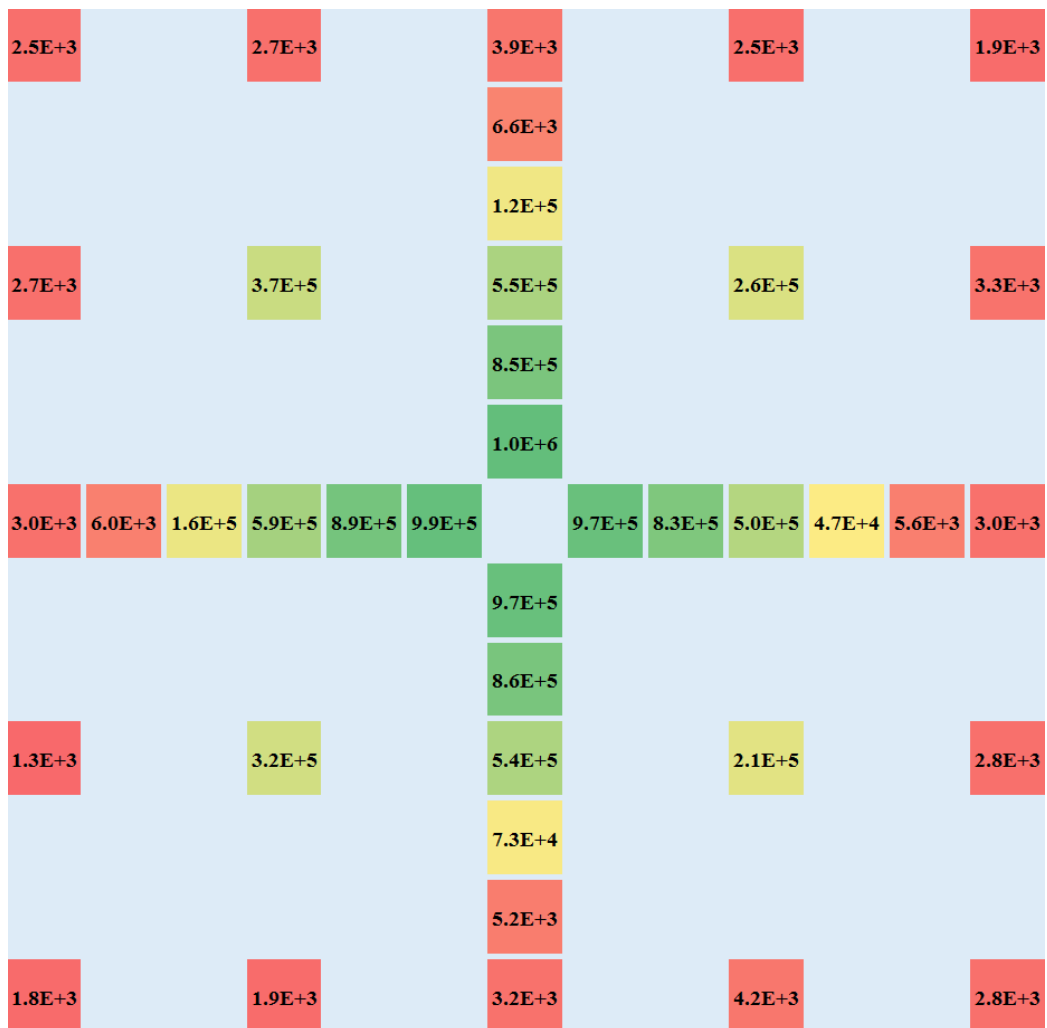


Abbildung 2.11: Graphische Darstellung der Ergebnisse. Hohe Werte sind grün unterlegt, niedrige Werte rot. Alle Werte in $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$. Die statistischen Fehler sind in den Tabellen 2.4 und 2.5 angegeben.

2.1.7 Anteil thermischer und schneller Neutronen im Weißen Strahl

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Zusammensetzung des Weißen Strahls aus thermischen, d.h. niederenergetischen Neutronen mit Energien $E_n < 0.4 \text{ eV}$ und schnellen Neutronen, die in dieser Arbeit definiert werden als alle Neutronen, deren Energien 0.4 eV übersteigen und allgemein bis zu 20 MeV und darüber hinaus erreichen können. Es interessiert die Frage, Neutronen welcher Energiebereiche zu den in den vorangegangenen Abschnitten ermittelten Flüssen beitragen.

Diese Frage lässt sich mittels Abschirmen von Goldfolien durch Cadmi- umplättchen beantworten. Wie in Abbildung 2.12 ersichtlich, absorbiert Cadmium nämlich mit einer hohen Wahrscheinlichkeit thermische Neutronen. Schnelle Neutronen werden vom Cadmium allerdings durchgelassen, da dessen Absorptionswirkungsquerschnitt für höhere Neutronenenergien schnell abfällt. Es darf darum angenommen werden, dass die messbare Goldaktivität von hinter Cadmiumpplättchen bestrahlten Folien mit einer hohen Wahrscheinlichkeit vorrangig durch Wechselwirkung des Goldes mit schnellen Neutronen geschieht. Mit dieser *Cadmiummethode* [4] lässt sich also direkt der *schnelle Neutronenfluss* ϕ_{schnell} aus der Aktivität der Goldfolien messen. In den bisherigen Messungen wurde der *totale Neutronenfluss* ϕ_{total} betrachtet. Der *thermische Neutronenfluss* ϕ_{therm} kann somit theoretisch aus zwei Goldfolienmessungen berechnet werden:

$$\phi_{\text{therm}} = \phi_{\text{total}} - \phi_{\text{schnell}}. \quad (2.7)$$

Abbildung 2.12 zeigt allerdings, dass Cadmium auch noch im unteren schnellen Energiebereich absorbiert. Zur Korrektur der Absorption von Neutronen aus dem schnellen Fluss wird ein für das abschirmende Material spezifischer, einheitenloser *Cadmiumkorrekturfaktor* mit der Gleichung (2.6) multipliziert, der für Gold $F_{Cd} = 1.22$ beträgt.

$$\phi_{\text{schnell}} = F_{Cd} \cdot \phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_N}{T_0}} \cdot \frac{F_{Cd} \cdot A_{Cd} \cdot e^{\lambda \cdot t_{zw}}}{\eta \cdot m \cdot \mu \cdot G \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}})}. \quad (2.8)$$

Der Ausdruck A_{Cd} meint hier die *Aktivität* einer cadmiumbedeckten Goldfolie.

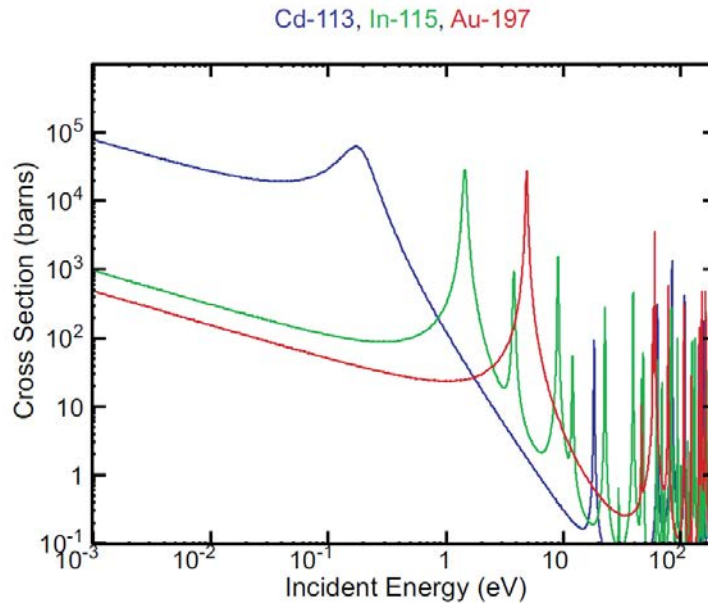


Abbildung 2.12: Wirkungsquerschnitte für Neutronenabsorption von Cadmium, Gold und Indium. Cadmium absorbiert mit hoher Wahrscheinlichkeit Neutronen mit Energien von bis zu 0.4 eV. Diese “cut off”-Energie definiert in dieser Arbeit die Grenzeenergie, bis zu der Neutronen als thermisch gelten [6].

Auf diesem Prinzip basierend wurden vier Goldfolien bestrahlt, die mit Cadmiumplättchen verschiedener Dicke d bedeckt wurden. Einerseits soll der Anteil des schnellen Flusses am Gesamtfluss, andererseits auch die notwendige Cadmiumdicke zur Abschirmung des thermischen Flusses ermittelt werden.

Auch hier wurde nur der halbe $65 \times 65 \text{ mm}^2$ -Einschub als Kollimator benutzt, da sich zum Zeitpunkt der Durchführung dieses Experiments das zweite Einzelstück noch in der Herstellung befand. Außerdem wurden die hier verwendeten Goldfolien in einer Plexiglas-Hülle verpackt bestrahlt, wie in Abbildung 2.13 gezeigt wird. Der Abstand zwischen Beamport und Goldfolien betrug für alle vier Messungen stets 30 cm. Die Goldfolien wurden samt der sie verdeckenden Cadmiumplättchen zentriert in die Strahlachse gestellt.

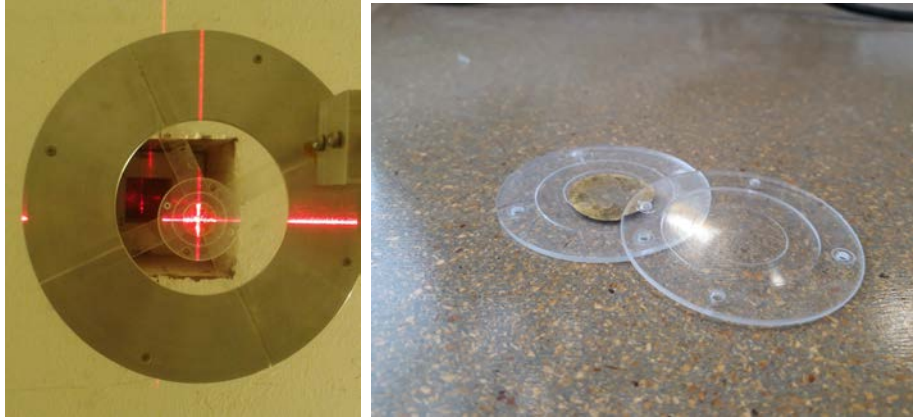


Abbildung 2.13: Goldfolie in einer Plexiglas-Hülle. Im Hintergrund der halbe Kollimator im Beamport. Die Hüllen bestehen aus zwei Plexiglasplättchen, die zusammengeschaubt werden.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.6 dargestellt. Da die Fehlerbalken der beiden Messungen mit Cadmium mit der Dicke $d = 3\text{ mm}$ und $d = 2\text{ mm}$ überlappen, ist der Unterschied nicht signifikant. Daraus lässt sich schließen, dass ein Cadmiumplättchen der Dicke $d = 2\text{ mm}$ bereits ausreicht um den thermischen Fluss zu absorbieren und damit sicherzustellen, dass die dahinter befindliche Goldfolie nur noch mit schnellen Neutronen wechselwirkt. Siehe Abbildung 2.14 für eine grafische Darstellung der Ergebnisse.

Weiters lässt sich aus den Ergebnissen schließen, dass der Weiße Strahl vornehmlich aus thermischen Neutronen besteht, da der *schnelle Fluss* zwei Größenordnungen unterhalb des in den vorangegangenen Kapiteln ermittelten *totalen Neutronenflüssen* liegt. Zum direkten Vergleich wurde unter der selben Experimentanordnung, d.h. bei 30 cm Abstand zwischen Goldfolie und Beamport, dem Einlegen der Goldfolie in eine Plexiglas-Hülle und bei Verwendung nur eines $65 \times 65\text{ mm}^2$ -Einschubes als Kollimator, eine weitere Goldfolie zentriert bestrahlt. In diesem Falle allerdings ohne Cadmiumplättchen davor, d.h. die Cadmiumdicke beträgt $d = 0\text{ mm}$ (siehe Tabelle 2.6), um den *totalen Neutronenfluss* ϕ_{total} zu bestimmen. Somit ergab sich für die unbedeckte Goldfolie ein totaler Neutronenfluss von

$\phi_{total} = \phi_{d=0\text{cm}} = 3.73(7) \times 10^6\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$. Verwendung von Gleichung (2.7) mit $\phi_{schnell} = \phi_{d=2\text{mm}} = 1.37(7) \times 10^4\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ ergibt für den *thermischen Neutronenfluss* $\phi_{therm} = 3.72(7) \times 10^6\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$.

Der in diesem Kapitel bestimmte thermischen Neutronenfluss ist allerdings erhöht, da während des gesamten Experiments Goldfolien in Plexiglashüllen bestrahlt wurden. Diese Plexiglashüllen sind Rückstreuer. Für eine

d[mm]	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t _{irr} [s]	t _{zw} [s]	G	φ[cm ⁻² s ⁻¹]
3	0,3095	0,245	7,00	9000	1248	0,944	1,41(10)·10 ⁴
2	0,2940	0,227	4,95	9000	1145	0,947	1,37(7)·10 ⁴
1	0,2961	0,326	3,99	10020	960	0,946	1,75(7)·10 ⁴
0,7	0,2908	0,212	4,40	6300	1800	0,947	1,85(8)·10 ⁴
0	0,2899	4,10	2,00	600	2941	0,947	3,73(7)·10 ⁶

Tabelle 2.6: Berechnung des schnellen Neutronenflusses bei Anbringung verschieden dicker Cadmiumplättchen vor den Goldfolien.

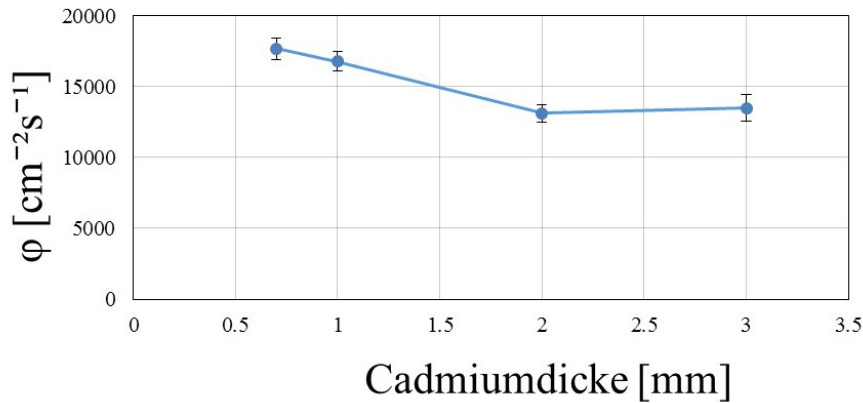


Abbildung 2.14: Verlauf des Neutronenflusses bei Abdeckung der Goldfolien mit verschieden dicken Cadmiumschichten.

von Rückstreuung befreite Messung des thermischen Neutronenflusses siehe Abschnitt 2.2.4 im nächsten Kapitel.

Ein kleiner theoretischer Einwand besteht allerdings: So wurde für Gleichung (2.8) zur Bestimmung des *schnellen Neutronenflusses* weiterhin der *thermische Wirkungsquerschnitt* $\sigma_{th} = 98.7$ barn, der auch sonst in jeder bisherigen Rechnung verwendet wurde, eingesetzt. Wir haben gesehen, dass der *Wirkungsquerschnitt* σ im *Massenabsorptionskoeffizienten* μ enthalten ist (siehe Gleichung (2.4)). Es ist berechtigt die Frage einzuwenden, ob denn bei der Berechnung des schnellen Neutronenflusses nicht auch der Wirkungsquerschnitt angepasst werden müsste (siehe Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Abbildung 2.12). In Gleichung (2.8) werden ausnahmslos alle mit Gold wechselwirkenden Neutronen trotzdem als thermisch betrachtet. Dies entspricht einer Näherung, die auch in der Literatur angewandt wird (vgl. [7] & [8]).

Eine weiterer Punkt betrifft unsere Unterscheidung zwischen thermischen und schnellen Neutronen an sich. Denn wo die Grenzenergie zwischen den beiden Neutronenregimen gesetzt wird ist prinzipiell Geschmackssache und es herrscht in der Literatur keine Einigkeit (siehe auch [4]). In dieser Arbeit wurde die Grenzenergie zwischen thermischen und schnellen Neutronen auf $E_{border} = 0.4\text{ eV}$ gesetzt, da diese der Cut off-Energie des Cadmiums entspricht, bis zu der Neutronen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit absorbiert werden. Allerdings werden Neutronen, die hinter dem Cadmium mit dem Gold wechselwirken, nicht unbedingt Energien von 20 MeV oder darüber hinaus aufweisen. Denn was wir als *schnellen Neutronenfluss* messen und bezeichnen, ist mit hoher Wahrscheinlichkeit der Fluss von Neutronen mit rund 4.9 eV, da sich bei dieser Energie eine Resonanz im Absorptionswirkungsquerschnitt des Goldes für Neutronen befindet (siehe Abbildung 2.12). Um Neutronen mit Energien im MeV-Bereich zu messen bieten sich Titan- und Eisenfolien, da deren Wirkungsquerschnitte für Neutronenabsorption Resonanzen bei einigen MeV besitzen.

2.1.8 Rückstreuung

Standardmäßig werden am Atominstiut Goldfolien vor Neutronenbestrahlung in Plexiglashüllen eingepackt [11], wie in Abbildung 2.13 dargestellt. Um mögliche systematische Effekte der Plastikhalter zu untersuchen, wurden zwei Goldfolien nacheinander bestrahlt: eine verpackt in Plexiglas, die andere ohne Plexiglas. Die Folien wurden jeweils mit einem Abstand von 30 cm vom Beampport entfernt angebracht und jeweils 10 Minuten lang bestrahlt. Auch hier wurde nur der einzelne $65 \times 65\text{ mm}^2$ -Einschub als Kollimator verwendet

Die Ergebnisse in Tabelle 2.7 zeigen, dass die mit Plexiglas umhüllte Goldfolie einen um 28 % höheren Neutronenfluss gegenüber der unbedeckten aufweisen. Zur Überprüfung wurde dieses Experimente modifiziert weitere zwei male durchgeführt.

Hülle	m [g]	A [s^{-1}]	Fehler [%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	ϕ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]
ja	0,2974	5,32	1,91	600	2773	0,946	$4,73(9) \cdot 10^6$
nein	0,2899	4,10	2,00	600	2941	0,947	$3,73(7) \cdot 10^6$

Tabelle 2.7: Die errechneten Neutronenflusswerte für eine in Plexiglas verpackte und eine unverpackte Goldfolie. Die Goldfolien wurden 30 cm entfernt vom Beampport platziert bei einem $65 \times 65\text{ mm}^2$ -Einschub in einfacher Ausführung.

Zunächst wurden eine Messreihe mit vier nacheinander durchgeführten Einzelmessungen mit dem in Tabelle 2.8 ersichtlichen Einstellungen gestartet: Wie zuvor wurde eine Goldfolie mit Plexiglas umhüllt, eine andere blieb unbedeckt. Zusätzlich zu diesen beiden Goldfolien wurden zwei weitere Goldfolien mit je der halben Plexiglas-Bedeckung bestrahlt. Eine Goldfolie wurde nur von vorne, d.h. die dem Beampost nähere Seite, mit einem Plexiglasplättchen abgedeckt, die andere erhielt nur eine Rückbedeckung, sodass der Neutronenstrahl zuerst auf die Goldfolie traf und erst danach das Plexiglas. Alle Goldfolien wurden 30 cm entfernt vom Beampost positioniert, wieder wurde nur ein einzelner $65 \times 65 \text{ mm}^2$ -Einschub verwendet. Tabelle 2.8 zeigt, dass auch in dieser Messung durch die plexiglasumhüllte Goldfolie ein höherer Neutronenfluss strömte. Das hinter der Goldfolie platzierte Plexiglasplättchen trägt stärker zum Neutronenflussanstieg bei als das vor der Goldfolie positionierte Plättchen. Daraus lässt sich schließen, dass die Rückstreuung durch die hintere Platte überwiegt und es nicht zu einem Ausgleich von aus dem zentralen Strahl heraus gestreuten und in die Folie rückgestreuten Neutronen kommt. Im Gegenteil erhöht selbst die vor der Goldfolie angebrachte Plexiglasplatte den Neutronenfluss etwas, sodass auch in diesem Falle mehr Neutronen in das Goldtarget hinein- als hinausgestreut werden.

Hülle	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	$\phi[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$
ganz	0,3145	8,19	1,10	900	710	0,943	$4,58(5) \cdot 10^6$
ohne	0,2928	5,40	1,20	900	366	0,947	$3,22(4) \cdot 10^6$
nur vorne	0,2746	5,35	1,30	900	570	0,950	$3,40(4) \cdot 10^6$
nur hinten	0,3114	7,61	1,10	900	629	0,944	$4,29(5) \cdot 10^6$

Tabelle 2.8: Messreihe mit vier nacheinander gestarteten Einzelmessungen. Die in der Tabelle verwendeten Bezeichnungen *ganz*, *ohne*, *nur vorne* und *nur hinten* stehen für die Plexiglas-Konfiguration der Goldfolien, wobei die Einträge *nur vorne* und *nur hinten* die Positionen jeweils nur eines Plexiglasplättchens meinen. Die Goldfolien wurden wieder 30 cm entfernt vom Beampost aufgestellt, unter Verwendung eines einzelnen $65 \times 65 \text{ mm}^2$ -Einschubs als Kollimator.

Hülle	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]
ganz	0,3525	4,13	2,00	1200	355	0,937	$1,55(3) \cdot 10^6$
ohne	0,2857	2,35	2,60	1200	1148	0,948	$1,08(3) \cdot 10^6$
nur vorne	0,2931	2,53	2,50	1200	1977	0,947	$1,14(3) \cdot 10^6$
nur hinten	0,2863	3,06	2,20	1200	2733	0,948	$1,41(3) \cdot 10^6$

Tabelle 2.9: Vier diesmal simultan bestrahlte Goldfolien, welche wiederum entsprechend mit Plexiglas ausgestattet wurden, bestätigen vorangegangene Ergebnisse. In dieser Messung wurden die Goldfolien in einem Abstand von 220 cm zum Beampoint gebracht, der Neutronenstrahlquerschnitt betrug beim Eintritt in die Kammer $150 \times 150 \text{ mm}^2$, da kein Kollimator verwendet wurde.

In der letzten Messung wurden die vier Goldfolien mit der selben Plexiglas-Konfiguration wie zuvor simultan bestrahlt. Um sicher zu gehen, dass auch alle Goldfolien vom Neutronenstrahl erfasst werden, wurden die vier Folien in einem Abstand von 220 cm vom Beampoint aufgestellt und der $65 \times 65 \text{ mm}^2$ -Einschub entfernt, sodass der Strahlquerschnitt beim Eintritt in die Kammer nun $150 \times 150 \text{ mm}^2$ betrug. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.9 eingetragen und bestätigen auf ein Neues die vorherigen Ergebnisse.

Der hier beschriebene Effekt wird auch *Albedo-Effekt* [23] genannt und die, in unserem Falle, durch das Plexiglas zusätzlich in die Goldfolien gestreuten Neutronen als *Albedo-Neutronen* bezeichnet.

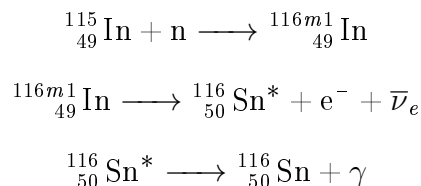
Aufgrund der erzielten Ergebnisse wird von der Verwendung von Plexiglas-Hüllen abgeraten. Die beiden letzten Messreihen liefern einen systematischen Fehler von bis zu 44 % bei Verwendung von Plexiglas.³

³ Dagegen wurde in anfänglichen Messungen kein Unterschied zwischen mit Isopropanol geputzten und ungeputzten Goldfolien bemerkt. Dennoch wird geraten, Goldfolien vor der Bestrahlung zu putzen.

2.2 Indiumfolien

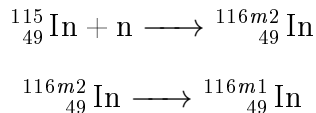
2.2.1 Theoretische Grundlagen

Zunächst sei das Zerfallsschema geben, das ein Indiumkern ^{115}In nach Absorption eines Neutrons durchläuft:



Die Halbwertszeit der durch Neutronenabsorption produzierten $^{116m1}_{49}\text{In}$ -Kerne beträgt lediglich 54 Minuten, bevor diese zu $^{116}_{50}\text{Sn}^*$ -Kernen zerfallen, die beinahe instantan zur Abregung die von uns gemessenen Photonen aussenden.

Doch neben der angeführten Zerfallsreaktion ist noch ein zweites Szenario bei Neutronenabsorption durch Indium möglich: ^{115}In -Kerne können nämlich anstatt in den ersten metastabilen Zustand von ^{116}In überzugehen, welcher oben mit $^{116m1}_{49}\text{In}$ angegeben wurde, zunächst in den sogenannten zweiten metastabilen Zustand $^{116m2}_{49}\text{In}$ übergehen, welcher nach 2,16 Sekunden wiederum in den ersten Zustand $^{116m1}_{49}\text{In}$ zerfällt.



Ist das $^{116m1}_{49}\text{In}$ produziert, so läuft die Reaktion wie oben dargestellt weiter und es kommt zum Betazerfall.

Das im letzten Schritt der Zerfallsreihe emittierte Photon kann allerdings aus fünf verschiedenen Zerfallskanälen bzw. Niveaus stammen, welche die Energien 416.86 keV, 1097.30 keV, 1293.54 keV, 1507.40 keV und 2112.1 keV besitzen. In der Praxis bedeutet dies, dass man nach der Messung am Detektor fünf unterschiedliche Werte für die *Folienaktivität* A erhält, nämlich einen für jede Linie. Deswegen muss der Ausdruck für die *Aktivität* A (2.1) auf folgendermaßen angepasst werden:

$$A_{\text{Linie}} = \frac{\text{peakarea} \cdot \lambda}{I_{\gamma, \text{Linie}} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_m})}. \quad (2.9)$$

Dabei meint A_{Linie} die zu der jeweiligen γ -Linien zugehörigen Aktivität. Wie ersichtlich, muss, um A_{Linie} zu erhalten, durch die relative Intensität $I_{\gamma, \text{Linie}}$

Linie [keV]	416,86	1097,30	1293,54	1507,40	2112,10
I_γ [%]	27,7	56,2	84,4	10,0	15,5

Tabelle 2.10: In dieser Tabelle ist zu jeder der fünf möglichen Energieniveaus, aus denen Photonen am häufigsten emittiert werden, angegeben, in wie viel Prozent der Zerfälle die jeweilige Linie auftritt. Die Linien bei 1097.30 keV und bei 1293.54 keV weisen die größten Intensitäten auf.

der einzelnen Linien dividiert werden. In Tabelle 2.10 ist die zu jeder γ -Energie zugehörige Linienintensität I_γ angegeben.

Berechnet man nun für jede einzelne Linienaktivität A_{Linie} den zugehörigen Neutronenfluss ϕ_{Linie} , so sollten alle für eine Folie erhaltenen Flusswerte übereinstimmen. Auch besteht Indium nicht ausschließlich aus einem Isotop wie im Falle des Goldes, sondern zu 95.72 % aus ^{115}In und zu 4.28 % aus ^{113}In . Das heißt, beim Auswerten der zu den einzelnen γ -Linien gehörigen Aktivitäten muss berücksichtigt werden, dass diese nur durch Zerfälle von 95.72 % der in den Folien enthaltenen Atomkerne stammen, der errechnete Neutronenfluss erhöht sich dadurch. Darum passen wir den Ausdruck (2.6) an, um der Handhabung mit Indium gerecht zu werden:

$$\phi_{Linie} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_N}{T_0}} \cdot \frac{A_{Linie} \cdot e^{\lambda \cdot t_{zw}}}{0,9572 \cdot \eta_{Linie} \cdot m \cdot \mu \cdot G \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}})}. \quad (2.10)$$

Der Wirkungsquerschnitt des Indiums für Absorption von Neutronen mit einer Geschwindigkeit von 2200 m s^{-1} ist $\sigma = 162.3 \text{ barn}$ [10]. Dieser ergibt sich aus den oben diskutierten beiden möglichen Zerfallsschemata von ^{115}In -Kernen als Folge der Neutronenabsorption. Die Wirkungsquerschnitte beider Zerfallsmöglichkeiten, nämlich, dass sofort $^{116m1}\text{In}$ entsteht oder aber erst über den Umweg des zweiten metastabilen Zustandes $^{116m2}\text{In}$, betragen jeweils rund 81 barn. Für den effektiven Wirkungsquerschnitt der gesamten Zerfallsreaktion müssen diese beiden Wirkungsquerschnitte addiert werden, so ergibt sich der Wert zu $\sigma = 162.3 \text{ barn}$. Daraus folgt für den Massenabsorptionskoeffizient μ von Indium, der Gleichung (2.4) folgend, ein Wert von $\mu = 0.851 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Die Zerfallskonstante des Indiums beträgt $\lambda = 2.13 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Die in unseren Experimenten verwendeten Indiumfolien haben wieder eine Fläche $F = 3.14 \text{ cm}$. In Tabelle 2.11 sind diese Werte noch einmal zusammengefasst.

F [cm ²]	μ [cm ² g ⁻¹]	λ [s ⁻¹]	T_N/T_0
3,14	0,851	$2,13 \cdot 10^{-4}$	1,07

Tabelle 2.11: Gleichbleibende Werte für die folgenden Neutronenflussberechnungen aus der Aktivität der Indiumfolien mittels Gleichung (2.10).

2.2.2 Effizienz des γ -Detektors

Der Umstand, dass aufgrund des Zerfallsschemas von Indium Photonen aus fünf Zerfallskanälen unterschiedlicher Energien entstammen, spielt für die Ermittlung der Detektoreffizienz eine Rolle. Die Effizienz des von uns verwendeten GMX 20-200-Germaniumdetektors hängt nur von der Energie der von der zu messenden Folie emittierten γ -Quanten ab. Das heißt, zu jeder der von uns betrachteten γ -Linien muss es auch eine passende Detektoreffizienz geben. Da Indium nicht auf der Liste der Referenzquellen steht muss inter- bzw. extrapoliert werden. Mit Hilfe der Software *Gammamessung und -analyse*, mit welcher der Detektor über einen Computer angesteuert wird, lassen sich Extrapolationskurven aus den bekannten Energie-Effizienz-Paaren des Detektors errechnen. Das Programm gibt auf verschiedene Weise berechnete Fit-Kurven aus, wobei die beiden von der Software als *Extrapolation - Empirisch* und *Extrapolation - Linear* genannten Kurven für unsere Zwecke als passend eingestuft wurden. Daneben wurden die drei energetisch innerhalb des von der bereits angefertigten Energie-Effizienz-Tabelle abgedeckten Bereichs liegenden Energiewerte zusätzlich interpoliert. In Tabelle 2.12 sind die für die zwei Extrapolationen und die Interpolation resultierenden Detektoreffizienzen angegeben. Die für diese Tabelle bestrahlte Indiumfolie wurde 30 cm vom Beamport entfernt und auf den Strahl zentriert positioniert und 15 Minuten lang bestrahlt. In Abbildung 2.15 sind die Detektoreffizienzen dargestellt.

Als Entscheidungshilfe welchen Fit wir für unsere Berechnungen des Neutronenflusses verwenden werden, wurde in Tabelle 2.12 die zu den über die Fitkurven errechneten Detektoreffizienzen zugehörigen Neutronenflüsse hinzugefügt. Unseren Überlegungen in Abschnitt 2.2.1 folgend sollten die einzelnen Linien derselben Indiumfolie, nach Berücksichtigung ihrer relativen Intensität I_γ , die selben Werte für den Neutronenfluss ϕ erzielen. Unter Beachtung dieser theoretischen Annahme wählen wir deswegen die durch die Kurve *Extrapolation-Empirisch* in Tabelle 2.12 ermittelten Werte für die Detektoreffizienzen der einzelnen γ -Linien für alle nachfolgenden Berechnungen aus.

Fit	Linie [keV]	η	ϕ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]
Interpolation	416,86	$9,10 \cdot 10^{-3}$	$3,12 \cdot 10^6$
	1097,3	$3,76 \cdot 10^{-3}$	$3,22 \cdot 10^6$
	1293,54	$3,07 \cdot 10^{-3}$	$3,31 \cdot 10^6$
Extrapolation- Empirisch	416,86	$8,51 \cdot 10^{-3}$	$3,34 \cdot 10^6$
	1097,3	$3,65 \cdot 10^{-3}$	$3,31 \cdot 10^6$
	1293,54	$3,10 \cdot 10^{-3}$	$3,27 \cdot 10^6$
	1507,4	$2,63 \cdot 10^{-3}$	$3,35 \cdot 10^6$
	2112,1	$1,69 \cdot 10^{-3}$	$3,67 \cdot 10^6$
Extrapolation- Linear	416,86	$9,80 \cdot 10^{-3}$	$2,90 \cdot 10^6$
	1097,3	$3,75 \cdot 10^{-3}$	$3,22 \cdot 10^6$
	1293,54	$3,14 \cdot 10^{-3}$	$3,23 \cdot 10^6$
	1507,4	$2,63 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^6$
	2112,1	$1,65 \cdot 10^{-3}$	$3,77 \cdot 10^6$

Tabelle 2.12: Die Tabelle zeigt die mittels der jeweiligen Fit-Kurve errechneten Detektoreffizienzwerte für die fünf verschiedenen γ -Linien des Indiums. Die Nomenklatur wurde vom Auswertungsprogramm übernommen.

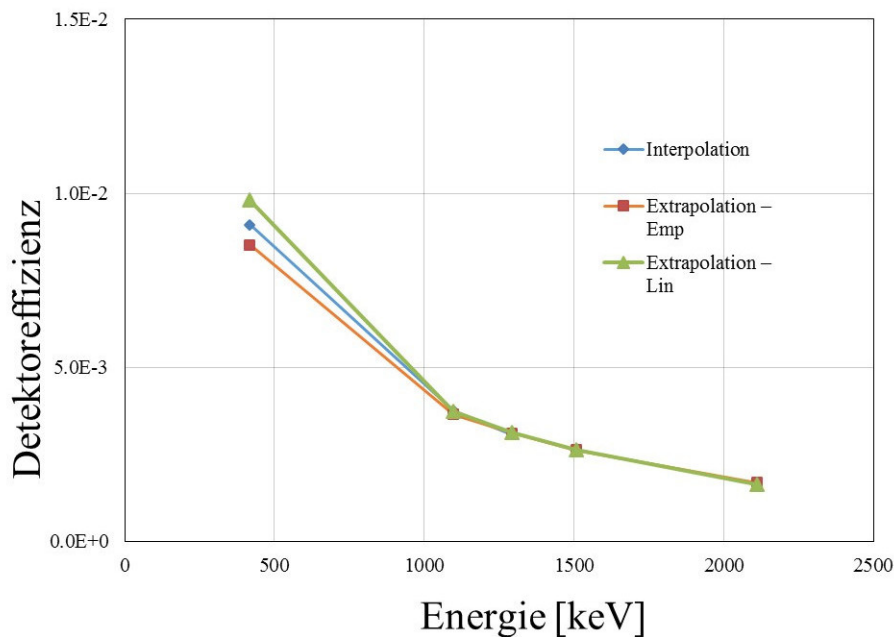


Abbildung 2.15: Vergleich der Detektoreffizienz für die fünf energetisch verschiedenen γ -Linien des Indiums errechnet mittels Interpolation und zweier Extrapolationskurven.

2.2.3 Verlauf des Weißen Strahls in Ausbreitungsrichtung

Zunächst wurden Indiumfolien zentriert und ohne Plastikhülle bei den Abständen 30 cm, 140 cm und 220 cm vom Beamport entfernt in den Strahl gestellt und so dessen Verlauf in der Kammer gemessen. Für die Messungen wurde das Strahlprofil durch zwei $65 \times 65 \text{ mm}^2$ -Einschübe kollimiert. Die Bestrahlung dauert 15 Minuten je Folie. Anwendung von Gleichung 2.10 für die Bestimmung des Neutronenflusses liefern die in der Tabelle 2.13 angegebenen Ergebnisse.

Für unsere Betrachtungen werden wir die aus der γ -Linie bei 1293.54 keV berechneten Flusswerte verwenden, da diese die höchste relative Intensität $I_\gamma = 84.4\%$ aufweist. Nehmen wir den in Tabelle 2.2 durch Goldfolienaktivierung erhaltenen Neutronenflusswert $3.40(4) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ als Referenz, so sehen wir, dass dieser mit dem aus Indiumfolienaktivierung errechnete Neutronenfluss $\phi = 3.27(1) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ gut übereinstimmt. Dies gilt ebenso für die durch Gold- und Indiumfolien erzielten Flusswert bei größer werdenden Abständen. Betrachten wir Abbildung 2.12 so sehen wir, dass die Resonanz des Wirkungsquerschnitts von Indium bei kleinerer Energie liegt als die Resonanz bei Gold, nämlich bei 1.46 eV. Die Resonanz von Indium liegt also näher bei der mittleren Energie der Neutronen aus dem TRIGA MARK II-Reaktor.

In Abbildung 2.16 sind die Resultate grafisch dargestellt. Sie zeigt die praktische Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage, wonach sich aus den Aktivitäten der einzelnen γ -Linien der selbe Neutronenfluss ergeben muss. Nur die Linie der höchsten Energie mit 2112.1 keV weist im Vergleich zu den anderen Linien erhöhte Flusswerte auf. Dies ist ein Hinweis auf die ungenaue Berechnung der zu dieser Energie zugehörigen Detektoreffizienz durch die von uns gewählte Extrapolationskurve.

γ [keV]	d [cm]	m [g]	A [s^{-1}]	Fehler [%]	t_{zw} [s]	G	ϕ [$cm^{-2}s^{-1}$]
416,86	30	0,3236	916	0,23	178	0,913	$3,34(1) \cdot 10^6$
	140	0,3010	439	0,28	216	0,919	$1,72(0) \cdot 10^6$
	220	0,3754	355	0,37	276	0,900	$1,17(0) \cdot 10^6$
1097,3	30	0,3236	390	0,25	178	0,913	$3,31(1) \cdot 10^6$
	140	0,3010	187	0,31	216	0,919	$1,71(1) \cdot 10^6$
	220	0,3754	152	0,41	276	0,900	$1,16(0) \cdot 10^6$
1293,54	30	0,3236	328	0,19	178	0,913	$3,27(1) \cdot 10^6$
	140	0,3010	156	0,24	216	0,919	$1,68(0) \cdot 10^6$
	220	0,3754	127	0,31	276	0,900	$1,15(0) \cdot 10^6$
1507,4	30	0,3236	284	0,71	178	0,913	$3,35(2) \cdot 10^6$
	140	0,3010	134	0,89	216	0,919	$1,70(2) \cdot 10^6$
	220	0,3754	111	1,13	276	0,900	$1,18(1) \cdot 10^6$
2112,1	30	0,3236	200	0,58	178	0,913	$3,67(2) \cdot 10^6$
	140	0,3010	97	0,71	216	0,919	$1,91(1) \cdot 10^6$
	220	0,3754	80	0,93	276	0,900	$1,31(1) \cdot 10^6$

Tabelle 2.13: Da die relative Intensität der γ -Linie mit 1293.54 keV 84.4 % beträgt, wird der dazugehörige Flusswert für Vergleiche mit Flussberechnungen, die aus anderen Experimentiermethoden stammen, herangezogen. Die Messzeit t_{irr} betrug für alle Folien 900 s. Die Spalte unter γ meint die Energie der Zerfallskanäle. Für die zugehörigen Detektoreffizienzen siehe Tabelle 2.12.

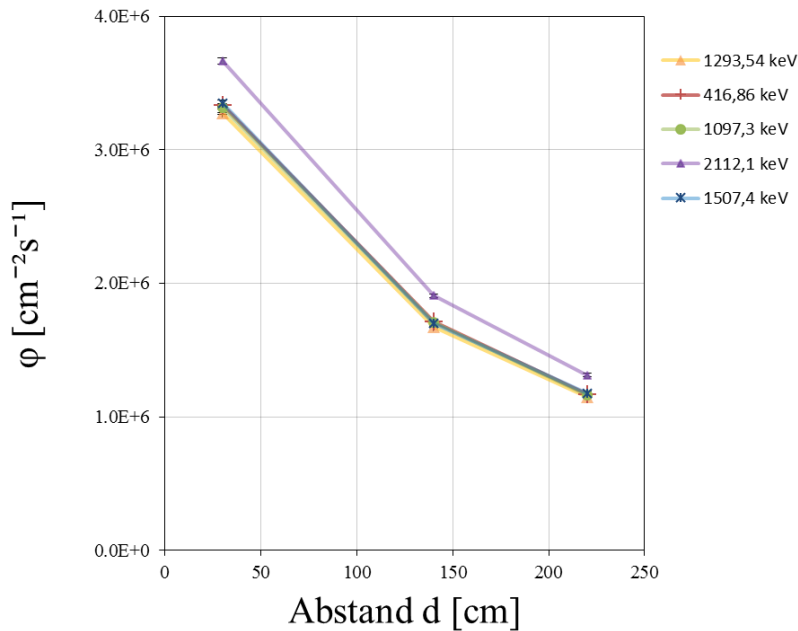


Abbildung 2.16: Die Grafik zeigt die Übereinstimmung der Linien für die aus ihnen berechneten Neutronenflusswerte ϕ als Funktion des Abstandes vom Beamport zur bestrahlten Folie.

2.2.4 Anteil thermischer und schneller Neutronen im Weißen Strahl

Zur Bestimmung des thermischen und schnellen Neutronenanteils des Weißen Strahls mit Indiumfolien wurde wieder die Cadmiummethode verwendet (siehe Abschnitt 2.1.7). Eine Indiumfolie wurde mit einer 2 mm dicken Cadmiumplatte abgedeckt und bestrahlt, die andere blieb unbedeckt. Beide Folien wurden nacheinander und jeweils 30 cm vom Beamport in einer Aluminiumhalterung in der Strahlmitte platziert. Die Dauer der Bestrahlung belief sich für die unbedeckte Folie auf 15 Minuten, für die bedeckte Folie auf 90 Minuten. Die im γ -Detektor gemessenen Aktivitäten, sowie daraus resultierende Neutronenflüsse finden sich wieder in der nachfolgenden Tabelle 2.14 dargestellt.

Für die nachfolgende Rechnung benutzen wir wieder die für die γ -Energie 1293.54 keV erhaltenen Flusswerte. Demnach gilt uns als schneller Fluss der Wert $\phi_{\text{schnell}} = 1.35(2) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Für seine Berechnung wurde die für cadmiumbedeckte Folien zur Bestimmung des Neutronenflusses angepasste

Gleichung (2.8) verwendet. Der Cadmiumkorrekturfaktor für Indium ist $F_{Cd} = 1.33$. Der Wert $\phi_{schnell} = 1.35(2) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ stimmt mit in Tabelle 2.6 gefunden Wert für den schnellen Fluss innerhalb des Fehlers überein. Anzumerken allerdings ist, dass die im Abschnitt 2.1.7 bestrahlten Goldfolien noch in einer Plexiglashülle verpackt waren. Wie im Kapitel 2.1.8 angemerkt, erhöht die Plexiglashülle den von der Folie absorbierten Neutronenfluss durch Rückstreuung. Durch das relativ gute Übereinstimmen der schnellen Flüsse gemessen durch Indium und durch in Plexiglas verhülltes Gold und dem Wissen, dass Gold- und Indiumfolien, wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, in der Bestimmung des totalen Neutronenflusses übereinstimmen, lässt sich schließen, dass schnelle Neutronen von der Plexiglashülle weniger stark rückgestreut werden und dass Neutronen vor ihrer Rückstreuung durch das Plexiglas mit einer großen Wahrscheinlichkeit thermische Energie besitzen.

Als totalen Neutronenfluss ergibt sich in unserem Fall $\phi_{total} = 3.27(1) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Mit der Formel

$$\phi_{therm} = \phi_{total} - \phi_{schnell}, \quad (2.11)$$

ergibt sich ein Wert $\phi_{therm} = 3.26(1) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für den thermischen Anteil des Weißen Strahls. Der Weiße Strahl ist zu 99.6% ein thermischer Neutronenstrahl⁴.

Das Cadmiumverhältnis (*cadmium ratio*) R ist definiert als:

$$R = \frac{A_{therm}}{A_{schnell}} = \frac{A_{total} - A_{schnell}}{A_{schnell}}. \quad (2.12)$$

Unter Verwendung der γ -Aktivitäten bei der Energie 1293.54 keV ergibt sich das Cadmiumverhältnis zu $R = 87$.

Verglichen mit den Flusswerten aus dem Abschnitt 2.1.7 weisen die mit Hilfe der Indiumfolien berechnete thermische Flusswert einen geringeren systematischen Fehler auf. Berechnet man allerdings den thermischen Fluss für den in Abschnitt 2.1.4 mittels Gold erhaltenen totalen Fluss von $\phi_{total} = 3.40(4) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und für den schnellen Fluss $\phi_{schnell} = 1.37(7) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, so ergibt sich ein thermischer Fluss $\phi_{therm} = 3.38(4) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

⁴Dieses Verhältnis des thermischen zum totalen Fluss wird auch *cadmium fraction* genannt.

γ [keV]	Cd	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehler[%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]
416,86	nbd	0,3236	916	0,23	900	178	0,913	$3,34(1) \cdot 10^6$
	bd	0,3060	10,8	1,89	5400	318	0,917	$1,42(3) \cdot 10^4$
1097,3	nbd	0,3236	390	0,25	900	178	0,913	$3,31(1) \cdot 10^6$
	bd	0,3060	4,39	2,18	5400	318	0,917	$1,35(3) \cdot 10^4$
1293,54	nbd	0,3236	328	0,19	900	178	0,913	$3,27(1) \cdot 10^6$
	bd	0,3060	3,74	1,63	5400	318	0,917	$1,35(2) \cdot 10^4$
1507,4	nbd	0,3236	284	0,71	900	178	0,913	$3,35(2) \cdot 10^6$
	bd	0,3060	2,81	6,50	5400	318	0,917	$1,20(8) \cdot 10^4$
2112,1	nbd	0,3236	200	0,58	900	178	0,913	$3,67(2) \cdot 10^6$
	bd	0,3060	2,44	4,51	5400	318	0,917	$1,63(7) \cdot 10^4$

Tabelle 2.14: Die Kürzel *nbd* und *bd* stehen für unbedeckte bzw. mit Cadmium bedeckte Goldfolien. Für die zugehörigen Detektoreffizienzen siehe wieder Tabelle 2.12.

Kapitel 3

Diamantdetektor

Mithilfe eines CVD (chemical vapour deposition) Diamantdetektors ließen sich weitere Eigenschaften des Weißen Strahls untersuchen. So konnten sowohl thermische, als auch schnelle Neutronen direkt durch den Diamanten, welcher als Target und Detektor diente, nachgewiesen und die zugehörigen Flüsse gemessen werden. Dank unseres Experimentieraufbaus ließ sich auch das Profil des Strahls an verschiedenen Raumpunkten aufnehmen. Der schematische Aufbau eines Diamantdetektors wird in Abbildung 3.1 gezeigt

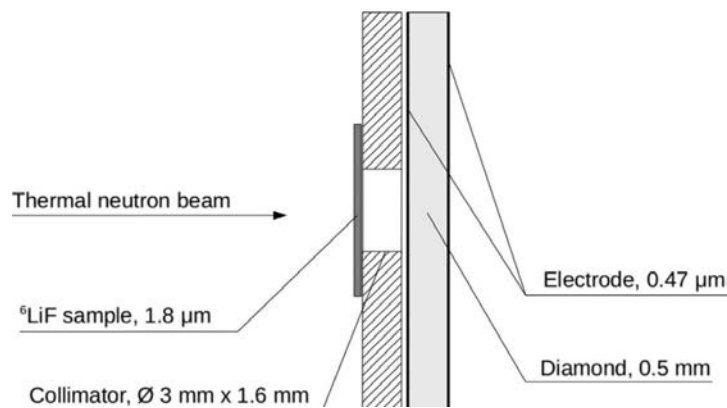
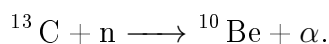
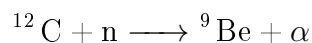


Abbildung 3.1: Die Abbildung zeigt einen Diamantdetektor, samt der ^6LiF -Konverterfolie und Kollimators [17].

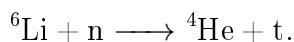
3.1 Theoretische Grundlagen

Das Detektieren von Neutronen mithilfe eines Diamantdetektors basiert auf der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren durch ionisierende Teilchen im Diamanten. Die Elektronen und Elektronenlöcher driften aufgrund einer angelegten Spannung zu den entsprechenden Elektroden und induzieren dadurch einen Strom, der als Signal ausgelesen werden kann. Die Ionisationsenergie des Diamanten beträgt 13 eV/Elektron-Loch-Paar [17]. Als elektrisch neutrale Teilchen ionisieren Neutronen nicht. Schnelle Neutronen können allerdings durch inelastische Streuung direkt mit den Kohlenstoffkernen¹ des Diamanten wechselwirken. Die aufgrund ihrer hohen Energieausbeute am wahrscheinlichsten vom Detektor detektierten Reaktionen sind folgende [18]



Die erzeugten Reaktionsprodukte führen zu Ionisation im Diamantdetektor und somit zur Erzeugung von vielen Elektron-Loch-Paaren. Dadurch lassen sich schnelle Neutronen nachweisen.

Sollen thermische Neutronen detektiert werden, so bedarf es eines Neutronenkonverters um geladene Teilchen zu erzeugen, welche im Diamantdetektor ein Signal induzieren. In unserem Fall wurde eine ⁶Li-Folie als Konverter benutzt. Thermische Neutronen wechselwirken mit dieser Folie anhand der folgenden Reaktion:



Da der Absorptionswirkungsquerschnitt dieser Reaktion für Neutronen mit einer Geschwindigkeit von 2200 m s⁻¹ 940 barn beträgt, ist auch gewährleistet, dass thermische Neutronen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit in für den Diamantdetektor detektierbare ionisierende Teilchen umgewandelt werden.

Der Diamantdetektor registriert auch γ -Teilchen, welche größtenteils aus dem Reaktor kommen, allerdings auch aus inelastischen Reaktionen der Neutronen mit Detektorkomponenten entstehen können. Durch die sogenannte *puls shape analysis* ist es möglich, anhand der Signalform, jene Signale, welche durch nukleare Reaktionen erzeugt wurden, von solchen zu unterscheiden, die von γ -Quanten induziert wurden. Der große Vorteil eines Diamantdetektors ist, dass die Signalform (*pulse shape*) des messbaren Detektorstroms proportional zum ursprünglichen Ionisationsprofil ist: Nämlich induzieren die

¹Die natürliche Isotopenverteilung von Kohlenstoff beträgt 98.9 % für ¹²C bzw. 1.1 % für ¹³C

aus der Wechselwirkung mit Neutronen erzeugten Reaktionsprodukte im Detektor eine lokale Ionisation und geben dabei ihre gesamte Energie ab. Im Ganzen betrachtet sind diese Ionisationen homogen über das gesamte Volumen des Diamantdetektors verteilt. γ -Teilchen hingehen durchqueren den Diamanten von der einen zur anderen Elektrode und hinterlassen dabei eine Ionisationsspur quer durch den gesamten Detektor. Aufgrund dieser unterschiedlichen Ionisationsprofile, besitzen Signale, welche durch neutroneninduzierte Teilchen erzeugt werden, eine rechteckige Form, während Signale, die von γ -Teilchen stammen, dreieckförmig aussehen. In Abbildung 3.2 ist dieser Umstand dargestellt. Die Fläche unterhalb eines einzelnen Signals ist proportional zu der im Detektor deponierten Energie des ionisierenden Teilchens. Um die rechteck- und dreieckförmigen Signale von einander zu unterscheiden wurde ein Algorithmus angewendet welcher auf FWHM-Diskriminierung basiert.

Zur Unterscheidung schneller Neutronen und thermischer Neutronen dient die durch ihre Reaktionsprodukte im Diamantdetektor deponierte Energie, die im Falle schneller Neutronen höher ist. Zusätzlich wurden für die Detektion von schnellen Neutronen nur solche Signale akzeptiert, welche aus dem sogenannten ballistischen Zentrum des Detektors stammen. Diese Signale sind schmaler als solche aus anderen Regionen des Diamantdetektors. Der Grund darin liegt, dass die Breite eines Signals jener Zeit entspricht, die die Ladungsträgerpaare zum Driften zur jeweiligen Elektrode benötigen. In Abbildung 3.3 ist dieser Umstand dargestellt: Das ballistische Zentrum ist jene Region, aus der sowohl für das Elektron, als auch für das Elektronenloch die Driftzeit zu den jeweiligen Elektroden ungefähr gleich groß ist. Da Elektronenlöcher etwas schneller driften als Elektronen, ist die ballistische Zentrumsregion etwas zur Anode hin verschoben. Signale von Elektron-Loch-Paaren, welche außerhalb dieser Zentrumsregion bzw. nahe an einer der beiden Elektroden erzeugt werden, weisen eine markante Stufe auf (siehe Abbildung 3.3). Der obere Teil des Signals resultiert aus dem kombinierten Signal des Elektrons und des Elektronenlochs, der untere Teil stammt aus der längeren Driftzeit zur jeweiligen Elektrode des einen Ladungsträgers im Vergleich zum anderen. Darum ist auch das Signal des Ladungsträgerpaares, in dem der Elektronendrift überwiegt, breiter als jenes Signal, in dem der Lochdrift überwiegt. Für einen, wie in unserem Fall, $500\ \mu\text{m}$ dicken Diamantdetektor, an dem eine Spannung von $1\ \text{V}\ \mu\text{m}^{-1}$ anliegt, betragen die Driftgeschwindigkeiten $v_{d,Elektron} = 6.0(1) \times 10^4\ \text{m s}^{-1}$ und $v_{d,Loch} = 8.5(2) \times 10^4\ \text{m s}^{-1}$ (vergleiche [20]). Da die Driftzeit aus der ballistischen Zentrumsregion für beide Ladungsträgertypen ungefähr gleich groß und, verglichen mit anderen Entstehungsorten, insgesamt am geringsten ist, ähnelt das daraus resultierende Signal einem schmalen, stufenlosen Rechteck. Als Diskriminierungskriterium für Signale aus der

ballistischen Zentrumsregion dient uns somit die Driftzeit des Elektron-Loch-Paares.

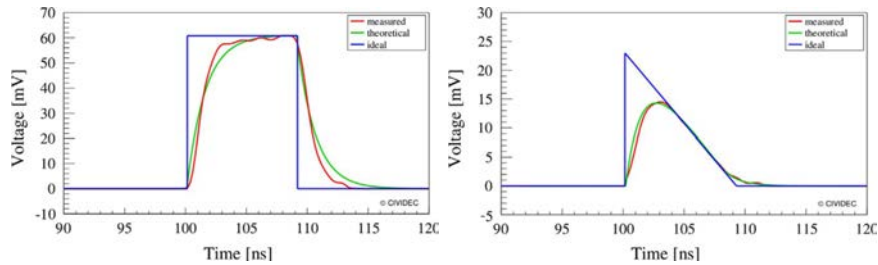


Abbildung 3.2: Im linken Bild ist das Signal, welches von einem α -Teilchen bzw. Triton erzeugt wird, das rechte Bild zeigt die Ionisation im Detektor durch ein γ -induziertes Comptonelektron. Zu sehen sind jeweils das ideale, theoretische und gemessene Signal [17].

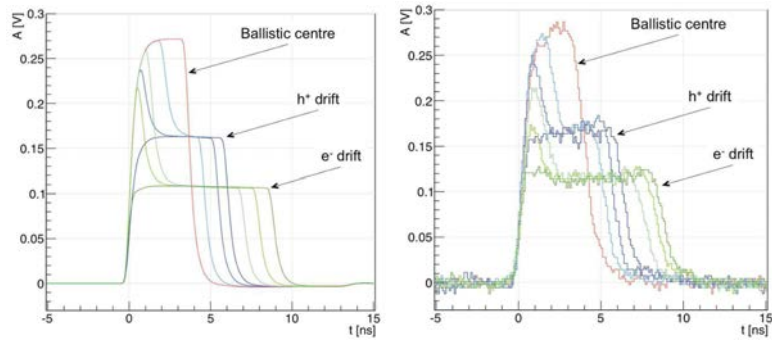


Abbildung 3.3: Zu sehen sind theoretisch zu erwartende (links) und im Experiment erhaltene (rechts) Signale, welche aus der Wechselwirkung des Diamantdetektors mit schnellen Neutronen stammen [18].

3.2 Experimentieraufbau

In unserem Experiment sollte ein zweidimensionales Strahlprofil aufgenommen werden. Dazu war es nötig einen 2D-Verfahrtisch zu bauen und zu programmieren, welcher mithilfe zweier Lineartische den Diamantdetektor durch den Strahl führen sollte. Für diesen Zweck wurde mittels LabView ein Programm geschrieben, welches den durch Schrittmotoren angetriebenen Lineartischen, von denen einer für die horizontale, der andere für die vertikale Bewegung zuständig ist, einen Pfad durch eine Raumebene vorgeben sollte. Der Diamantdetektor sollte auf den Lineartischen angebracht werden und durch ein definierbares x-z-Raumgitter manövriert werden, um an gewünschten Raumpunkten Daten zu sammeln bzw. Neutronen zu detektieren. Das durch das Programm definierte Raumgitter stand normal auf die Strahl- ausbreitungsrichtung, sodass sich auch der Diamantdetektor normal auf den Strahl stehend bewegte.

Zum Auslesen der vom Detektor übermittelten Signale diente ein CIVIDEC ROSY AX106 Auslesesystem, welches über eine Bedienoberfläche (GUI) gehandhabt wurde. ROSY führte auch die Signalformanalyse durch. Das ROSY-System musste zur Durchführung des Experiments mit dem LabView-Programm kommunizieren. ROSY gab, nach erfolgreicher Datenaufnahme in einem Raumpunkt durch den Diamantdetektor, dem LabView-Programm den Befehl zum Anfahren des nächsten Punktes. Zu diesem Zweck wurde eine TCP Verbindung zwischen ROSY und dem LabView-Programm hergestellt.

Bei dem Diamantdetektor handelte es sich um einen CIVIDEC B6 Thermal Neutron Diamond Detector. Der Diamant im Detektor besitzt eine Fläche von $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ und eine Dicke von 0.5 mm . Eine Skizze des Detektors ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die an den Detektor angelegte Spannung beträgt $1\text{ V } \mu\text{m}^{-1}$. Um die Signale messen zu können ist ein Vorverstärker notwendig. Zu diesem Zweck dient ein low-noise CIVIDEC C2 broad band Vorverstärker.

Der Experimentieraufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Zu sehen ist der Verfahrtisch samt der beiden Motoren, welche die horizontale bzw. vertikale Bewegung des Diamantdetektors durch den Strahl steuern. Der Detektor selbst ist an einem Aluminiumarm angebracht. Der Verfahrtisch wurde so platziert, dass sich der Diamantdetektor in einem Abstand von 30 cm zum Beampoint befand. Da neben dem eigentlichen Strahl ebenso dessen unmittelbare Umgebung aufgenommen werden sollte, wurde der Diamantdetektor 82 mm in horizontaler Richtung und 77 mm in vertikaler Richtung von der Strahlachse entfernt positioniert. In Abbildung 3.5 ist die Benutzeroberfläche des eigens geschriebenen LabView-Programms abgebildet.

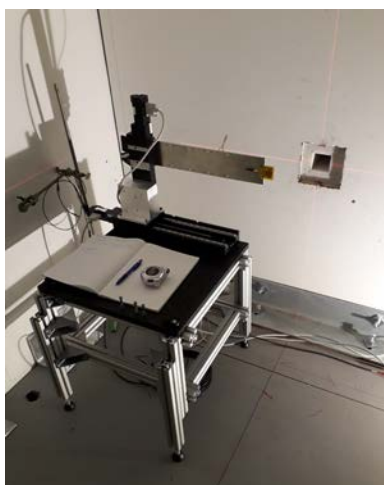


Abbildung 3.4: Der Verfahrtisch mit den beiden Motoren zur Steuerung der vertikalen und horizontalen Bewegung des Diamantdetektors. Der Detektor ist an einem Aluminiumarm befestigt.

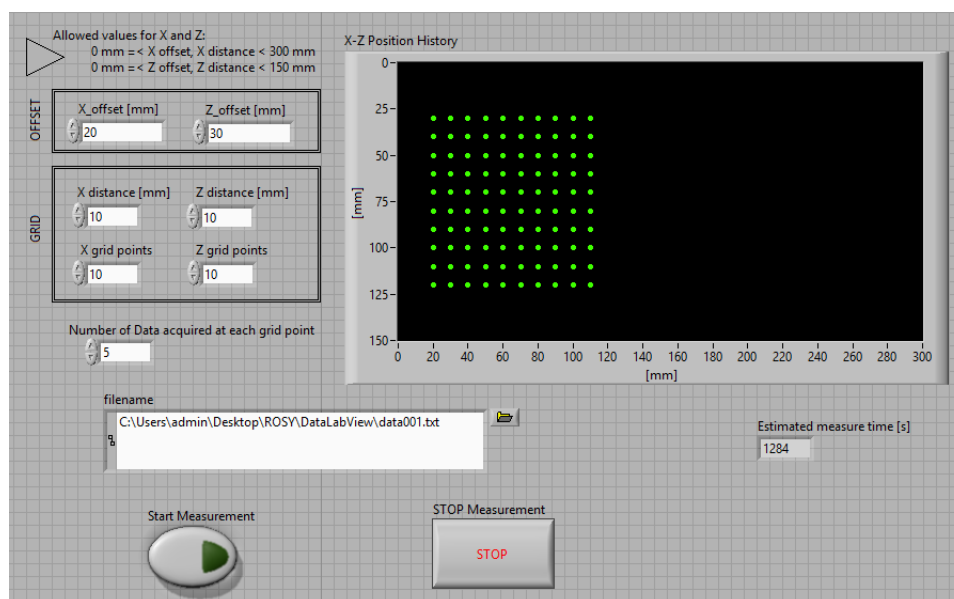


Abbildung 3.5: Benutzeroberfläche des LabViewprogramms. Mittels eines Offsets lässt sich das Raumraster verschieben. Im Diagramm *X-Z-History* wird sowohl das definierte Raumraster, als auch die Bewegung des Diamantdetektors durch dieses Raster in Echtzeit dargestellt.

3.3 Resultate

3.3.1 Strahlprofile

Das Profil des Weißen Strahles wurde bei drei unterschiedlichen Strahlquerschnitten aufgenommen: $65 \times 65 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$ und $10 \times 20 \text{ mm}^2$. In diesem Abschnitt werden die Neutronenflusswerte aus den Neutronencounts jedes Raumpunkts, welche durch den Diamantdetektor ermittelt wurden, berechnet. Mit Hilfe dieser Werte soll ein Vergleich mit Neutronenflusswerten aus dem Kapitel 2 gezogen werden. Für die Berechnung des Neutronenflusses aus dem Diamantdetektorexperiment wird folgender Ausdruck für den Neutronenfluss ϕ verwendet:

$$\phi = \frac{N}{\eta \cdot t}, \quad (3.1)$$

wobei hier N die Anzahl der vom Diamantdetektors in der Zeit t pro Raumpunktkachel gemessenen Neutronen darstellt, η ist die Effizienz des Detektors. Der Wirkungsquerschnitt σ der Wechselwirkung zwischen den Neutronen und dem Lithiumkonverter ist bereits in der Detektoreffizienz η enthalten. Unter Einbeziehung geometrischer Eigenschaften des Diamantdetektors und des Lithiumkonverters wurde eine Detektoreffizienz von $\eta = 4.17 \times 10^{-5}$ ermittelt. Wie schon in den vorangegangenen Kapitel, behandeln wir unsere Neutronen so, als haben alle die Geschwindigkeit 2200 ms^{-1} , was einer Neutronenenergie von 25 meV entspricht. Darum nehmen wir als Wirkungsquerschnitt einen Wert von 940 barn an, wodurch der für die Detektoreffizienz angegebene Wert erhalten wird.

In den Abbildungen 3.6 bis 3.8 sind die Ergebnisse der mittels Gleichung (3.1) aus den vom Diamantdetektor gelieferten Daten durchgeführten Flussberechnungen graphisch dargestellt. Zwar sind die Ergebnisse etwas erhöht im Vergleich zu den durch Metallfolienaktivierungen erhaltenen Neutronenflusswerten (siehe dazu Kapitel 2). In einigen Raumpunkten der Abbildung 3.6 erreichen Neutronenflüsse um die $4 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, so wie der Fluss der zentralen Raumkachel des Diagramms bei $x = 85 \text{ cm}$ und $z = 80 \text{ cm}$ mit einem Wert von $\phi_{diamond} = 3.96(9) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.² Nichtsdestotrotz stimmen diese Werte mit den Flüssen aus der Metallfolienaktivierung von Gold $\phi_{Au} = 3.40(4) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bzw. Indium $\phi_{In} = 3.27(1) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, welche mit demselben Strahlprofil ermittelt wurden, gut überein, da der Diamantdetektor einen höheren systematischen Fehler aufweist.

²Der Neutronenfluss in der zentralen Raumkachel dient als Vergleich mit den Flusswerten der mittels der zentral in die Strahlachse platzierten Metallfolien gemessen wurde.

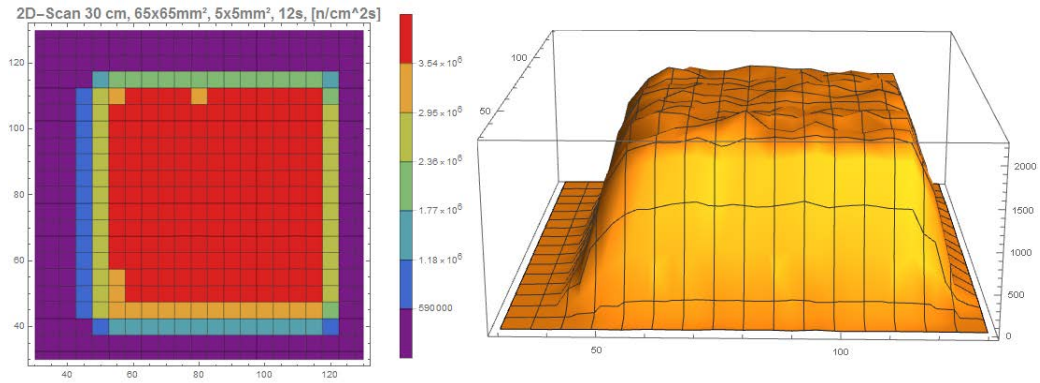


Abbildung 3.6: Der Neutronenfluss, welcher in der zentralen Raumkachel bei $x = 85\text{ cm}$ und $z = 80\text{ cm}$ ermittelt wurde, beträgt $\phi_{diamond} = 3.96(9) \times 10^6\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$. Die Messzeit pro Raumpunkt betrug 12s. Als Kollimator dienten die $65 \times 65\text{ mm}^2$ -Einschübe.

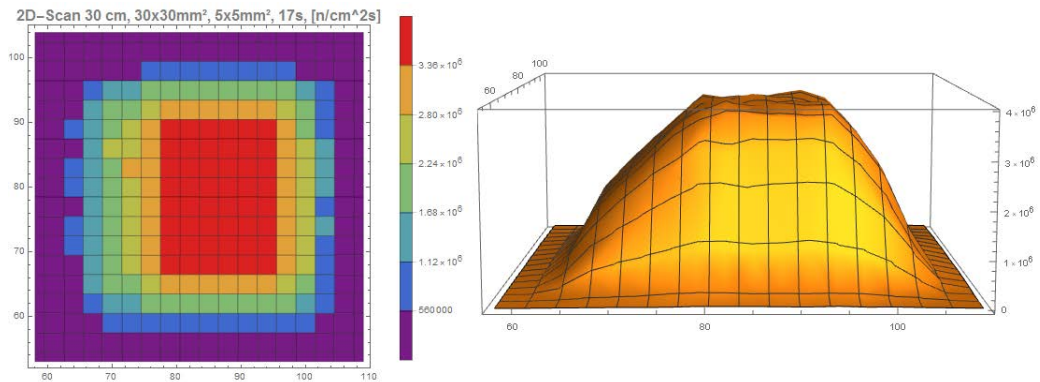


Abbildung 3.7: Der Neutronenfluss, welcher in der zentral gelegenen Raumkachel bei $x = 85\text{ cm}$ und $z = 80\text{ cm}$ ermittelt wurde, beträgt $\phi_{diamond} = 3.88(7) \times 10^6\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$. Die Messzeit pro Raumpunkt betrug 17s. Als Kollimator dienten die $30 \times 30\text{ mm}^2$ -Einschübe.

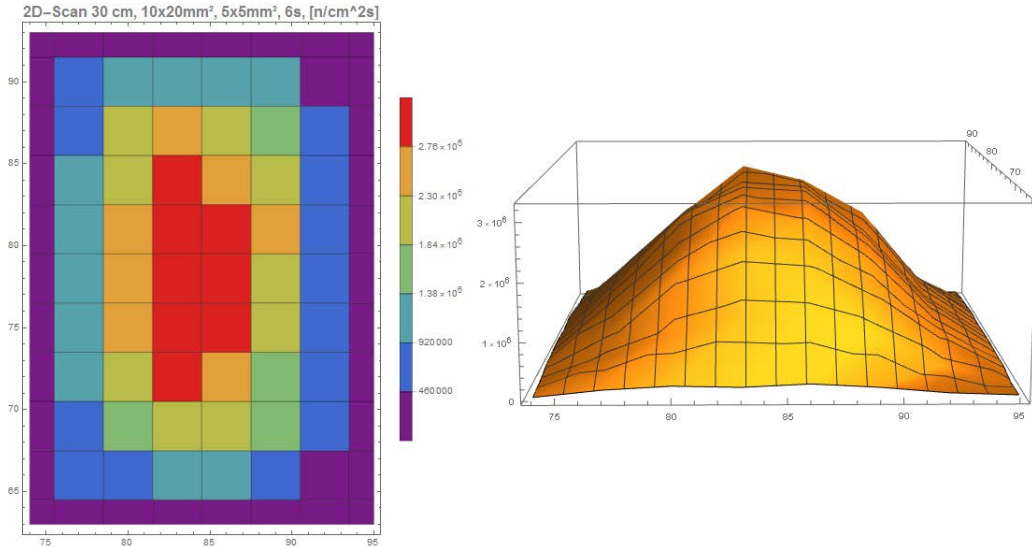


Abbildung 3.8: Der Neutronenfluss, welcher in der zentralen Raumkachel bei $x = 86 \text{ cm}$ und $z = 78 \text{ cm}$ ermittelt wurde, beträgt $\phi_{diamond} = 2.95(10) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Messzeit pro Raumpunkt betrug 6 s. Als Kollimator dienten die $10 \times 20 \text{ mm}^2$ -Einschübe.

3.3.2 Schnelle Neutronen

In Abbildung 3.9 ist das Ergebnis aus der schnellen Neutronen-Messung abgebildet. Die schwarzgefärbten Signale repräsentieren Ionisationsereignisse, welche durch Wechselwirkungen zwischen schnellen Neutronen und dem Diamantdetektor hervorgerufen wurden. Im Kapitel 2 über Messungen mit Metallfolien haben wir bereits gezeigt, dass der Weiße Strahl überwiegend aus thermischen Neutronen besteht. Unser Diamantdetektorexperiment bestätigt dieses Resultat. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, beträgt die vom Diamanten detektierte Ausbeute jener Signale, welche mit schnellen Neutronen korrespondieren, um zwei Größenordnungen weniger als die maximale Signalausbeute. Der Peak der durch schnelle Neutronen induzierten Signale erreicht maximal 15 counts, die maximale Signalausbeute beträgt 2823 counts. Dies entspricht einem schnellen Fluss $\phi_{schnell} = 4.1(10) \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der Detektor befand sich für diese Messung in Strahlachse.

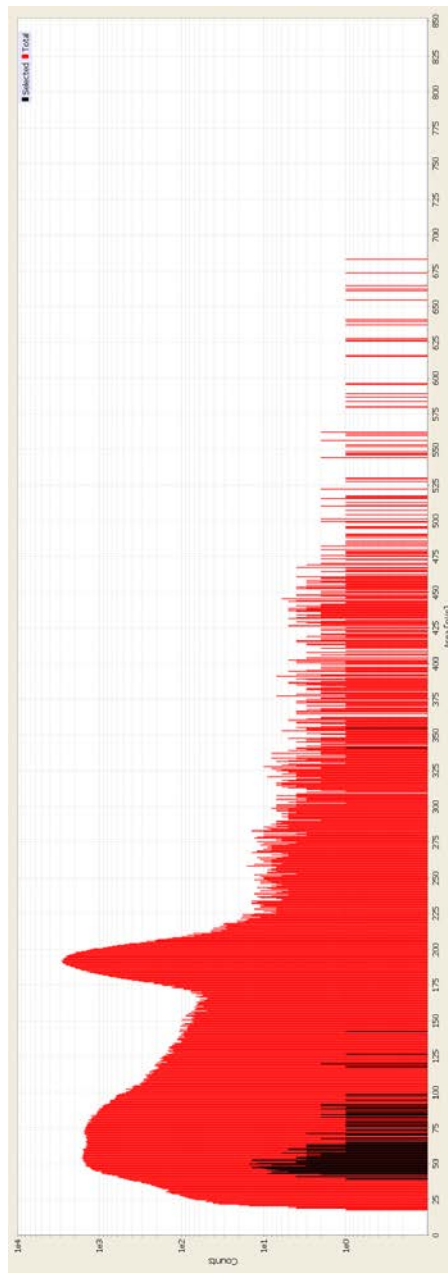


Abbildung 3.9: Die Benutzeroberfläche von ROSY stellt die detektierten Signale in Echtzeit dar. Dabei symbolisieren die schwarzen Balken jene Signale, welche unseren Auswahlkriterien entsprechen, in diesem Fall handelt es sich um schnelle Neutronen. Signale in rot entstammen allen anderen möglichen Ionisationsereignissen. Gut zu erkennen ist, dass schnelle Neutronen nur einen kleinen Teil des Gesamtstrahls ausmachen.

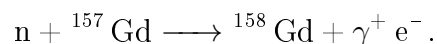
Kapitel 4

Image Plates

Image Plates bieten eine unkomplizierte Möglichkeit, das Profil des Weißen Strahls direkt abzubilden. Dabei funktionieren sie ähnlich wie Röntgenfolien, doch anstatt Photonen abzubilden, lassen sich mit den Image Plates Neutronen detektieren. Positionierung und Bestrahlung der Image Plates an verschiedenen Positionen in der Strahlkammer ermöglichen, Aussagen über die Divergenz, die Strahlgröße und die Homogenität des Weißen Strahls zu treffen.

4.1 Theoretische Grundlagen

Image Plates sind $25 \times 20 \text{ cm}^2$ große Platten, auf denen eine $135 \mu\text{m}$ dicke Gd_2O_3 -Schicht zur Konversion von Neutronen aufgetragen ist. Das Gadolinium in dieser Schicht bietet mit einem Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang von $\sigma = 49\,700 \text{ barn}$ eine äußerst hohe Nachweiseffizienz von 80 %. Trifft ein Neutron auf das Gadolinium kommt es zu folgender Reaktion:



Unterhalb der Gadoliniumschicht befindet sich eine Schicht aus Phosphor. Das Phosphor in dieser photostimulierbaren Schicht wird durch die Sekundärteilchen in einen metastabilen Zustand angeregt. In einem Fujifilm BAS-5000 Scanner, der mit einem Computer verbunden ist, wird das Image Plate mit einem He-Ne Laser beleuchtet. Dieser Laser zwingt diese metastabilen Zustände zur Fluoreszenz. Die blaue Fluoreszenzstrahlung wird im Photomultiplier des Scanners detektiert, seine nominelle Auflösung beträgt $25 \mu\text{m}$. Mit der Software *Image-Pro Plus 6.0* lassen sich die so erhaltenen Scans betrachten und editieren.

Nach dem Scanprozess können die Image Plates durch dreißigminütiges Bestrahlen mit weißem Licht gelöscht werden. Die einzelnen Plates lassen sich

somit beliebig oft wiederverwenden. Vor jeder Bestrahlung werden die Image Plates in eine Aluminiumfolie verpackt um die empfindliche Gadolinium-Schicht vor mechanischer Beschädigung zu schützen.

4.2 Experimentieraufbau

Neben dem Abbilden des Weißen Strahls wurden Image Plates auch zur Messung seines Divergenzwinkels benutzt. Zu diesem Zweck wurde ein Image Plate in drei verschiedenen Abständen zum Beamport platziert und für jede Position bestrahlt, gescannt und gelöscht, bevor weiterexperimentiert wurde. Die drei Abstände, in denen das Image Plate bestrahlt wurde, betragen 30 cm, 140 cm und 240 cm. Zur Kollimation des Strahls wurden die beiden $65 \times 65 \text{ mm}^2$ -Einschübe verwendet. Die Bestrahlungszeit des Image Plates pro Position betrug lediglich 5 Minuten. Vorangegangene Versuche mit zehnmütiger Bestrahlung führten zu einer Überbelichtung.

Die entsprechenden Bilder sind in der Abbildung 4.1 dargestellt. Sie zeigen, wie mit größer werdendem Abstand, die Strahlverbreiterung des Strahls zunimmt.

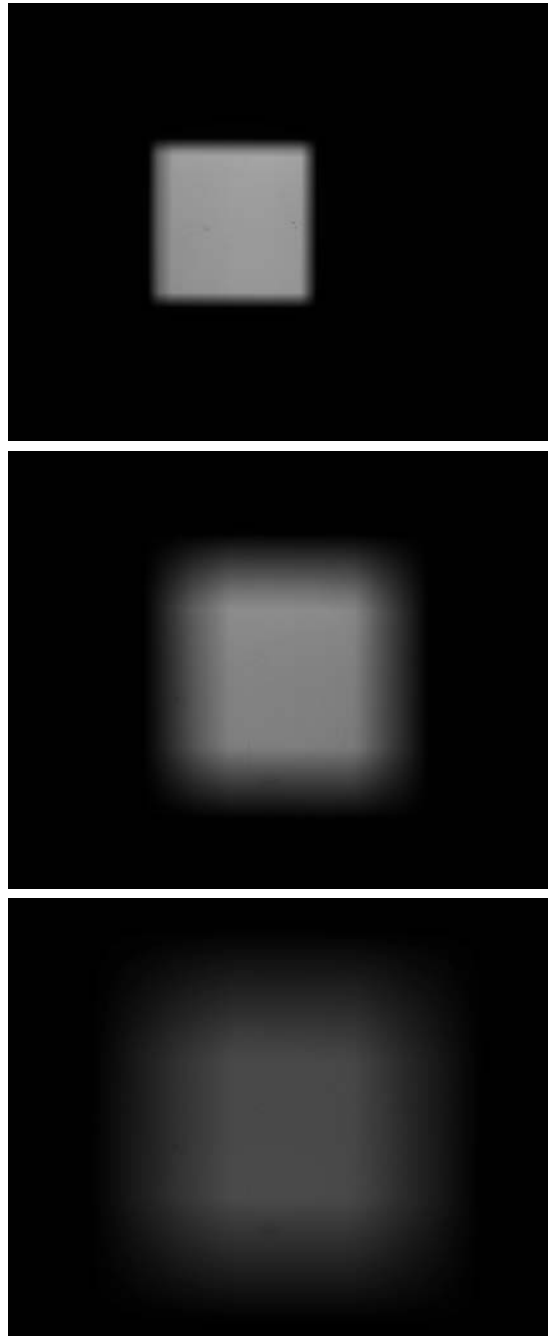


Abbildung 4.1: Die Image Plates waren 30 cm, 140 cm und 240 cm vom Be-
amport entfernt positioniert. Die Aufnahmezeiten betragen 5 Minuten. Weiße
Flächen bzw. Pixel stehen für hohe Intensität des absorbierten Neutronen-
strahls.

4.3 Resultate

4.3.1 Bestimmung des Divergenzwinkels

Mit dem Divergenzwinkel messen wir die Verbreiterung des Neutronenstrahles, die er beim Durchgang durch die Kammer erfährt. In der Abbildung 4.1 ist deutlich zu erkennen, wie der Strahl von Position zu Position, d.h. von Image Plate zu Image Plate auffächert. Wir interessieren uns für den Winkel dieser auftretenden Divergenz. Dazu benötigen wir die Breite der Abbildungen des Strahls in den Image Plates. Dazu schneiden wir horizontal und vertikal in die Abbildung des Image Plates (siehe Abbildung 4.2). So erhält man die in Abbildung 4.4 und 4.5 gezeigten Linienprofile. Dieser Vorgang lässt sich mit einer Anwendung der bereits genannten Auswertungssoftware bewerkstelligen. Mit Hilfe dieser Linienprofile definieren wir die Halbwerts- und Zehntelbreite des Strahls als Abstand zwischen links und rechts des Intensitätsmaximums gelegenen Pixel, deren Intensitätswerte der Hälfte bzw. einem Zehntel des maximalen Intensitätswertes entsprechen. Um zu überprüfen ob die Position des Schnittes eine Auswirkung auf das Ergebnis hat, werden willkürlich drei Positionen gewählt (oben, Mitte, unten).

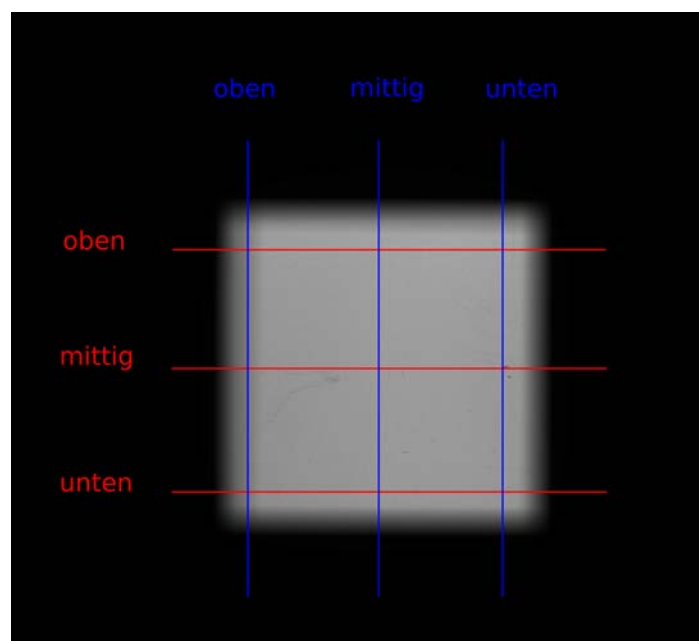


Abbildung 4.2: Die Abbildung zeigt, wie die Linienprofile aus den zweidimensionalen Strahlprofile angefertigt wurden.

Mit einer solchen Breite lässt sich der Divergenzwinkel berechnen. Dazu vergleichen wir die Halbwerts- bzw. Zehntelbreite der Bilder des Weißen Strahls auf zwei Image Plates, die in unterschiedlichen Abständen mit dem Neutronenstrahl wechselwirkten (siehe Abbildung 4.3). Man kann mit der Breite der Aufnahmen des Weißen Strahls und dem Abstand zwischen ihnen den Divergenzwinkel α berechnen:

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{b-a}{2d}\right). \quad (4.1)$$

Dabei können die Größen a und b sowohl die Halbwerts-, als auch die Zehntelbreiten der Abbildung des Strahls auf den Image Plates meinen, die aus den eindimensionalen Linienprofilen bestimmt werden. Die Länge d ist der Abstand zwischen zwei Image Plates.

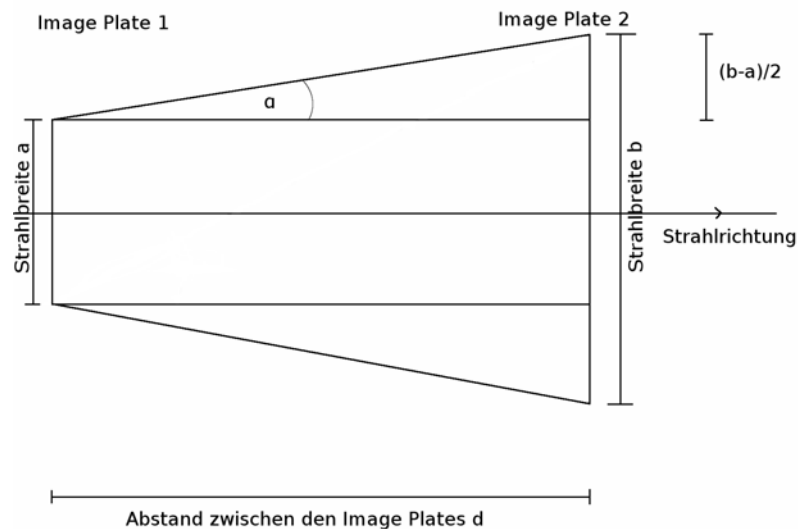


Abbildung 4.3: Skizze zur Berechnung des Divergenzwinkels α . Es werden sowohl die horizontale, als auch die vertikalen Winkel berechnet, sodass die Skizze sowohl für die Drauf- als auch Seitenansicht gültig ist.

In den Tabellen 4.1 und 4.2 sind die zur Berechnung des Winkels benötigten Größen der Gleichung 4.1, samt der Ergebnisse für den Divergenzwinkel aufgelistet.

Die Resultate ergeben für die Zehntel- bzw. Halbwertsbreite Divergenzwinkel von 1.3° bzw. 0.6° , sowohl in horizontaler, als auch in vertikaler Richtung. Hierbei wurden die Winkel des Linienprofils in mittlerer Position herangezogen.

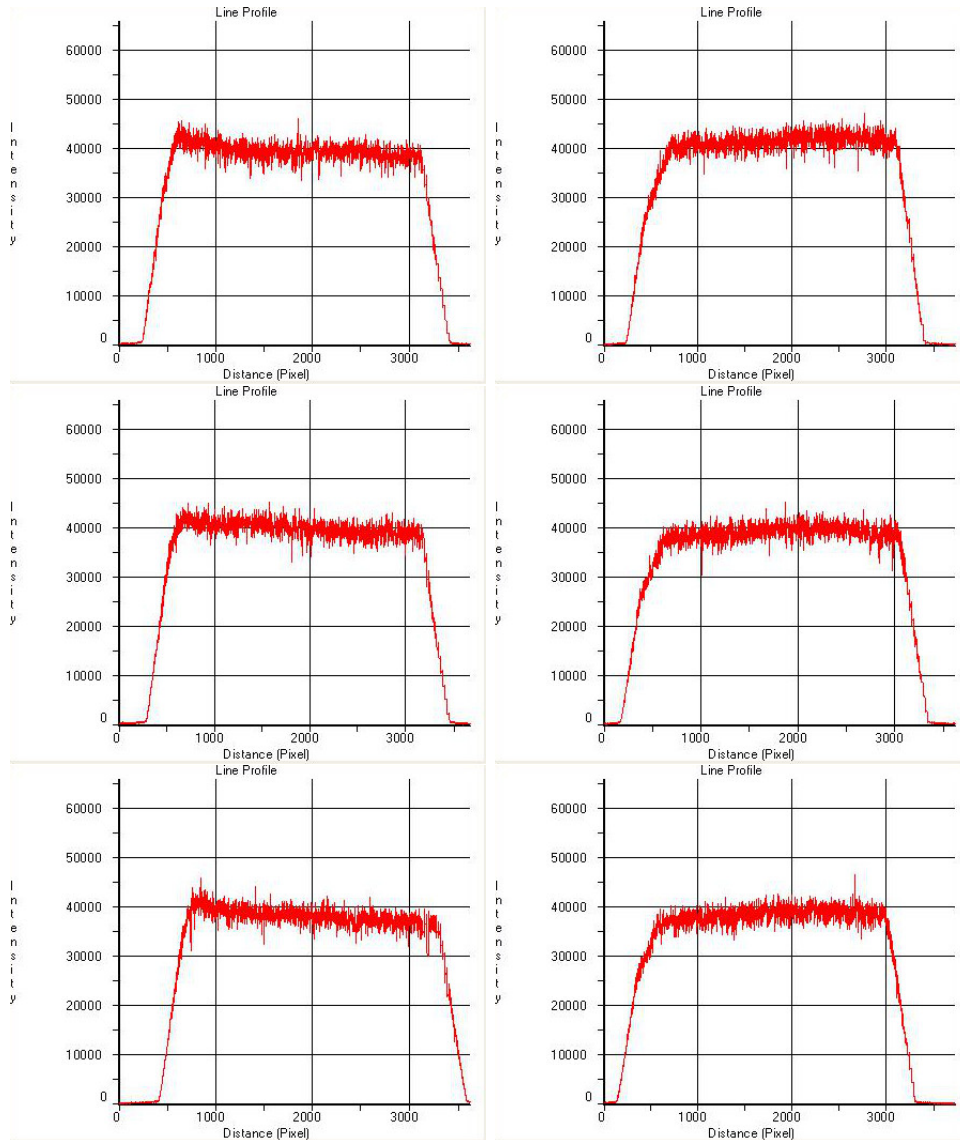


Abbildung 4.4: Oberer, mittlere und unterer Intensitätsverlauf in horizontaler (links) und vertikaler (rechts) Richtung bei 30 cm Abstand des Image Plates vom Beamport. Einem Pixel entsprechen $25 \mu\text{m}$.

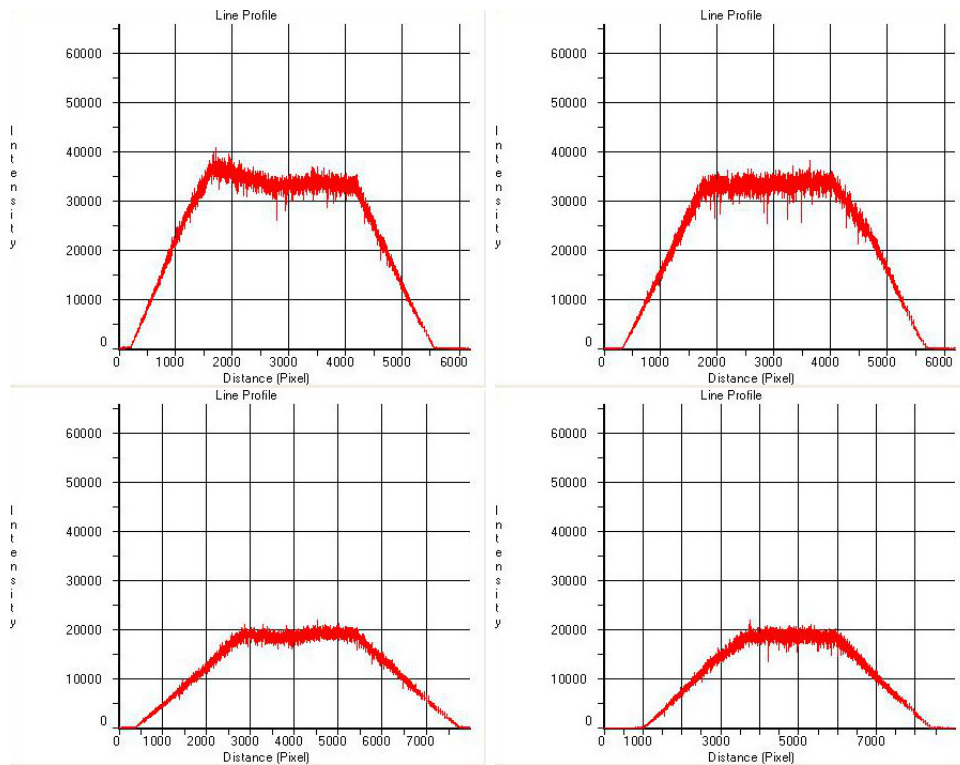


Abbildung 4.5: Mittiges Linieprofil in in horizontaler (linkes Bild) und vertikaler (rechtes Bild) Richtung für ein Image Plate im Abstand 140 cm (oben) und 240 cm vom Beampport. Einem Pixel entsprechen $25\ \mu\text{m}$.

IPs[cm]	Ausrichtung	Position	a [mm]	b [mm]	d [mm]	α [°]
30-140	horizontal	mittig	77,68	125,98	1100	1,3
		oben	77,73	126,05	1100	1,3
		unten	77,63	126,23	1100	1,3
	vertikal	mittig	77,68	125,58	1100	1,3
		oben	77,63	125,15	1100	1,2
		unten	77,40	125,55	1100	1,3
140-240	horizontal	mittig	125,98	169,13	1000	1,2
		oben	126,05	168,00	1000	1,2
		unten	126,23	169,78	1000	1,3
	vertikal	mittig	125,58	169,93	1000	1,3
		oben	125,15	168,88	1000	1,3
		unten	125,55	169,73	1000	1,3
30-240	horizontal	mittig	77,68	169,13	2100	1,3
		oben	77,73	168,00	2100	1,2
		unten	77,63	169,78	2100	1,3
	vertikal	mittig	77,68	169,93	2100	1,3
		oben	77,63	168,88	2100	1,2
		unten	77,40	169,73	2100	1,3

Tabelle 4.1: Berechnung des Divergenzwinkels mittels der *Zehntelbreite* als Längendefinition für die Abbildung des Strahls im Image Plate. Die Spalte *IPs* zeigt welche beiden Image Plates zur Berechnung des Winkels benutzt wurden.

IPs[cm]	Ausrichtung	Position	a [mm]	b [mm]	d [mm]	α [°]
30-140	horizontal	mittig	71,03	94,60	1100	0,6
		oben	70,88	95,75	1100	0,7
		unten	70,85	94,45	1100	0,6
	vertikal	mittig	70,33	90,73	1100	0,5
		oben	70,48	93,30	1100	0,6
		unten	69,85	90,50	1100	0,5
140-240	horizontal	mittig	94,60	112,55	1000	0,5
		oben	95,75	113,85	1000	0,5
		unten	94,45	116,10	1000	0,6
	vertikal	mittig	90,73	112,93	1000	0,6
		oben	93,30	113,28	1000	0,6
		unten	90,50	111,33	1000	0,6
30-240	horizontal	mittig	71,03	112,55	2100	0,6
		oben	70,88	113,85	2100	0,6
		unten	70,85	116,10	2100	0,6
	vertikal	mittig	70,33	112,93	2100	0,6
		oben	70,48	113,28	2100	0,6
		unten	69,85	111,33	2100	0,6

Tabelle 4.2: Berechnung des Divergenzwinkels mittels der *Halbwertsbreite* als Längendefinition für die Abbildung des Strahls im Image Plate. Die Spalte *IPs* zeigt welche beiden Image Plates zur Berechnung des Winkels benutzt wurden.

4.3.2 Ausrichtung der Image Plates

Es soll abschließend überprüft werden, ob die Aufnahmen des Weißen Strahls parallel zum Rand des Image Plates verlaufen. Zu diesem Zweck soll der Winkel β der Abbildung 4.6 berechnet werden. Die Größe x wird aus den Linienprofilen ermittelt, der Größe L entspricht die Breite des Weißen Strahls mit 65 mm. β wird berechnet mit:

$$\beta = \sin^{-1}\left(\frac{x}{L}\right). \quad (4.2)$$

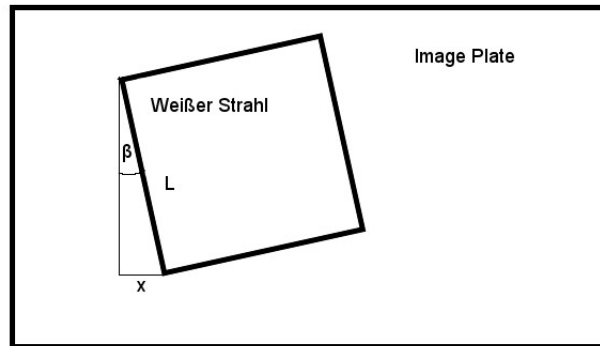


Abbildung 4.6: Skizze zur Berechnung des Winkels β .

Die Resultate sind in Tabelle 4.3 dargestellt. Betrachtet man die Ergebnisse, darf geurteilt werden, dass die Aufnahmen des Neutronenstrahls hinreichend parallel zum Image Plate verlaufen.

Abstand [cm]	Kante	x [mm]	β [°]
30	vertikal	0,125	0,1
	horizontal	0,275	0,2
140	vertikal	0,4	0,4
	horizontal	0,575	0,5
240	vertikal	1,375	1,2
	horizontal	0,225	0,2

Tabelle 4.3: Verdrehung der Aufnahmen gegenüber den Image Plate-Kanten. Die Spalte *Kante* gibt an, ob die horizontalen oder vertikalen Kanten miteinander verglichen werden.

Kapitel 5

Vermessung des Wismutkristalls

5.1 Transmissionsverhalten

Wie im Abschnitt 1.3 beschrieben, wird ein möglichst perfekter Wismuteinkristall in das Strahlrohr B am TRIGA Reaktor eingesetzt, um bereits vor dem Eintreten des Neutronenstrahls in unsere Experimentierkammer schnelle Neutronen und Gammastrahlung, herauszufiltern, thermische Neutronen allerdings passieren zu lassen. In diesem Kapitel soll das Transmissionsverhalten des tatsächlich verwendeten Wismutkristalls untersucht werden.

5.1.1 Experimentieraufbau

Der Experimentieraufbau ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Wieder wird Goldfolienaktivierung zur Untersuchung herangezogen. Der Abstand der Goldfolie vom Beampoint betrug 30 cm. Als Kollimator für den Weißen Strahl wurden die beiden $65 \times 65 \text{ mm}^2$ Einschübe benutzt.

Es wurden vier verschiedene Messzyklen durchgeführt, um die Filterwirkung des Wismutkristalls auf schnelle und thermische Neutronen zu untersuchen:

Zuerst bestrahlten wir eine Goldfolie hinter dem Wismutkristall, wie in Abbildung 5.1 gezeigt. Bei der zweiten Messung wurde der Wismutkristall, unter Beibehaltung der übrigen Experimentanordnung, entfernt und eine weitere Goldfolie bestrahlt. Berechnet man aus beiden Goldfolienaktivitäten den Neutronenfluss und dividiert diese, so erhält man ein Maß für die Filterwirkung auf den totalen Neutronenfluss durch den Wismutkristall, d.h. die Transmission.

Zur Bestimmung der Transmission schneller Neutronen durch den Kristall verfahren wir genauso, nur dass die beiden in diesen Messzyklen benutzten

Goldfolien von 2 mm dicken Cadmiumplättchen auf der dem Strahl zugewandten Seite bedeckt werden. Wieder bringt die Division der Neutronenflüsse die Transmission (siehe Tabelle 5.1 für eine Auflistung der Konfiguration der Goldfolien).

Der Abstand der Goldfolien vom Beamport betrug immer 30 cm. Als Kollimator für den Weißen Strahl wurden weiterhin die beiden $65 \times 65 \text{ mm}^2$ Einschübe benutzt.

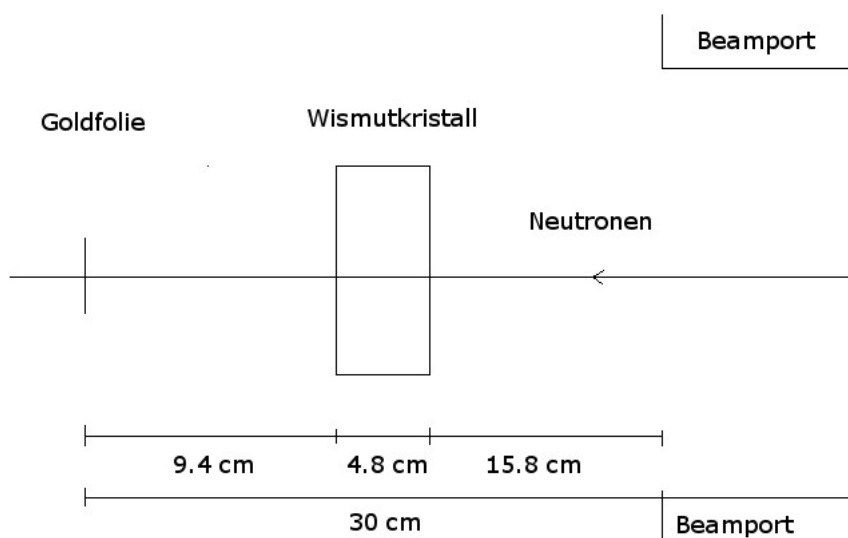


Abbildung 5.1: Experimentaufbau zur Bestimmung der Transmission durch den Wismutkristalls.

5.1.2 Resultate

In Tabelle 5.1 sind die Resultate dargestellt. Dividiert man nun die beiden Flusswerte durch einander, welche sich aus den nicht mit Cadmium bedeckten Goldfolien ergeben, so erhält man einen Faktor 0.65 für die Transmission des gesamten Neutronenstrahls durch den Wismutkristall. Für die mit Cadmium bedeckten Folien ergibt sich aus den Neutronenflüssen ein Faktor 0.36 für die Transmission schneller Neutronen.

Konfig.	m[g]	A[s ⁻¹]	Fehl.[%]	t_{irr} [s]	t_{zw} [s]	G	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]
+W-C	0,2919	2,31	2,80	600	1240	0,947	$2,08(6)\cdot 10^6$
-W-C	0,2901	3,56	2,20	600	1145	0,947	$3,23(7)\cdot 10^6$
+W+C	0,2772	$5,37\cdot 10^{-2}$	3,20	7200	3447	0,949	$4,30(14)\cdot 10^3$
-W+C	0,2944	$1,57\cdot 10^{-1}$	4,90	7200	760	0,946	$1,18(6)\cdot 10^4$

Tabelle 5.1: Die Spalte *Konfig.* gibt die Konfiguration der Bedeckung der Goldfolien wider: *W* steht für den Wismutkristall, *C* für Cadmium. Minus und Plus symbolisieren, ob die entsprechende Goldfolie mit einem der oder mit beiden Materialien *bedeckt* (+) oder *unbedeckt* (-) waren. Der Abstand der Goldfolien betrug für jede Messung 30 cm. In der Spalte *Fehl.* finden sich die während des Messvorgangs am Detektor gemachten statistischen Fehler.

5.2 Wismut-Laue-Kamera

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob es sich bei unserem Wismutkristall um einen (Mosaik-)Einkristall handelt, in dem alle Netzebenen bzw. alle Netzebenen in einem Mosaikblock parallel zueinander verlaufen. In diesem Fall erwartet man punktförmige Braggreflexe, da die Bragg-Bedingung

$$n\lambda = 2d\sin(\theta) \quad (5.1)$$

nur für eine diskrete Anzahl an Wellenlängen des Neutronenstrahls erfüllt ist. Der Strahlquerschnitt wurde auf $1 \times 1 \text{ mm}^2$ verkleinert, um die Verbreiterung des an den Netzebenen reflektierten Strahls im relativ dicken Kristall so klein wie möglich zu halten.

Bei einer zufälligen Anordnung der Netzebenen, d.h. bei einem Polykristall, gäbe es immer eine Netzebene, welche mit einer beliebigen Neutronenwellenlänge die Braggbedingung erfüllt. Die reflektierten Strahlen würden also in verschiedene Richtungen gestreut und keine punktförmigen Reflexe ergeben, sondern in sogenannten Debye-Scherrer-Ringen sichtbar werden.

Der Wismutkristall wurde 17 cm vom Beamport entfernt positioniert, das Image Plate 4.5 cm dahinter. Das Ergebnis ist in 5.2 dargestellt. Darin zu erkennen ist der Umriss des Wismutkristalls, der durch ihn transmittierte Strahl mit einem ursprünglichen Querschnitt von $1 \times 1 \text{ mm}^2$ und die punktförmigen Braggreflexe.

Wir schließen daraus, dass es sich bei unserem Wismutkristall zumindest um einen Mosaik-Einkristall handelt.



Abbildung 5.2: Aufnahme der punktförmigen Braggreflexe.

Kapitel 6

Dosisleistungsmessungen

6.1 Dosisleistung in der Strahlkammer bei 1 kW

Während des Reaktorbetriebs bei einer Leistung von 1 kW wurden Neutronen- und Gammadosisleistung in der Kammer bei geöffnetem Shutter und an zwei verschiedenen Positionen bestimmt. Zur Messung wurden Dosimeter verwendet, welche vor Öffnen des Shutters auf die gewünschte Positionen gestellt wurden.

	Abstand [cm]	Dosis [$\mu\text{Sv/h}$]
Neutronen	30	731
	250	379
Gamma	30	121
	250	46,9

Tabelle 6.1: Neutronen und Gammadosisleistung in der Strahlkammer bei geöffnetem Shutter an unterschiedlichen Positionen bei einer Reaktorleistung von 1 kW. Der Abstand wird immer vom Beampport aus gemessen.

6.2 Dosisleistung inner- und außerhalb der Strahlkammer bei 250 kW

In Abbildung 6.1 ist die Abnahme der Dosisleistung sowohl für Gamma-, als auch Neutronenstrahlen bei einer Reaktorleistung von 250 kW gegeben. Die Abnahme erfolgte am 04.05.2017. Sie war notwendig für die Betriebsgenehmigung für den Weißen Strahl nach §5 Strahlenschutzgesetz. Das Ziel war, überall Werte unter $5 \mu\text{Sv h}^{-1}$ zu erreichen, was auch gelang.

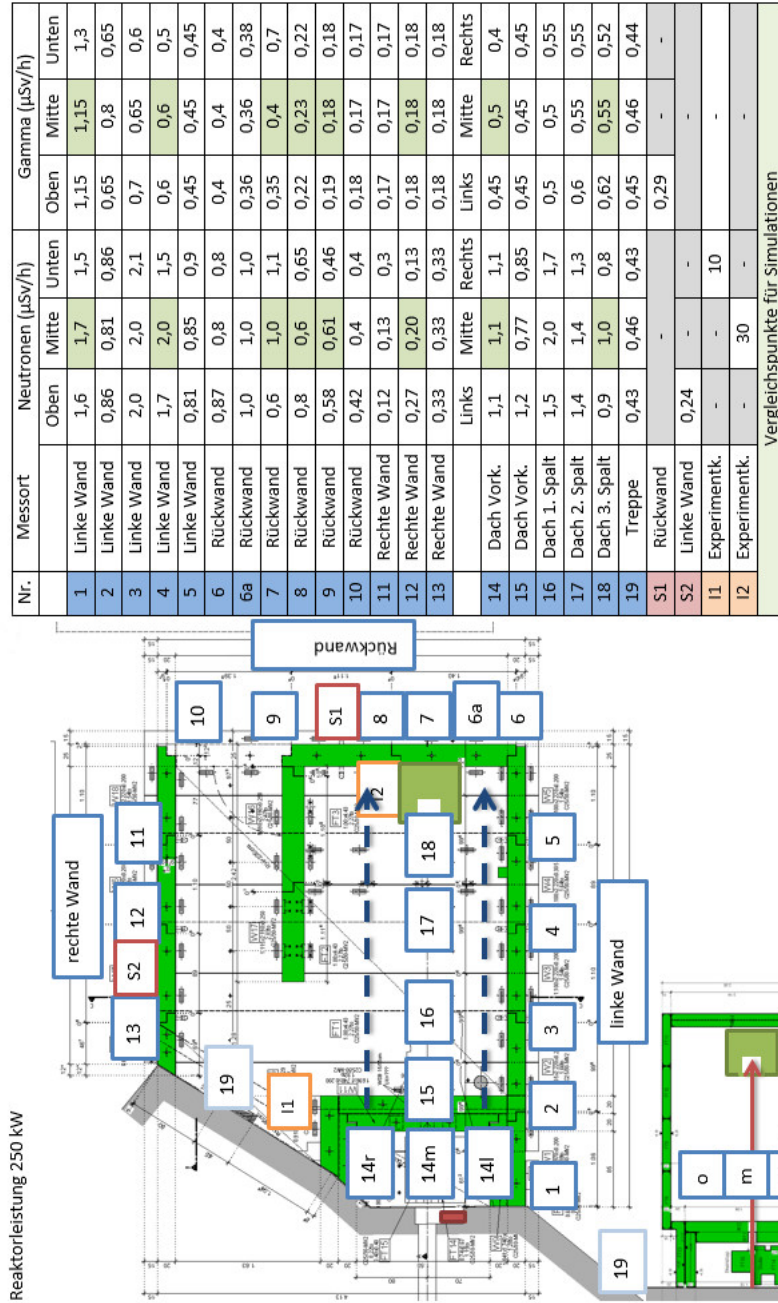


Abbildung 6.1: Abgenommene Dosisleistung innerhalb, oberhalb und außerhalb der Strahlkammer bei einer Reaktorleistung von 250 kW [25].

Kapitel 7

Flugzeitmessung

7.1 Der Chopper

Ziel der Flugzeitmessung ist es, ein Flugzeitspektrum des Neutronenstrahls zu erhalten. Dies lässt sich mittels eines Choppers (siehe Abbildung 7.1) bewerkstelligen:

Er besteht aus einem aluminiumverkleideten Rumpf, auf dem ein Laufmotor angebracht ist. Dieser sorgt für die Drehung einer im Inneren des Rumpfs befindlichen Kapsel, in der sich feine Schichten von Cadmium und Aluminium abwechseln. Zentriert man den Neutronenstrahl auf den Chopper, sodass diese Kapsel in Strahlachse steht, so wird sie für Neutronen, welche auf die Aluminiumschicht treffen, durchlässig. Neutronen, welche auf das Cadmium treffen, werden absorbiert. Der Laufmotor wird mit einer Frequenz von 50 Hz betrieben, sodass die Kapsel 50 Umdrehungen pro Sekunde durchführt. Da die Aluminiumschichten so angeordnet sind, dass sie zweimal pro Umdrehung dem Neutronenstrahl ausgesetzt sind, ist der Chopper 100 mal pro Sekunde für Neutronen geöffnet.

Auf diese Weise wird der kontinuierliche Neutronenstrahl in Neutronenpakete unterteilt, welche den in einer Flugstrecke L entfernt stehenden ^3He -Detektor erreichen können. Da diese Pakete aus Neutronen unterschiedlicher Geschwindigkeiten bestehen, zerfließen diese am Weg zum Detektor: Schnelle Neutronen erreichen den Detektor früher als langsame. Der Detektor ist mit einem PC verbunden. Ein LabView-Programm sortiert die vom Detektor zu verschiedenen Zeiten detektierten Signale als counts nach ihren Flugzeiten in Kanäle. Diese Kanäle entsprechen äquidistanten Zeitintervallen. Der Startzeitpunkt wird durch Öffnen des Choppers festgelegt: Immer wenn der Chopper für Neutronen passierbar ist, sendet eine Lichtschranke das Startsignal an den PC. So ist die Zuordnung der am Detektor gezählten Signale

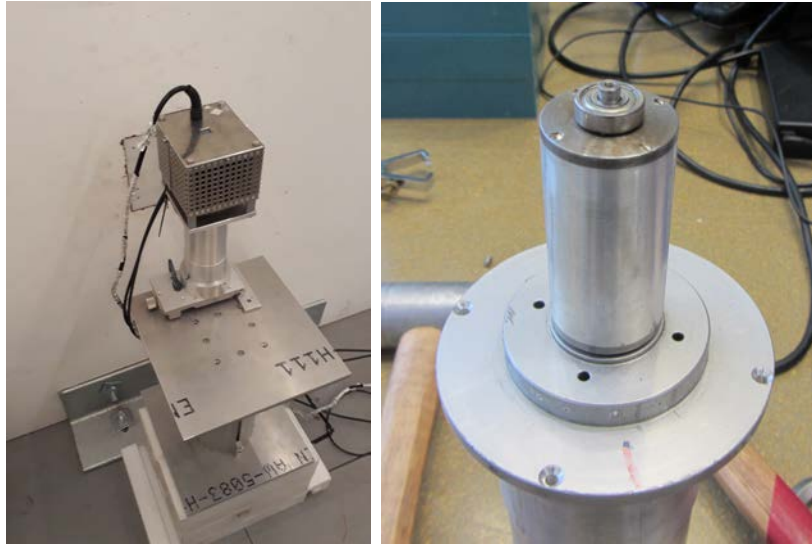


Abbildung 7.1: Der Chopper (links) bestehend aus einem Aluminiumrumpf und dem hinter Gittern befindlichem Laufmotor. Im Inneren befindet sich die Kapsel (rechts), welche den Neutronenstrahl in Pakete schneidet.

mit einer Flugzeit gewährleistet. Dadurch ergibt sich das Flugzeitspektrum.

Das durch diese Software ermittelte Spektrum entspricht allerdings einer Faltung des tatsächlichen Flugzeitspektrums mit der Detektoröffnungsfunktion: Die Öffnung des Detektors öffnet und schließt sich nicht instantan sondern wird innerhalb einer endlichen Zeitspanne auf- und zuge dreht. Es werden zwei Rechtecke, der Querschnitt der Aluminiumschicht und der rechteckige Strahlquerschnitt, zunächst bis zur Überlagerung ineinander und danach auseinander geschoben. Geometrisch betrachtet entspricht dieser Vorgang einer Dreiecksfunktion.

Zusätzlich zu der endlichen Dauer der Chopperöffnung ergibt sich ein weiterer Umstand: Das Triggersignal, mit dem der Chopper dem ^3He -Detektor den Startzeitpunkt des Neutronenpakets signalisiert, stimmt mit dem Zeitpunkt der maximalen Öffnung des Choppers nicht überein, sodass der Detektor zu früh zu messen beginnt. Zur Berechnung dieser Zeitdifferenz Δt benötigen wir zwei Flugzeitmessungen bei zwei verschiedenen Chopper-Detektor-Distanzen, mit:

$$L_1 = v \cdot (t_1 + \Delta t), \quad (7.1)$$

$$L_2 = v \cdot (t_2 + \Delta t). \quad (7.2)$$

Dabei seien L_1 und L_2 zwei unterschiedliche Distanzen zwischen Chopper und Detektor bzw. die von den Neutronenpaketen zurückzulegenden Distanzen. t_1 und t_2 seien die Maximumsflugzeiten im Spektrum nach den unterschiedlichen Längen L_1 und L_2 , d.h. jene Flugzeit, bei denen die meisten Neutronen am Detektor gezählt wurden. Die Neutronengeschwindigkeit v sei die Geschwindigkeit der Neutronen im Maximum des Spektrums, welche in erster Näherung als konstant angenommen wird. Daraus ergibt sich für die Berechnung für Δt durch Umformung:

$$\Delta t = \frac{\frac{L_1}{L_2} t_2 - t_1}{1 - \frac{L_1}{L_2}}. \quad (7.3)$$

Alternativ lässt sich das gesuchte Δt auch aus der dreieckigen Öffnungsfunktion des Choppers herauslesen: Die Position ihres Maximums auf der x-Achse in den Rohdaten entspricht Δt .

7.2 Messung am Strahlplatz “Weißer Strahl”

7.2.1 Experimentieraufbau

Zur Durchführung des Experiments wurde das Strahlprofil am Beamport mit Hilfe eines Einschubs auf $10 \times 20 \text{ mm}^2$ reduziert. Die Öffnung des Choppers wurde auf die Strahlachse zentriert. Der Aluminiumrumpf des Choppers besitzt einen Durchmesser von 7 cm. Die Kapsel mit den Aluminium- und Cadmiumscheiben befindet sich genau im Mittelpunkt.

Als ^3He -Detektor diente ein VacuTec He-3 Neutron Detector mit einem effektiven Durchmesser von 2.1 cm und einem effektiven Gasvolumen von 35.2 cm^3 . Das in ihm befindliche ^3He -Gas steht unter einem Druck von 4 bar [26]. Der ideale Betriebsbereich des Detektors liegt laut Hersteller bei einem Neutronenfluss zwischen $6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der Weiße Strahl liefert allerdings einen Fluss von $3.40(4) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Um den auf den Detektor eintreffenden Neutronenfluss auf den Betriebsbereich zu verringern, wurden zusätzlich verstellbare Cadmiumblenden vor Chopper und Detektor angebracht. Ihre Größe wurde dahingehend justiert, dass nur rund ein Neutron pro Sekunde und pro Zeitintervall auf den Detektor trifft.

Als Vorverstärker diente ein Mesytec MRS2000 Preamplifier, der zugleich auch die Funktionen eines Square shaper und Window discriminator in sich vereint.

Es wurden vier Messungen mit variierenden Abständen zwischen Chopper und Detektor durchgeführt: 238.5 cm, 140 cm, 40 cm und 3.5 cm. Alle Distanzen wurde von der Mitte des Choppers zur Mitte des Detektors gemessen. Die

Messung bei 3.5 cm diente der Bestimmung der Öffnungsfunktion des Choppers, welche so nahe wie möglich am Entstehungsort der Neutronenpakete durchgeführt werden sollte. Der Experimentieraufbau ist in den Abbildungen 7.2 und 7.3 gezeigt.



Abbildung 7.2: Experimentieraufbau der Flugzeitmessung bei einer Distanz zwischen Chopper und Detektor von 40 cm. Der Detektor (links im Bild) wird mit einer Blende und zusätzlichen Cadmiumplättchen abgeschirmt, er ist mit einem Vorverstärker verbunden, der mit Borgummi abgedeckt wurde.



Abbildung 7.3: Flugzeitmessung bei einer Distanz zwischen Chopper und Detektor von 238.5 cm.

7.2.2 Berechnung Δt

In jeder der vier Messpositionen wurde, bedingt durch die Zählrate der vom Detektor detektierten Neutronen, unterschiedlich lange gemessen. Tabelle 7.1 gibt Aufschluss über die verschiedenen Messzeiten bei unterschiedlichen Neutronenflugstrecken, sowie über die Anzahl der Neutronen des Maximums und deren Flugzeit.

L [cm]	T_{mess} [s]	max. counts	t_{max} [μ s]
238.5	7200	5115	6053
140	1200	1373	5733
40	3600	3934	5351
3.5	1200	2283	5195

Tabelle 7.1: L ist die Neutronenflugstrecke, also der Abstand zwischen Chopper und Detektor, T_{mess} ist die Messzeit und *max. counts* meint die Anzahl der gezählten Neutronen im Maximum, t_{max} ist deren Flugzeit.

In Abbildung 7.4 sind die aufgenommenen Flugzeitspektren dargestellt. Das Maximum verschiebt sich bei kleiner werdendem Abstand in Richtung kleinerer Flugzeiten. Wie zu erkennen ist, liegt das Maximum aller Spektren bei rund 5 ms bis 6 ms. Die von uns gemessene Öffnungsfunktion ähnelt bereits der von uns theoretisch erwarteten Dreiecksfunktion.

Bei einer theoretischen Geschwindigkeit von 2200 m s^{-1} oder schneller würde man bei den im Experiment eingestellten Distanzen allerdings Flugzeiten von der Größenordnung 10^{-4} s erwarten. Dies deutet darauf hin, dass der Detektor bereits vor dem Start des ersten Neutronenpakets zu messen beginnt. Als Näherungswert für Δt kann bereits die Flugzeit des Maximums unserer gemessenen Öffnungsfunktion dienen. Damit gilt, wie Tabelle 7.1 zu entnehmen ist, $\Delta t_{approx} = -5195 \mu\text{s}$. Zur genaueren Berechnung von Δt nutzen wir Gleichung 7.3 und wenden sie für die aus den Messungen mit der längsten und kürzesten Flugstrecke erhaltenen Größen an. Mit $L_1 = 3.5 \text{ cm}$, $L_2 = 238.5 \text{ cm}$ und $t_1 = 5195 \mu\text{s}$, $t_2 = 6053 \mu\text{s}$ erhalten wir einen genaueren Wert $\Delta t = -5182.22 \mu\text{s}$, den wir zu der Zeitskala unserer Messungen hinzuaddieren müssen.

7.2.3 Effizienz des ^3He -Detektors

Eine nächste Korrektur für die erhaltenen Flugzeitspektren betrifft den Detektor: Er besitzt eine höhere Nachweiseffizienz für langsamere Neutronen.

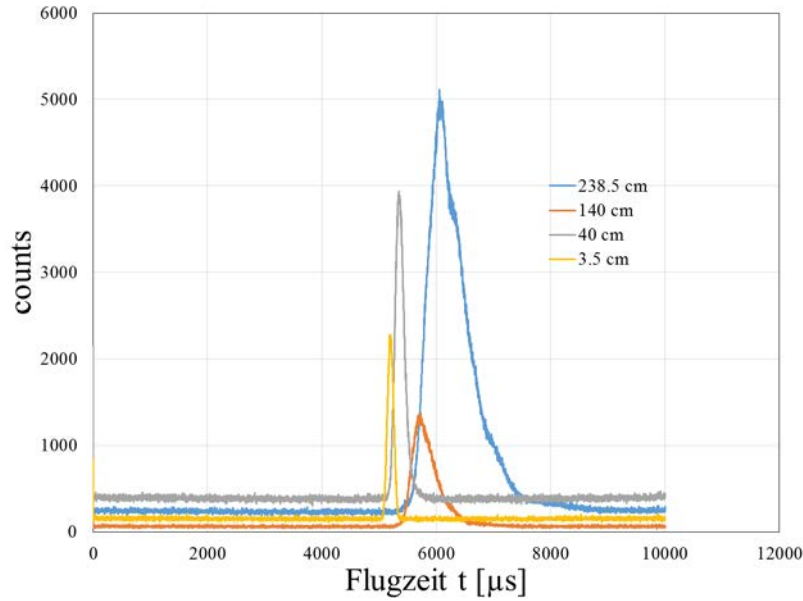


Abbildung 7.4: Die Rohdaten der Flugzeitmessungen.

Der Absorptionswirkungsquerschnitt eines Materials σ_{Abs} ist indirekt proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen. Dadurch kommt es zu einer Unterschätzung schneller Neutronen durch den Detektor. Für eine Neutronengeschwindigkeit von 2200 m s^{-1} beträgt der Absorptionswirkungsquerschnitt von ${}^3\text{He}$ $\sigma_{Abs} = 5.33 \times 10^{-25} \text{ m}^2$. Die Detektoreffizienz ist durch die Gleichung

$$\epsilon = 1 - e^{-d \cdot N \cdot \sigma_{Abs}}, \quad (7.4)$$

gegeben. Dabei ist d die effektive Weglänge, die Neutronen im Detektormedium zurücklegen können. Sie beträgt für unseren Detektor, wie oben erwähnt, 2.1 cm. N meint die Anzahl der Gasatome pro Volumeneinheit. Da für

$$\sigma_{v_1} = \frac{\text{konst}}{v_1}, \quad (7.5)$$

und

$$\sigma_{v_2} = \frac{\text{konst}}{v_2}, \quad (7.6)$$

gilt

$$\sigma_{v_1} = \frac{\sigma_{v_2} \cdot v_2}{v_1}, \quad (7.7)$$

lässt sich durch Wissen des Wirkungsquerschnitts bei einer bestimmten Geschwindigkeit, auch der Wirkungsquerschnitt bei einer beliebigen anderen

Geschwindigkeit berechnen. Wenn wir ein Flugzeitspektrum bei einer eingestellten Flugstrecke betrachten, können wir durch Umformung

$$\sigma_{v_i} = \frac{\sigma_{2200m/s} \cdot 2200 \cdot t_i}{L}, \quad (7.8)$$

zu jedem Zeitintervall t_i das passende σ_i und damit die zugehörige Detektoreffizienz ϵ_i berechnen.

Damit folgt für die Korrektur der aus den Experimenten gewonnenen *raw counts*:

$$real\ counts_i = \frac{raw\ counts_i - background}{1 - exp(-d \cdot N \cdot \sigma_{2200m/s} \cdot \frac{2200 \cdot (t_i + \Delta t)}{L})}. \quad (7.9)$$

Für die Messung der Öffnungsfunktion mit einer Flugstrecke von 3.5 cm wurde in den Exponenten noch ein dimensionsloser Faktor 0.72 multipliziert. Dieser berücksichtigt, dass, im Gegensatz zu den anderen Messungen, das zylindrische Volumen des Detektors nicht seitlich abgedeckt wurde. Dadurch legen Neutronen außerhalb der zentralen Detektorachse eine kürzere Weglänge zurück.

In der Abbildung 7.4 ist neben den Neutronenpeaks noch ein konstanter Hintergrund und ein kleiner Peak im ersten Zeitintervall zu sehen, in welches alle Störsignale geschrieben werden. Solche Störsignale können sich aus der Rotation des Choppers, der angelegten Spannung, der Beleuchtung und anderen elektrischen Störquellen ergeben. Sowohl dieser Störpeak, als auch der konstante Background, müssen von unseren Rohdaten abgezogen werden.

All dies angewandt ergibt die in Abbildung 7.5 gezeigten Flugzeitspektren der Neutronen. Wie erwartet erhöhen sich durch die Anwendung der Detektorkorrektur die Zählrate der schnellen Neutronen in den jeweiligen Spektren. Die bei 3.5 cm gemessene Öffnungsfunktion wird indessen noch dreiecksförmiger. Bei kleinen Zeitintervallen ergibt die Formel 7.9 hohe Werte, sodass kleine Zählraten des Hintergrunds überschätzt werden bzw. kleine Schwankungen in den Rohdaten nach Anwendung der Gleichung starke Ausreißer ergeben. Um diesem Umstand zu begegnen wurde bei den Spektren bei 238.5 cm und 140 cm die Gleichung 7.9 bei den ersten Zeitintervallen bis 100 μ s nicht angewandt. Stattdessen wurden die Rohdaten eingesetzt, da es sich hier nur um Hintergrundsignale handelt.

In Abbildung 7.6 wurde das Flugzeitspektrum für die Messung bei der Neutronenflugdistanz von 238.5 cm als Wellenlängenspektrum dargestellt. Dieses Spektrum soll als Orientierung dienen, welche Wellenlängen im Spektrum signifikant vorhanden sind und in welchem Wellenlängenbereich das Maximum der Intensitätsverteilung auftritt. Für das tatsächliche Wellenlängenspektrum müsste noch eine Entfaltung durchgeführt werden.

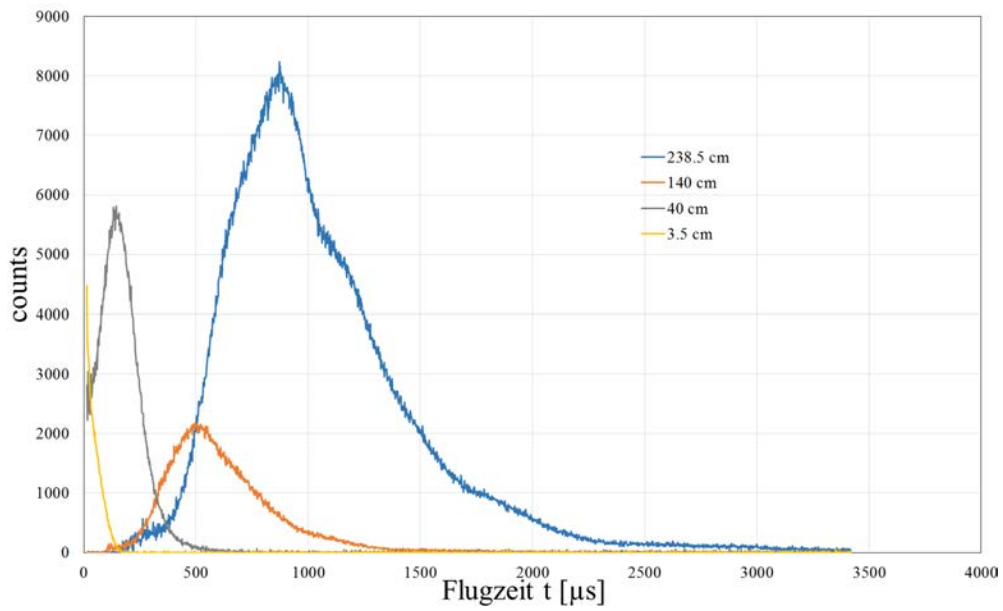


Abbildung 7.5: Flugzeitspektren nach Anwendung aller Korrekturen.

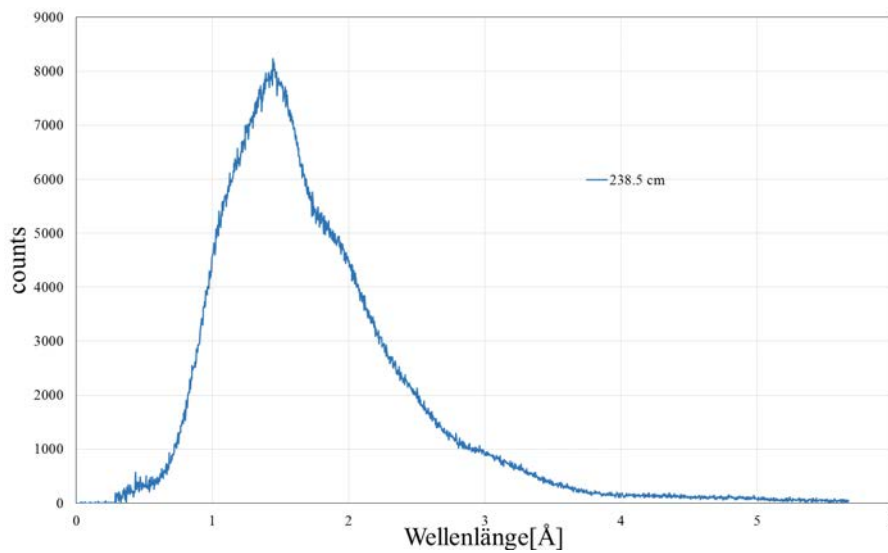


Abbildung 7.6: Wellenlängenspektrum der Neutronen bei einer Flugstrecke von 238.5 cm.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse der Diplomarbeit in Tabellen zusammengefasst. Alle Neutronenflussbestimmungen wurden mittels Wirkungsquerschnitte berechnet, welche die Absorption von Neutronen mit einer Geschwindigkeit von 2200 m s^{-1} beschreiben. Dies entspricht einer in der Literatur und in allen gängigen Tabellen zu Wirkungsquerschnitten anzutreffende Konvention (siehe [4] bzw.[10]) und dient als erste Näherung. In den Tabellen 8.1 bis 8.4 sind die wichtigsten Ergebnisse dargestellt.

	Sonde	ϕ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	stat. Fehler [%]
totaler Fluss	Gold	$3,40(4) \cdot 10^6$	1,30
	Indium	$3,27(1) \cdot 10^6$	0,19
	Diamant	$3,96(9) \cdot 10^6$	2,19
schneller Fluss	Gold	$1,37(7) \cdot 10^4$	4,95
	Indium	$1,35(2) \cdot 10^4$	1,63
	Diamant	$4,1(1,0) \cdot 10^4$	25,82
therm. Fluss	Gold	$3,38(4) \cdot 10^6$	1,33
	Indium	$3,26(1) \cdot 10^6$	0,20
	Diamant	$3,92(9) \cdot 10^6$	2,48

Tabelle 8.1: Der Neutronenfluss des Weißen Strahls ermittelt durch unterschiedliche Sonden in der Strahlachse. Der Abstand der Sonden vom Beamport betrug 30 cm. Die Abweichung des Flusswertes der Diamantdetektormessung ist durch einen höheren systematischen Fehler zu erklären.

	Sonde	Anteil [%]
totaler Fluss	Gold, Indium	100
	Diamant	100
schneller Fluss	Gold, Indium	0,4
	Diamant	1,0
therm. Fluss	Gold, Indium	99,6
	Diamant	99,0

Tabelle 8.2: Anteil des thermischen und schnellen Flusses am Gesamtfluss. Die Prozentangaben beziehen sich auf Werte aus Tabelle 8.1.

Sonde	Abstand [cm]	ϕ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	stat. Fehler [%]
Gold	30	$3,25(4) \cdot 10^6$	1,30
	140	$1,57(2) \cdot 10^6$	1,30
	220	$1,04(2) \cdot 10^6$	1,90
Indium	30	$3,27(1) \cdot 10^6$	0,19
	140	$1,68(0) \cdot 10^6$	0,24
	220	$1,15(0) \cdot 10^6$	0,31

Tabelle 8.3: Abnahme des Neutronenflusses bei seinem Weg durch die Kammer. *Abstand* meint die Entfernung der Sonde vom Beampport. Alle Messungen wurden mit einem $65 \times 65 \text{ mm}^2$ -Strahlprofil durchgeführt. Der Neutronenfluss sinkt nach rund zwei Meter in Strahlachse auf ein Drittel herab, erfüllt aber immer noch das Designkriterium von $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Längendef.	Divergenzwinkel [°]
Zehntelbreite	1,3
Halbwertsbreite	0,6

Tabelle 8.4: Divergenz des Weißen Strahls für zwei verschiedene Längendefinitionen.

Die in dieser Diplomarbeit erzielten Resultate bestätigen die an den Weißen Strahl gerichteten Erwartungen. Der Weiße Strahl ist zu mehr als 99% ein thermischer Neutronenstrahl. Sein Neutronenfluss beträgt $\phi_{Au} = 3.40(4) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in der zentralen Strahlachse und bei einem Abstand von 30 cm zum Beampport. Die Diamantdetektormessung erzielte bei gleicher Experimentanordnung einen Fluss $\phi_{diamond} = 3.96(9) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dabei handelte es sich auch um einen Test des Diamantdetektorsystems selbst, die Messung diente als erste Abschätzung. Ein höherer systematischer Fehler im Ergebnis war deswegen zu erwarten. Das Ergebnis passt damit gut mit der Goldfolienmessung überein.

Der Neutronenfluss des Weißen Strahls sinkt nach zwei Meter in die Kammer hinein auf ein Drittel im Vergleich zu seinem Wert am Beampport. Mit, je nach Längendefinition, 1.3° (Zehntelbreite) bzw. 0.6° (Halbwertsbreite) Divergenzwinkel verfügt der Weiße Strahl über ein scharf definiertes Strahlprofil.

Die neue Strahlkammer gewährleistet den Aufbau von Experimenten während des Reaktorbetriebs und deren Durchführung bei einer zusätzlichen Dosisbelastung der Umgebung, welche je nach Ort zwischen $0.38 \mu\text{Sv h}^{-1}$ bis $2.85 \mu\text{Sv h}^{-1}$ beträgt.

Als nächster Schritt soll das Spektrum des Weißen Strahls untersucht werden. Dies geschieht bereits einerseits durch einen Kristallspektrometer [16], andererseits durch Flugzeitmessung mit Hilfe eines Choppers [27]. Ein kurzer Ausschnitt des Flugzeitspektrums ist bereits im Kapitel 7. Der Weiße Strahl wird auch beim MONOPOL-Projekt im Rahmen des PERC-Projekts zum Einsatz kommen [24], bei dem ein Wanderwellen-Neutronenspinresonator hergestellt wird, der wellenlängenselektierte und polarisierte Neutronenpulse erzeugt ([28] & [29]).

Literaturverzeichnis

- [1] W. Mach, Dissertation TU Wien (in progress)
- [2] W. Mach, et al., *Installation of a Thermal White Neutron Beam Facility at the TRIGA Reactor in Vienna*, 26th International Conference Nuclear Energy for New Europe NENE, 2017
- [3] W. Mach, A. Musilek, D. Hainz, *Beschreibung des neuen Strahlplatzes am Strahlrohr B des TRIGA Reaktors*, Wien, 2016
- [4] H. Böck, *Neutron Activation Foil Manual*, Wien, 1989
- [5] H. Böck, M. Villa, *Praktische Übungen am Reaktor*, Wien, 2005
- [6] <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/servlet/E4sMakeE4>
- [7] R. Höhenberger, B. Mandl, *Neutronenflussbestimmung am Forschungsreaktor TRIGA MARK-II*, Projektarbeit TU Wien, 2013
- [8] T. Reichel, A. Redermeier, *Bestimmung des Neutronenspektrums um das Strahlrohr A des TRIGA Reaktors Wien*, Projektarbeit TU Wien, 2007
- [9] A. Benigno, S. Haas, *Projektarbeit Reaktortechnik*, Projektarbeit TU Wien, 2001
- [10] S.F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances*, Elsevier Publisher, Amsterdam, 2006
- [11] F. Bensch, C. M. Fleck, *Neutronenphysikalisches Praktikum I, II*, BI-Hochschultaschenbücher, Mannheim, 1968
- [12] F. Hainzl, *Experimental characterization of shielding materials for neutrons and gamma radiation*, Diplomarbeit TU Wien, 2016
- [13] M. Bacak, *Design der Strahlungsabschirmung für einenweißen Neutronenstrahl am TRIGA Mark II Forschungsreaktor der TU Wien*, Diplomarbeit TU Wien, 2015

- [14] C. Raith, *Neutron Activation Analysis Measurement in Different Energy Ranges at the TRIGA Mark II Reactor for Determination of the Neutron Spectrum* Diplomarbeit TU Wien, 2015
- [15] M. Hofer, P. Necker, *Analyse und Simulation der Abschirmungswirkung von mit Bor versetztem Strahlenschutzbeton im Vergleich zu herkömmlichen Baubeton*, Projektarbeit TU Wien, 2015
- [16] A. Hawlik, *Strahlpräparation am Strahlrohr B des TRIGA MK II Forschungsreaktors der TU Wien*, Diplomarbeit TU Wien (in progress)
- [17] P. Kavargin, P. Finocchiaro, E. Griesmayer, E. Jericha, A. Pappalardo, C. Weiss, *Pulse-shape analysis for gamma background rejection in thermal neutron radiation using CVD diamond detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 795 (2015) 88-91, 2015
- [18] C. Weiss, H. Fraiss-Kölbl, E. Griesmayer, P. Kavargin, *Ionization signals from diamond detectors in fast-neutron fields*, The European Physical Journal A (2016) 52: 269, 2016
- [19] H. Pernegger, S. Roe, P. Weillhammer, V. Eremin, H. Fraiss-Kölbl et al., *Charge carrier properties in synthetic single-crystal diamond measured with transient-current technique*, Journal of Applied Physics 97, 073704 (2005), 2005
- [20] C. Weiss, *A CVD Diamond Detector for (n,α) Cross-Section Measurements*, Dissertation TU Wien, 2014
- [21] R. Kavargin, E. Griesmayer, F. Belloni, A.J.M Plompen, P. Schillebeeckx, C. Weiss, *$^{13}\text{C}(n,\alpha_0)^{10}\text{Be}$ cross section measurement with sCVD diamond detector*, The European Physical Journal A (2016) 52: 179, 2016
- [22] M. Zawisky, F. Hameed, E. Dyrnjaja, J. Springer et al., *Digitized neutron imaging with high spatial resolution at a low power research reactor: I. Analysis of detector Performance*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 587 (2008) 342-349, 2008
- [23] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen und Astrophysik*, Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2006
- [24] A. Frank, Diplomarbeit TU Wien (in progress)

- [25] D. Hainz, W. Mach, M. Pangl et al., *Protokoll: Strahlenschutzüberwachung an der Experimentierkammer für den Weißen Strahl bei stufenweiser Inbetriebnahme des Reaktors*, Atominstitut Wien, 2017
- [26] VacuTec, He-3 Neutron Detector Manual, 2016
- [27] M. Pangl, R. Kurinjimala, *Bestimmung des Flugzeitspektrums des Weißen Strahls*, Projektarbeit TU Wien, 2017
- [28] C. Gösselsberger et al., *Physics Procedia* 42 (2013) 106.
- [29] E. Jericha et al., *Nucl. Instrum. Methods A* 845 (2017) 552.